





# XVI Riunione Nazionale di Elettromagnetismo

18-21 settembre 2006 Starhotel President Genova

Atti della Riunione

www.elettromagnetismo.it/conf/RiNEm2006

## **ORGANIZZATORI E SPONSOR DELLA XVI RiNEm**



Società Italiana di Elettromagnetismo www.elettromagnetismo.it

Dipartimento di Ingegneria Biofisica ed Elettronica Università degli Studi di Genova www.unige.it

> Dipartimento di Elettronica Università degli Studi di Pavia www.unipv.it

## SPONSOR



a Finmeccanica Company

Vector Fields

software for electromagnetic design

Agilent Technologies www.agilent.com

Simulation Software for High Performance Electronic Design www.ansoft.com

> Computer Simulation Technology www.cst.de

> > D'Appolonia SpA www.dappolonia.it

Electromagnetic Software and Systems www.emss.de

> PMM www.pmm.it

SELEX Communications www.selex-comms.com

Software for Electromagnetic Design www.vectorfields.com



## PATROCINI



Wireless Technology www.witech.it

Regione Liguria www.regione.liguria.it

Provincia di Genova www.provincia.genova.it

Comune di Genova www.comune.genova.it

## **COMITATI DELLA XVI RiNEm**

## **COMITATO PROMOTORE**

S. Caorsi, Università degli Studi di Pavia G. Di Massa, Università della Calabria G. Mazzarella, Università degli Studi di Cagliari M. Pastorino, Università degli Studi di Genova

## **COMITATO ORGANIZZATORE**

G. Bozza, Università degli Studi di Genova S. Caorsi, Università degli Studi di Pavia M. Chiappe, Università degli Studi di Genova G. L. Gragnani, Università degli Studi di Genova G. Oliveri, Università degli Studi di Genova M. Pastorino, Università degli Studi di Genova A. Randazzo, Università degli Studi di Genova

## **PROGRAMMA DELLA XVI RiNEm**

#### Antenne 1

Lunedì 18 settembre 2006

MICROSTRIP UNBALANCED HYBRID MONOPOLE FOR UWB METROLOGY APPLICATIONS V. Tesi, M. Cerretelli, G. Biffi Gentili

UNA MERIDIANA VERTICALE PER ANTENNA R. Tascone, A. Olivieri, O. A. Peverini, G. Virone, R. Orta

PROGETTO DI UN DIPOLO STAMPATO QUADRI-BANDA RICONFIGURABILE PER APPLICAZIONI WIRELESS *A. Cidronali, L. Lucci, G. Manes, G. Pelosi, P. Samori, S. Selleri* 

ANTENNE NAVALI STRUTTURALI A LARGA BANDA L. Mattioni, G. Marrocco

THE U-SHAPED LEAKY-WAVE ANTENNA *S. Paulotto* 

ANALISI DI ANTENNE A DIPOLO RIPIEGATO A 2.45 GHZ PER APPLICAZIONI RFID M. Mongiardo, M. Patassini, R. Sorrentino, C. Tomassoni, R. Vincenti Gatti

#### Interazioni Bioelettromagnetiche

Lunedì 18 settembre 2006 Sessione dedicata alla memoria di Guglielmo d'Ambrosio

SIMULAZIONI MOLECOLARI IN PRESENZA DI CAMPO ELETTROMAGNETICO: LA MIOGLOBINA COME CASO DI STUDIO *F. Apollonio, M. Pellegrino, M. Liberti, G. D'Inzeo* 

CHARACTERIZATION AND DOSIMETRY OF A 1800 MHZ LOOP ANTENNA FOR EXPERIMENTAL STUDIES ON THE AUDITORY SYSTEMS OF RATS *A. De Vita, V. Lopresto, S. Mancini, G. Marrocco, R. Pinto, G. A. Lovisolo* 

SAR E INCREMENTI DI TEMPERATURA IN PORTATORI DI PACEMAKER ESPOSTI AI CAMPI EM PRODOTTI DA APPARATI DI RMN S. Pisa, G. Calcagnini, M. Cavagnaro, E. Piuzzi, M. Triventi, P. Bernardi

UN MODELLO PER L'IMAGING FUNZIONALE DEL SENO CON LA RADIOMETRIA A MICROONDE *S. Iudicello, F. Bardati* 

TRASMISSIONE DI IMMAGINE E IRRAGGIAMENTO DA FIBRA MULTIMODO LP TRONCATA *A. Lucesoli, T. Rozzi* 

CONTROLLO DI NANOMACCHINE MEDIANTE CAMPI ELETTROMAGNETICI E. M. Bucci, O. M. Bucci, M. L. Calabrese, R. Massa, A. Messere, G. Milano, D. Musumeci, G. Roviello

#### Antenne 2

Lunedì 18 settembre 2006

UN'ANTENNA A PATCH SAGOMATO AD E CON SLOT A ZIG-ZAG PER APPLICAZIONI WIRELESS A LARGA BANDA D. Caratelli, R. Cicchetti, G. Bit-Babik, A. Faraone

ANTENNE ATTIVE INTEGRATE BASATE SU RISONATORI DIELETTRICI A. Guraliuc, L. Lucci, G. Manara, G. Nenna, P. Nepa, G. Pelosi, L. Rossi, S. Selleri

ANTENNE PLANARI A LARGA BANDA PER SISTEMI DI COMUNICAZIONE MOBILI G. Manara, S. Mugnaini, P. Nepa, A. A. Serra

EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF MILLIMETER-WAVE ANTENNAS A. Capozzoli, C. Curcio, G. D'Elia, A. Liseno, M. A. Vigliotti

ANTENNE AL PLASMA: ATTIVITA' DI RICERCA SVILUPPATA AL DEB G. Cerri, R. De Leo, V. Mariani Primiani, F. Moglie, P. Russo

VALUTAZIONE DELLA TEMPERATURA DI ANTENNA PER ALCUNI SENSORI RADIOASTRONOMICI P. Bolli, F. Perini, S. Montebugnoli, A. Orlati, G. Pelosi, S. Poppi

## **Dispositivi e Circuiti 1**

Lunedì 18 settembre 2006

DISPOSITIVI RICONFIGURABILI PER ANTENNE INTELLIGENTI DUAL-BAND R. Vincenti Gatti, L. Marcaccioli, A. Ocera, E. Sbarra, M. Alunno Corbucci, R. Sorrentino

FREQUENCY SELECTIVE SURFACES ON SILICON SUBSTRATES FOR SUB-MM WAVE APPLICATIONS

S. Biber, M. Bozzi, L. Perregrini, L.-P. Schmidt

PROGETTO DI UN FILTRO COMBLINE IN TECNOLOGIA LTCC PER APPLICAZIONI SPAZIALI G. De Cicco, P. Mezzanotte

PROGETTO DI UN FILTRO RICONFIGURABILE A MEMS, BASATO SU RISONATORI A COMPORTAMENTO DUALE M. C. Russo, P. Farinelli, P. Mezzanotte

APPROCCIO IBRIDO RADIALE-LONGITUDINALE PER FILTRI RIGETTA-BANDA IN DOPPIA POLARIZZAZIONE G. Addamo, G. Virone, O. A. Peverini, R. Orta, R. Tascone

SUPERGEOMETRIC SPECTRAL-ELEMENT-METHOD FOR MILLIMETER-WAVE DEVICES WITH SHARP EDGES: AN APPLICATION TO DUAL-MODE STRUCTURES O. A. Peverini, G. Virone

#### **Diffrazione Elettromagnetica**

Martedì 19 settembre 2006

Sessione dedicata alla memoria di Roberto Tiberio

RADIATION FROM ELEMENTARY SOURCES IN THE PRESENCE OF WIRE-MEDIUM SLABS: PHYSICAL MECHANISMS AND FULL-WAVE ANALYSIS *P. Burghignoli, G. Lovat, F. Capolino, D. R. Jackson, D. R. Wilton* 

DIFFRAZIONE DA DIEDRI MULTIPLI: LA SOLUZIONE ANALITICA *P. De Cupis, G. Gerosa* 

PROPAGAZIONE E DIFFUSIONE DA CILINDRI DIELETTRICI *M. Lucido, F. Schettino* 

SCATTERING DI IMPULSI ELETTROMAGNETICI DA OGGETTI CILINDRICI SEPOLTI F. Frezza, P. Martinelli, L. Pajewski, G. Schettini

MULTISTRATI DIELETTRICI A GEOMETRIA FRATTALE PER FILTRI A BANDA STRETTA SINTONIZZABILI *F. Chiadini, V. Fiumara, I. Gallina, I. M. Pinto, A. Scaglione* 

SCATTERING BY A PLANAR JUNCTION BETWEEN TWO LOSSY SLABS IN RADIOPROPAGATION ENVIRONMENTS D. Di Napoli, F. Ferrara, C. Gennarelli, G. Riccio

COMPLEX SOURCE INCREMENTAL THEORY OF DIFFRACTION A. Polemi, M. Albani, G. Carluccio, A. Toccafondi, S. Maci

### **Telerilevamento 1**

Martedì 19 settembre 2006

ANALISI DI SENSIBILITA' PER LA STIMA DELL'ALTEZZA DI EDIFICI DA IMMAGINI SAR G. Franceschetti, R. Guida, A. Iodice, D. Riccio, G. Ruello

STUDIO DELLA SENSIBILITA' DI UN SISTEMA BISTATICO AI PARAMETRI GEOFISICI DEL SUOLO

F. Ticconi, N. Pierdicca, L. Pulvirenti, M. Brogioni

MONITORAGGIO DI VEGETAZIONE AGRICOLA NELLE BANDE DI FREQUENZA TRA 1 E 11 GHZ

A. Della Vecchia, P. Ferrazzoli, L. Guerriero

ANALISI DI SENSIBILITA' DEI DATI ENVISAT-ASAR ALL'UMIDITA' DEL TERRENO: RISULTATI PRELIMINARI DI CAMPAGNE SPERIMENTALI *C. Bignami, N. Pierdicca, L. Pulvirenti, F. Ticconi* 

SISM: SIMULATORE DI IMMAGINI SAR RELATIVE AL MARE *F. Nunziata, A. Gambardella, M. Migliaccio* 

USO DI RETI NEURALI PER EMULARE IL MODELLO A DUE SCALE DI EMISSIONE E SCATTERING DELLA SUPERFICE MARINA *L. Pulvirenti, F. S. Marzano, N. Pierdicca* 

LA DIFFERENZA DI FASE CO-POLARE PER L'OSSERVAZIONE DEGLI IDROCARBURI A MARE

F. Nunziata, A. Gambardella, M. Migliaccio

## Sessione Plenaria

Martedì 19 settembre 2006

A BRIEF HISTORY OF WIRELESS INCLUDING WHO WAS JAMES CLERK MAXWELL AND WHAT DID HE DO? *T. K. Sarkar, M. Salazar-Palma* 

#### Propagazione e Sistemi Radiomobili 1

Martedì 19 settembre 2006

VERIFICA DI UN SOFTWARE PER LA PREVISIONE DELLA RADIOCOPERTURA G. Franceschetti, R. Guida, A. Iodice, D. Riccio, G. Ruello

STUDIO DELLA PROPAGAZIONE INDOOR DI SEGNALI UWB MEDIANTE GO D. Cassioli, E. Di Giampaolo, P. Tognolatti

AN ENHANCED 3D RAY TRACING ALGORITHM FOR INDOOR EM PROPAGATION *M. Allegretti, L. Coppo, R. Notarpietro, G. Perona* 

PROPAGAZIONE IN AMBIENTE INDOOR: CONFRONTO TRA TECNICA DEL RAY-TRACING E TRASFERIMENTO RADIATIVO *A. V. Bosisio, O. Simeone* 

A. V. Bosisio, U. Simeone

A TOOL FOR SATELLITE-INDOOR CHANNEL MODELLING *E. Di Giampaolo* 

ANALISI DELLE PROBLEMATICHE PROPAGATIVE NEI SISTEMI RFID PASSIVI IN BANDA UHF *C. Piersanti, F. Fuschini, G. Falciasecca, V. Degli Esposti* 

#### Antenne 3

Martedì 19 settembre 2006

ARRAY A DOPPIA FREQUENZA E DOPPIA POLARIZZAZIONE IN BANDA KA-KU E. Arnieri, L. Boccia, G. Amendola, G. Di Massa

THINNED HEXAGONAL ARRAYS FOR SATELLITE APPLICATIONS OPTIMIZED WITH GENETIC ALGORITHMS *M. C. Viganò, G. Toso, S. Selleri, C. Mangenot, P. Angeletti, G. Pelosi* 

UN ALGOTRITMO COOPERATIVO PER IL CONTROLLO DI SMART ANTENNAS OPERANTI IN AMBIENTI REALISTICI *M. Donelli, D. Franceschini, P. Rocca, L. Manica, M. Benedetti* 

SINTESI NEL DOMINIO DEL TEMPO DI ARRAY IMPULSIVI M. Ciattaglia, G. Marrocco

SCANSIONE DEL FASCIO DI UNA SCHIERA DI GEOMETRIA ARBITRARIA IN PRESENZA DI VINCOLI *R. Vescovo* 

UTILIZZO EFFICIENTE DEI GRADI DI LIBERTA' SPAZIALI DEL CANALE WIRELESS MEDIANTE ANTENNE MIMO ADATTATIVE AD ELEMENTI PARASSITI *M. D. Migliore, D. Pinchera, F. Schettino* 

## Sessione Plenaria

Martedì 19 settembre 2006

CIRCUIT-LEVEL NONLINEAR SIMULATION OF RF/MICROWAVE SYSTEMS *V. Rizzoli, D. Masotti, E. Montanari* 

#### Ottica 1

Martedì 19 settembre 2006

RIEMPIMENTO FUNZIONALIZZANTE DI FIBRE OTTICHE HOLLOW-CORE A. Carraro, D. Grosso, E. Montagner, M. Santagiustina, C. G. Someda, G. Brusatin, E. Nicoletti, P. Casara, A. Martucci

MODELLIZZAZIONE NUMERICA NEL DOMINIO DEL TEMPO MEDIANTE L'USO DEI POTENZIALI HERTZIANI APPLICATA A GUIDE OTTICHE *A. Massaro, T. Rozzi* 

FILTRO POLARIZZATORE A BANDA STRETTA CON STRUTTURA SUPERRETICOLARE *F. Chiadini, V. Fiumara, A. Lakhtakia, A. Scaglione* 

PROGETTO DI UNA FIBRA A CRISTALLO FOTONICO HOLLOW CORE BIRIFRANGENTE CON RETICOLO HONEYCOMB MODIFICATO *F. Poli, M. Foroni* 

IMPULSI CONTRO-PROPAGANTI IN UNA CAVITÀ A INDICE DI RIFRAZIONE NEGATIVO D. de Ceglia, A. D'Orazio, M. De Sario, F. Prudenzano, V. Petruzzelli, M. Centini, M. Scalora

GENERAZIONE DI SECONDA ARMONICA IN GUIDE DI NIOBATO DI LITIO MEDIANTE ROTAZIONE DEL POLING *F. M. Pigozzo, E. Autizi, A.-D. Capobianco, G. F. Nalesso, C. Sada, M. Bazzan, N. Argiolas, P. Mazzoldi* 

OPTIMIZED DIELECTRIC MIRROR COATINGS AND LASER BEAM PROFILES FOR THERMAL NOISE REDUCTION IN ADVANCED GRAVITATIONAL WAVE INTERFEROMETERS *G. Castaldi, V. Galdi, V. Pierro, I. M. Pinto, J. Agresti, E. D'Ambrosio, R. De Salvo* 

#### Problemi Inversi 1

Martedì 19 settembre 2006

TOMOGRAFIA A MICROONDE DI CILINDRI SOTTILI: RISULTATI SPERIMENTALI A. Brancaccio, J. Romano, R. Solimene, R. Pierri

UNA STRATEGIA DI INVERSIONE ELETTROMAGNETICA BASATA SU UN ALGORITMO MULTIRISOLUZIONE AGLI SCIAMI DI PARTICELLE *M. Donelli, D. Franceschini, G. Franceschini, A. Martini* 

DETECTION OF THE CONVEX HULL OF A SCATTERING SYSTEM EMBEDDED IN HETEROGENEOUS BACKGROUNDS *A. Capozzoli, G. D'Elia, P. Vinetti* 

PROBLEMI DIRETTI ED INVERSI DI SCATTERING: CONVENIENZA E LIMITAZIONI DEL MODELLO CONTRAST SOURCE -EXTENDED BORN *M. D'Urso, T. Isernia*  UN ALGORITMO DI INVERSIONE LINEARE PER LA DIAGNOSTICA DI STRUTTURE MURARIE

F. Soldovieri, A. Brancaccio, G. Leone, R. Pierri

DIVERSITA' ANGOLARE PER LA LOCALIZZAZIONE DI INTERFACCE PLANARI R. Barresi, G. Leone, R. Solimene

## Antenne 4

Martedì 19 settembre 2006

NEAR FIELD-FAR FIELD TRANSFORMATION FROM IRREGULARLY SPACED DATA ACQUIRED VIA THE PLANAR-WIDE-MESH-SCANNING F. D'Agostino, C. Gennarelli, R. Guerriero, M. Migliozzi, C. Savarese

TECNICA DI FOCALIZZAZIONE IN CAMPO VICINO PER TEST DI SISTEMI RADAR AD ARRAY

M. Ciattaglia, L. Infante, S. Mosca, A. Crisafulli, M. Albani

VALUTAZIONE DIRETTA DI CAMPO LONTANO DA MISURE DI CAMPO VICINO IN GEOMETRIA BIPOLARE S. Costanzo, G. Di Massa

ANALYSIS OF FREQUENCY SELECTIVE SURFACES INTEGRATED WITH PHASED ARRAY ANTENNAS

M. Frosini, A. Cucini, L. Infante, S. Mosca, S. Maci

PROGETTO E REALIZZAZIONE DI UN REFLECTARRAY RICONFIGURABILE A MEMS PER IMAGING A ONDE MILLIMETRICHE B. Mencagli, P. Farinelli, L. Marcaccioli, R. Vincenti Gatti, B. Margesin, F. Giacomozzi, R. Sorrentino

ANALISI DELLE PRESTAZIONI IN BANDA PER SCHIERE RIFLETTENTI STAMPATE ACCOPPIATE MEDIANTE FENDITURA F. Venneri, S. Costanzo, G. Di Massa

Applicazioni Industriali, Mediche e Compatibilità Elettromagnetica 1

Martedì 19 settembre 2006

RADIAZIONE DI FIBRE OTTICHE CON DIVERSO ANGOLO DI TAGLIO PER APPLICAZIONI IN BIOMEDICA E NELLE TELECOMUNICAZIONI A. Massaro, L. Pierantoni, T. Rozzi

TAG RFID PASSIVI BIOCOMPATIBILI NELLA BANDA UHF G. Marrocco, C. Stifano

UNA CAVITA' APERTA E SURMODATA COME SENSORE DI LIVELLO DI ACCIAIO FUSO IN SISTEMI DI PRODUZIONE A COLATA CONTINUA G. Virone, R. Tascone, A. Olivieri, O. A. Peverini, R. Orta

UNA STRUTTURA OUATTRO PORTE PER MISURE COMPARATIVE DI COSTANTE DIELETTRICA E CONTENUTO DI UMIDITÀ A. Ocera, E. Fratticcioli, M. Dionigi, R. Sorrentino

LE MICROONDE NEL SETTORE AGROALIMENTARE RASSEGNA DI ALCUNE APPLICAZIONI B. Bisceglia, N. Diaferia

A MINIMALLY INVASIVE MICROWAVE INTERSTIAL APPLICATOR WITH AN INTEGRATED TEMPERATURE SENSOR *M. Linari, G. Biffi Gentili* 

ANALISI E PROGETTO DI TAG PASSIVI PER L'IDENTIFICAZIONE A RADIOFREQUENZA MEDIANTE TECNICHE DI CO-SIMULAZIONE NON LINEARE ED ELETTROMAGNETICA V. Rizzoli, A. Costanzo, M. Rubini, D. Masotti

#### Ottica 2

Mercoledì 20 settembre 2006

AMPLIFICAZIONE RAMAN CONTRO-PROPAGANTE IN FIBRE OTTICHE A BIRIFRANGENZA ALEATORIA

L. Ursini, M. Santagiustina, L. Palmieri, A. Galtarossa, M. Guglielmucci

FIBRE OTTICHE A TORSIONE UNIDIREZIONALE IN COLLEGAMENTI A BASSA DISPERSIONE DI POLARIZZAZIONE *A. Galtarossa, L. Palmieri, A. Pizzinat, L. Schenato, M. Guglielmucci* 

AMPLIFICATORE BASATO SULLE PERDITE DI CURVATURA DI UNA FIBRA DROGATA CON ERBIO A CLADDING DEPRESSO *M. Foroni, F. Poli, L. Ruggeri, A. Cucinotta, S. Selleri* 

PROGETTO DI UN SENSORE DI PRESSIONE A BANDA FOTONICA PROIBITA D. Biallo, A. D'Orazio, M. De Sario, V. Marrocco, V. Petruzzelli, F. Prudenzano, T. Stomeo, M. Grande, G. Visimberga, R. Cingolani, M. De Vittorio

STUDIO NUMERICO DEL REGIME DI MONOMODALITÀ IN FIBRE A NUCLEO CAVO BASATE SU RETICOLI A NIDO D'APE MODIFICATI *L. Vincetti, M. Maini, A. Polemi, M. Zoboli* 

LINEE DI RITARDO OTTICHE A ONDA LENTA A. Melloni, F. Morichetti, M. Martinelli

MODELLO NUMERICO DI EDFAS PER BANDA S BASATI SU FIBRE OTTICHE CON CLADDING DEPRESSO L. Vincetti. M. Maini, M. Zoboli, S. Selleri, A. Cucinotta, F. Poli, M. Foroni

#### Metodi Numerici

Mercoledì 20 settembre 2006

MODELLO NEL DOMINIO S DI GUIDE RETTANGOLARI CON INSERTI DIELETTRICI M. Bressan, G. Conciauro, W. Eyssa

RECENT ADVANCES IN MR ANALYSIS OF COMPLEX STRUCTURES *F. Vipiana, G. Vecchi, P. Pirinoli, A. Freni, P. De Vita* 

CONVERGENZA FRA MISURE E SIMULAZIONI DI ANTENNE FM SU MODELLO SEMPLIFICATO DI AUTOVEICOLO *M. Cerretelli, G. Biffi Gentili* 

GENERAZIONE DI SECONDA ARMONICA: ANALISI DINAMICA CON TECNICA NEL DOMINIO DEL TEMPO *M. Lauritano, G. Bellanca, S. Trillo*  GREEN'S FUNCTION FACTORIZATION FOR THE ANALYSIS OF LARGE PATCH ANTENNAS WITH THE SM/AIM METHOD F. De Vita, I. Stevanovic, A. Freni, J. R. Mosig

EFIE STABILIZATION BY A DEFLATION TECHNIQUE G. Angiulli, G. Di Massa

TECNICHE DI ACCELERAZIONE PER FUNZIONI DI GREEN 3-D IN STRUTTURE PERIODICHE LUNGO UNA O DUE DIREZIONI G. Valerio, P. Baccarelli, P. Burghignoli, A. Galli

## **Sessione Plenaria**

Mercoledì 20 settembre 2006

ELECTROMAGNETIC PROPAGATION IN BUILT-UP AREAS. AN OVERVIEW G. Franceschetti

## **Problemi Inversi 2**

Mercoledì 20 settembre 2006

RICOSTRUZIONE OLOGRAFICA DI GRANDI ANTENNE A RIFLETTORE MEDIANTE METODO ITERATIVO-PERTURBATIVO BASATO SULLA SVD P. Bolli, M. Loi, G. Montisci, G. Serra

MAPPING THE ELECTROMAGNETIC FIELD INTENSITY AT THE GROUND: ANALYSIS OF AN INCOHERENT SCENE AND EXTENSION TO A PARTIALLY COHERENT SCENARIO O. M. Bucci, A. Capozzoli, G. D'Elia, A. Liseno

DETECTION OF DIELECTRIC OBJECTS BY REFLECTOMETRY USING WIDEBAND CIRCULARLY POLARIZED ANTENNAS R. Serenelli, G. Garfagnini, G. Biffi Gentili

VALUTAZIONE DI UN METODO ANALITICO PER LA SOLUZIONE DI PROBLEMI BIDIMENSIONALI DI SCATTERING ELETTROMAGNETICO INVERSO M. Chiappe, G. L. Gragnani

TOMOGRAFIA A MICROONDE IN UNA APPLICAZIONE DI DIAGNOSTICA NON-INVASIVA NELL'INDUSTRIA DEL LEGNO A. Salvadè, M. Pastorino, R. Monleone, T. Bartesaghi, F. Caprile, G. Bozza, A. Randazzo

## Antenne 5

Mercoledì 20 settembre 2006

GRIGLIE SEMANTICHE PER LA PROGETTAZIONE DI SCHIERE DI ANTENNE AD APERTURA

A. Esposito, S. Luceri, L. Tarricone, L. Vallone, M. Vallone

MODELLI A LINEE DI TRASMISSIONE PER ANTENNE A MEANDRO M. Bozzetti, G. Calò, A. D'Orazio, M. De Sario, M. Gallo, L. Mescia, V. Petruzzelli, F. Prudenzano

STUDY OF A CIRCULAR SLOT ANTENNA WITH PBG BANDSTOP FILTER FOR WIRELESS **APPLICATIONS** F. Consoli. S. Barbarino

A WAVELET-BASED APPROACH TO CONTOURED-BEAM ANTENNAS *F. Vipiana, G. Vecchi, M. Sabbadini* 

EFFETTO DELLA GIUNZIONE A T DI ALIMENTAZIONE SU UN ARRAY PLANARE DI SLOT IN GUIDA D'ONDA *G. A. Casula, G. Mazzarella* 

#### **Sessione Plenaria**

Mercoledì 20 settembre 2006

RECONFIGURABLE ANTENNAS FOR MODERN COMMUNICATION SYSTEMS C. Zhang, S. Yang, A. E. Fathy, V. K. Nair, S. El-Ghazaly

## Applicazioni Industriali, Mediche e Compatibilità Elettromagnetica 2

Mercoledì 20 settembre 2006

VALUTAZIONI MICRODOSIMETRICHE SU STRUTTURE CELLULARI COMPLESSE DA FREQUENZE ESTREMAMENTE BASSE ALLE MICROONDE *M. Liberti, C. Merla, F. Apollonio, G. D'Inzeo* 

A STRATEGY TO MEASURE THE COMPLEX PERMEABILITY OF MAGNETIC LIQUIDS FOR BIOLOGICAL APPLICATIONS *G. Bellizzi, O. M. Bucci, A. Capozzoli* 

CARATTERIZZAZIONE DIELETTRICA DI LIQUIDI E MATERIALI GRANULARI TRAMITE RIFLETTOMETRIA NEL DOMINIO DEL TEMPO *A. Cataldo, M. Vallone, L. Tarricone* 

MISURA E SIMULAZIONE DEI LIVELLI DI CAMPO ELETTROMAGNETICO IN AMBIENTI INDOOR ALLE FREQUENZE DEI SISTEMI DI COMUNICAZIONI WIRELESS *M. Barbiroli, M. L. Calabrese, G. Falciasecca, R. Massa* 

CAMERE RIVERBERANTI: ATTIVITA' DI RICERCA SVILUPPATA AL DEB G. Cerri, R. De Leo, V. Mariani Primiani, F. Moglie, C. Monteverde, A. P. Pastore, P. Russo

TECNICHE PER LA SINTETIZZAZIONE DI CAMPI ELETTROMAGNETICI ALL'INTERNO DI UNA CAMERA RIVERBERANTE *P. Corona, G. Ferrara, M. Migliaccio, A. Sorrentino* 

## Dispositivi e Circuiti 2

Mercoledì 20 settembre 2006

ASSORBITORI COMPATTI A MICROONDE REALIZZATI CON METAMATERIALI *F. Bilotti, A. Alù, A. Toscano, L. Vegni* 

ANALISI FULL WAVE DI GUIDE D'ONDA INTEGRATE E. Arnieri , G. Amendola, L. Boccia, G. Di Massa

MULTI-MODE EQUIVALENT CIRCUIT MODELS FOR SUBSTRATE-INTEGRATED WAVEGUIDE DISCONTINUITIES *M. Bozzi, L. Perregrini, K. Wu, G. Conciauro*  PRACTICAL FORMULAS FOR THE DESIGN OF SIDE COUPLED COAXIAL CAVITY FILTERS G. Venanzoni, A. Morini, M. Farina, T. Rozzi, C. Cellini, M. Villa

PROPRIETÀ MODALI DI GUIDE D'ONDA NRD METAMATERIALI P. Baccarelli, P. Burghignoli, F. Frezza, A. Galli, P. Lampariello, G. Lovat, S. Paulotto, G. Valerio

A NEW BRILLOUIN DIAGRAM FOR ANALYSIS OF 1D PERIODIC PRINTED STRUCTURES OF FINITE WIDTH *P. Baccarelli, S. Paulotto, D. R. Jackson, A. A. Oliner* 

ANALYSIS OF AZIMUTHALLY PERIODIC HELICAL SLOW-WAVE STRUCTURES BY MEANS OF A REDUCED PITCH TECHNIQUE *M. Aloisio, G. Sorbello, G. Giaquinta* 

#### **Teoria Elettromagnetica**

Mercoledì 20 settembre 2006

EFFETTO DOPPLER IN GUIDE D'ONDA P. De Cupis, G. Gerosa

FORMULAZIONI REALI EQUIVALENTI PER LA SOLUZIONE DI SISTEMI LINEARI COMPLESSI IN ELETTROMAGNETISMO COMPUTAZIONALE *S. Tringali, G. Angiulli, G. Di Massa* 

CARATTERIZZAZIONE ACCURATA ED EFFICIENTE DI MATERIALI 3D-EBG F. Frezza, L. Pajewski, G. Schettini

USO DI MODELLI ANALITICI E DI SIMULATORI E.M. STANDARD, PER L'ANALISI DELLE PROPRIETÀ ELETTRONICHE DEI CNT'S *T. Rozzi, D. Mencarelli, L. Maccari, A. Di Donato, M. Farina* 

STRUTTURE PERIODICHE MULTISTRATO: ANALISI FULL-WAVE MEDIANTE TECNICA APERTURE-ORIENTED *F. Asole. L. Deias. G. Mazzarella* 

## **Telerilevamento 2**

Mercoledì 20 settembre 2006

ALLINEAMENTI SINTETICI DI ANTENNE DISPOSTE SU TRAIETTORIE NON RETTILINEE: UN SIMULATORE EFFICIENTE *G. Franceschetti, A. Iodice, S. Perna, D. Riccio* 

RICOSTRUZIONE TOMOGRAFICA DELLA COMPONENTE UMIDA DELLA RIFRATTIVITA' ATMOSFERICA MEDIANTE MISURE GPS *R. Notarpietro, M. Gabella, M. Zambotto, G. Perona* 

TARATURA E MESSA A PUNTO DI RADAR METEOROLOGICI OPERANTI NEL MEDITERRANEO MEDIANTE IL TRMM PRECIPITATION RADAR *M. Gabella, L. Corgnati, S. Turso, G. Perona* 

TELERILEVAMENTO DI EVENTI PRECIPITATIVI DA SATELLITE CON SENSORI A INFRAROSSO *P. Basili, S. Bonafoni, R. Biondi, F. Pelliccia*  ANALISI E SVILUPPO DI MODELLI PER L'INDIVIDUAZIONE DI NUBI PER LA SIMULAZIONE DELLA TEMPERATURA DI BRILLANZA *P. Basili, S. Bonafoni, V. Mattioli, P. Ciotti, E. R. Westwater* 

## Metodo degli Elementi Finiti

Giovedì 21 settembre 2006

ANALISI DI HORN CIRCOLARI CON DIELETTRICO CON IL METODO BOR-FEM G. G. Gentili, P. Bolli, R. Nesti, G. Pelosi, L. Toso

IL METODO IBRIDO MODE MATCHING - FINITE ELEMENT (MM-FE) PER L'ANALISI E LA PROGETTAZIONE DI DISPOSITIVI FILTRANTI E ARRAY DI GUIDE D'ONDA DI GRANDI DIMENSIONI

A. Pellegrini, A. Monorchio, G. Manara

ANALISI EFFICIENTE AGLI ELEMENTI FINITI PER PROBLEMI ELETTROMAGNETICI CON PICCOLE VARIAZIONI GEOMETRICHE *G. Guarnieri, G. Pelosi, L. Rossi, S. Selleri* 

ANALISI DELLE PRESTAZIONI DEL METODO DEGLI ELEMENTI FINITI IN PRESENZA DI METAMATERIALI S. Caorsi, G. Cevini, G. Oliveri, M. Raffetto

APPLICAZIONE DEL METODO AGLI ELEMENTI FINITI PER LA RIDUZIONE DELLA DIAFONIA TRA LINEE A MICROSTRISCIA ACCOPPIATE *A. Toscano, S. Lauro, F. Bilotti, L. Vegni* 

FIBRE A CRISTALLO FOTONICO SOLID-CORE E AIR-GUIDING: ANALISI E PROGETTO TRAMITE IL METODO DEGLI ELEMENTI FINITI L. Rosa, M. Foroni, F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, M. Maini, L. Vincetti, G. Borsari, M. Zoboli

## Propagazione e Sistemi Radiomobili 2

Giovedì 21 settembre 2006

A FLEXIBLE PAYLOAD ARCHITECTURE FOR S-BAND MOBILE BROADCASTING TO MULTIPLE SHAPED-BEAMS *P. Angeletti, P. Gabellini, N. Gatti* 

ATTENUATION DUE TO RAIN ON FSO C. Capsoni, R. Nebuloni, M. D'Amico

PULSE RESPONSE FOR SIGNAL PROPAGATION IN DEBYE'S DIELECTRICS *P. Savi, I. S. Stievano, I. A. Maio* 

PROPAGAZIONE DI SEGNALI MODULATI IN UN MEZZO DNG G. Monti, L. Tarricone

IMPIEGO DELLA CAMERA RIVERBERANTE NELLA SPERIMENTAZIONE SULLA PROPAGAZIONE NEI SISTEMI WIRELESS *P. Corona, G. Ferrara, M. Migliaccio, A. Sorrentino* 

#### Ottica 3

Giovedì 21 settembre 2006

DISPOSITIVI OTTICI PER IL CONTROLLO SPETTRALE DEI SEGNALI F. Baronio, C. De Angelis, G. Sanna, P. Bassi, C. Manzoni, M. Marangoni, R. Ramponi, G. Cerullo

MODELLIZZAZIONE DEL LASER INJECTION LOCKED PER APPLICAZIONI RADIO OVER FIBER

A. Lena, G. Tartarini, L. Rosa, S. Selleri, E. M. Fabbri, P. Faccin

FIBRA A CRISTALLO FOTONICO CON DOPPIO CLADDING PER EDFA OPERANTI IN BANDA S

L. Vincetti, M. Maini, G. Borsari, M. Zoboli

RIFRAZIONE DISCRETA NEGATIVA IN SCHIERE DI GUIDE D'ONDA A CRISTALLO FOTONICO *A. Locatelli, M. Conforti, D. Modotto, C. De Angelis* 

MODELLIZZAZIONE DI SOLITONI DI GAP SPAZIALI IN ARRAY DI GUIDE NON LINEARI A. Armaroli, S. Valentini, G. Bellanca, S. Trillo

## MICROSTRIP UNBALANCED HYBRID MONOPOLE FOR UWB METROLOGY APPLICATIONS

Vasco Tesi, Matteo Cerretelli and Guido Biffi Gentili

## Dept. of Electronics and Telecommunications, University of Florence, Via S. Marta 3, Firenze, Italy- tesi@lam.det.unifi.it

## Abstract

The design and development of an UWB antenna suitable for metrology applications in the 0.4 - 20 GHz band is described. The antenna is not planar, but suitable for integration with planar circuits, since it is unbalanced and directly fed by a microstrip line. The antenna design is novel in that no absorbing material is employed to increase the bandwidth, thus improving radiation performances. The gain is high in order to achieve increased performances in testing high loss materials. The pulse radiation properties of the proposed antenna are analyzed, and return loss measurements are reported.

## **I - INTRODUCTION**

A considerable interest has recently grown in the field of baseband antennas for UWB (Ultra Wide Band) applications [1][2][3]. UWB antennas possess a very wide bandwidth which extends from several GHz to the lower end of the spectrum, therefore they can be employed in communication and metrology systems for the transmission and reception of very short pulses. The spectrum of a Gaussian monocycle pulses [4] has a -20 dB/decade behavior at low frequencies thus producing less pulse distortion and less design problems for the output stage feeding the antenna. Among aperture antennas, TEM horns are generally preferred in UWB applications due to their wideband characteristics [5]; Nguyen et al. [6] developed a microstrip antenna ideally derived from a TEM horn by inserting a ground in its transversal symmetry plane. The antenna reported in [6] differs from a horn in that it has a "leaf" shape and uses absorbing materials to obtain a good return loss and flat gain response in an extremely wide frequency range. Vivaldi antennas [7] are intrinsically wideband but the actual bandwidth is limited by the frequency response of the feeding circuit. In this work we report the design of an antenna that is easily integrable with a microstrip circuit an takes advantage of both the radiating properties of a TEM horn at the higher frequencies and of a Vivaldi antenna at the lower frequencies. Moreover, the proposed antenna achieves the required bandwidth without the need of any absorbing material at the cost of a fair growth of size, with advantages in terms of pulse radiation, efficiency and fabrication cost.. In section II the design procedure is described; in section III the simulation setup is outlined and in section IV the simulated and measured results are compared.

## **II - ANTENNA DESIGN**

The TEM horn antenna can be viewed as a leaky wave transmission line as reported in early works of Theodorou [8] and Vohler [9], and recently in [5]. In this work an unbalanced configuration is chosen, because it does not require a balun that inherently introduces bandwidth limitations. The antenna is formed through the extension of a microstrip line, which raises gradually from the feeding point towards the antenna end. The line impedance changes continuously with exponential tapering from the  $Z_0=50 \Omega$  impedance to half of the free space impedance  $Z_1=120\pi/2$ , following the TWIT (Traveling Wave Impedance Taper) concept. It can be shown that the reflection



Fig. 1- TEM horn, initial design



Fig. 2 – Y=0 cut showing the plate (black) and the fan (grey)



Fig. 3 – Photograph of the prototype with connector

coefficient at the feeding point of the tapered line is:

$$\Gamma(0) = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{Z_1}{Z_0}\right) \cdot \exp\left(-j \cdot k \cdot L\right) \cdot \frac{\sin\left(k \cdot L\right)}{k \cdot L} \quad (1)$$

Where  $k = \omega/c$  and c is the free space velocity of light. The first zero of  $\Gamma$  is at the frequency for which  $L = \lambda / 2$ , and for higher frequencies an approximate matching condition is met. Eq. (1) does not take into account the equivalent distributed resistive loading due to the radiation of the line. The initial value chosen for L was 110 mm, and the elevation angle above the ground plane was set at 30°. In this way it is expected that at the higher frequency the elevation angle of the main radiation lobe will be close to 30°: this heuristic consideration involves the analogy between a TEM horn and a vee dipole. The slight displacement of the beam maximum helps limiting the antenna gain variation with frequency. In order to reduce discontinuity the antenna has a parabolic profile for  $0 \le x \le 30$  mm. For each x the plate width is found according to height and impedance specified by the chosen tapering (exponential).

The resultant shape is shown in Fig.1 and it is similar to the one reported in [5]. The plate edge at the antenna tip gives raise to a strong reflection when the radiator is excited by a narrow pulse. Starting from this antenna shape, we arbitrarily add a metal fan in the Y=0 symmetry plane,

having a vertex at the antenna feeding point. This fan is mounted above the plate and continues the plate profile in a "Vivaldi like" arrangement, as shown in fig. 2, which shows a cut in the Y=0 plane. The plate end is made sharper with the purpose of conveying the RF current on the fan; in this way the open end of the plate is shrunk to a very small size. The antenna shape, after numerical optimization, is shown in Fig. 3.

## **III - ANTENNA MODELING**

The antenna structure was modeled by using a commercial 3D EM simulation package, (CST Microwave Studio), based on FIT (Finite Integral Technique) [10]. The simulation model comprises a finite rectangular ground on z=0 plane, whose size is 140 x 335 mm. The bounds of the simulation box are xmin= -85 mm, xmax= 250 mm, ymin= -70 mm, ymax = 70 mm, zmin = 0, zmax = 180 mm. A stripline on a 0.5 mm thick substrate, starting from the x= xmin plane, constitutes the antenna input line. The coaxial to microstrip transition is not taken into account in the simulation because it was separately modeled and optimized. The antenna feeding is a microstrip line built on a

low loss Taconic TLY-8 substrate ( er = 2.55 ), followed by with a short ( 3 mm ) taper in air . The antenna feeding point is at x=0; for x > 0 the strip height increases progressively along x, and the width changes as described in Sec. II, to form the TEM horn. The main contribution to the antenna size (180 x 130 x 26 mm) is due to the fan. Taking into account the model symmetry plane at y=0, the number of unknowns is halved; however, due to the size of the simulation domain, the computational time is high; so we limited the simulation to 15 GHz , while the measurement extends up to 20 GHz. The simulation was performed using as excitation pulse both the default one from CST, and a Gaussian monocycle pulse of the first order defined as:



Fig. 4 –Input return loss. Simulated ( solid) and measured ( dot)



Fig. 5 – pattern, E- plane cut, at 4 GHz



Fig. 6 – pattern, H- plane cut, at 4 GHz

$$p(t) = \frac{(t - Tc)}{\tau} \bullet \exp\left[-\left(\frac{t - Tc}{\tau}\right)^2\right] \quad (2)$$

p(t), apart (from) a scale factor, is a time derivative of a Gaussian pulse; chosen values were Tc = 400 ps, and  $\tau$ = 50 ps. The pulse so defined approximates a single oscillation period of a 5 GHz signal; its spectrum has a maximum at 5 GHz and is 16 dB down its maximum at 400 MHz, and at 11.7 GHz. A far field probe, Z directed, at x=1000, y=z=0 was introduced to monitor the field amplitude in the time domain. The design goal was RL < -10dB in the whole band.

## **IV - RESULTS**

The simulated and measured input return loss vs. frequency is reported in Fig.4. The slightly worse measured values are mainly due to the imperfect coaxial to microstrip transition and discontinuities in launching section. The simulated radiation diagrams at 4 GHz are shown in Figs.5 and 6. At 400 MHz the antenna is nearly omnidirectional, and the gain in the boresight direction (+X axis) is near 3 dB. At higher frequencies the directional behavior is more pronounced and there is a significant gain increase of about 10 dB from 400 MHz to 10 GHz. The input excitation, described in Sec. III, is shown in Fig. 7 together with the simulated electric field in the xy plane at x = 1000 mm, translated backward in time by 3.3 ns



Fig. 7 – Far field at x=1000, y=z=0 ( solid) produced by an input Gaussian monocycle pulse ( dot).

for comparison. The field pulse is a fairly good replica of the exciting waveform; the undesired effects are the "tail" after the second amplitude maximum and

the second amplitude maximum, and the unbalance of the positive and negative peaks. It can be shown that the far most important source of distortion is the phase shift of low frequency components due to antenna mismatch.

## CONCLUSIONS

A novel low-cost antenna suitable for UWB applications in the 0.4 -

20 GHz band has been designed and developed. The antenna configuration achieves -10 dB return loss in the above mentioned frequency band without using absorbing materials, but combining radiation properties of a TEM horn and a Vivaldi antenna. The configuration chosen is unbalanced, making it easier the integration with microstrip circuits and allowing a back-to-back disposition of separated transmitting and receiving antennas. The far field response to a Gaussian monocycle pulse excitation shows acceptable pulse distortion and reduced time spreading of the pulse itself. The gain is high even at low frequencies tanks to the fan presence. The proposed antenna is therefore suitable for high resolution Ground Penetrating Radar (GPR) systems and time-domain metrology.

## References

[1] Schantz, H.G., *Introduction to UWB antennas*, 2003 IEEE Conference on Ultra Wideband Systems and Technologies, 16-19 Nov. 2003 Page(s):1-9.

[2] Mohammadian, A.H.; Rajkotia, A.; Soliman, S.S., *Characterization of UWB transmit-receive antenna system*, 2003 IEEE Conference on Ultra Wideband Systems and Technologies 16-19 Nov. 2003

[3] Andrews, J.R., *UWB signal sources, antennas and propagation*, 2003 IEEE Topical Conference on Wireless Communication Technology, 15-17 Oct. 2003

[4] Xiaomin Chen; Kiaei, S., *Monocycle shapes for ultra wideband system*, ISCAS 2002. Volume 1, 26-29 May 2002

[5] K. L. Shlager *et al.*, *Accurate Analysis of TEM Horn Antennas for Pulse Radiation*, IEEE Trans. Electromag. Compat., VOL. 38, NO. 3, AUGUST 1996

[6] Nguyen, C.; Jeong-Soo Lee; Joong-Suk Park, *Ultra-wideband microstrip quasihorn antenna*, IEE Electr. Lett. Volume 37, Issue 12, 7 Jun 2001

[7] Yunqiang Yang *et al.*, *Development of an ultra wideband Vivaldi antenna array*, AP-S International Symposium, 2005 IEEE Volume 1A, 3-8 July 2005

[8] E. A. Theodorou, M. R. Gorman, P. R. Rigg, and F. N. Kong, "Broadband pulse optimized antenna," *IEE Proc.*, vol. 28, pt. H, pp. 124-130, June 1981.

[9] R. J. Wohlers, *The GWIA, an Extremely Wide Bandwidth Low-Dispersion Antenna*. Buffalo, NY: Calspan Cop., 1971.

[10] MW Studio 5 by CST Computer Simulation Technology – Bad Nauheimer Str. 19 D-64289 Darmstadt, Germany.

## UNA MERIDIANA VERTICALE PER ANTENNA

R. Tascone, A. Olivieri, O. A. Peverini, G. Virone, R. Orta

IEIIT-CNR, Dipartimento di Elettronica, Politecnico di Torino Corso Duca degli Abruzzi 24, 10129 Torino (Italy) riccardo.tascone@polito.it

## Abstract

In these last years the DBS (Direct Broadcasting Satellite) systems have induced a large spreading of dish installations even in ancient cities and invaluable zones. In many cases they have compromised the beauty of the buildings and in some cities the wild installations of such antennas have been forbidden. This paper wants to be an answer to this problem by proposing a low cost solution which makes easier the antenna integration with the existing environment. In particular, an example where the proposed configuration was used to realize a vertical sundial is presented. The electrical characteristics are also reported.

## INTRODUZIONE

La ricezione del segnale televisivo via satellite richiede l'installazione di antenne direttive le cui dimensioni possono essere così invasive da compromettere l'estetica degli edifici, specialmente in zone urbane di pregio e centri storici. Il problema può riguardare anche altri servizi, si pensi ai collegamenti urbani punto-punto per distribuire servizi a larga banda. In commercio si trovano diverse soluzioni che mirano a ridurre l'impatto visivo verniciando l'antenna con colori meno appariscenti o coprendo l'installazione con materiali mimetizzanti. Tali soluzioni, comunque non agiscono sullo schema elettrico, ma si limitano ad intervenire sull'esistente. Le comuni antenne paraboliche presentano un diametro di 70-80 cm e l'illuminatore è sorretto ad una distanza di circa 50 cm da un supporto collegato rigidamente al riflettore. Considerando inoltre che la direzione di puntamento ha un elevazione di circa 35°-38°, ne risulta un ingombro azimutale piuttosto rilevante. Antenne in microstriscia costituite da schiere di radiatori, permettono di ottenere pannelli planari che, considerando anche il supporto meccanico, possono raggiungere spessori di pochi centimetri [1]. Tuttavia, per poter installare il pannello in posizione verticale, i radiatori devono essere alimentati da una rete che garantisca il giusto sfasamento per poter puntare il fascio nella direzione del satellite. Tale schema presenta una certa complessità poiché deve operare nella banda 10.7-12.7 GHz in entrambe le polarizzazioni lineari. La complessa rete di alimentazione può essere evitata se si adotta un'altro schema dove i radiatori sono alimentati in propagazione libera. Tali antenne, note in letteratura con il termine reflectarray [2], modificano il fronte d'onda piano incidente in un fronte d'onda riflesso convergente. In questo caso il controllo della fase viene eseguito intervenendo sulla dimensione dei singoli radiatori e/o sulla loro disposizione. Questa soluzione sembra quindi essere più conveniente; tuttavia presenta una larghezza di banda operativa non sufficiente a garantire il servizio. Nell'ottica di adottare una soluzione a basso costo che soddisfi le specifiche in termini di larghezza di banda e doppia polarizzazione, il riflettore parabolico sembra essere ancora il più idoneo.

La configurazione proposta fa uso di un riflettore parabolico offset, la particolarità della soluzione risiede nel fatto che l'antenna è progettata sulla base della posizione di installazione prevista. In particolare, si riesce a garantire un riflettore il cui bordo giace sulla parete verticale dell'edificio e la cui profondità non supera alcune decine di millimetri. In questo lavoro si presenta una soluzione dove il riflettore è stato utilizzato come supporto per una meridiana verticale. L'illuminatore è meccanicamente svincolato dal riflettore ed viene installato in una posizione idonea da scegliere in base a esigenze di natura estetica. Per tale ragioni, l'intera antenna viene progettata "su misura" a partire dai seguenti dati: direzione del puntamento (azimut ed elevazione); azimut della parete verticale; posizione dell'illuminatore; guadagno dell'antenna.

## L'ANTENNA

Un riflettore offset può essere individuato dall'intersezione di una superficie parabolica a simmetria assiale ed un cono con vertice nel fuoco del paraboloide. La curva che definisce l'intersezione è un'ellisse che proiettata nel piano focale si trasforma in un cerchio [3]. Sia  $\hat{z}_w$  la normale alla parete verticale  $\Pi_w$  e  $\hat{z}_a$  il versore che individua la direzione di puntamento. Questi due versori individuano il piano di simmetria  $\Pi_s$  della configurazione. Il bordo ellittico del riflettore ottenuto dall'intersezione con il piano verticale  $\Pi_w$  a distanza *h* dal fuoco ha diametri principali [3].:

$$D_m = \frac{4f\sin\theta_c}{\cos\theta_0 + \cos\theta_c}; \qquad D_M = \frac{4f\sin\theta_c\sqrt{(\cos\theta_0 + \cos\theta_c)^2 + \sin^2\theta_0}}{(\cos\theta_0 + \cos\theta_c)^2} \qquad (1)$$

dove f è la lunghezza focale,  $\theta_0$  l'angolo tra dal l'asse del cono e l'asse focale, e  $\theta_c$  la semi apertura angolare del cono. Si noti che il valore di  $D_m$  coincide con quello del diametro  $D_p$  della proiezione circolare del bordo ellittico sul piano focale. Dalla (1) appare evidente che i tre parametri f,  $\theta_0$  e  $\theta_c$  determinano univocamente la geometria dell'antenna. Tuttavia, i tre parametri che permettono di definire la geometria secondo la configurazione descritta nell'introduzione sono: l'angolo  $\alpha$  definito dai due versori  $\hat{z}_w$  e  $\hat{z}_a$  (cos  $\alpha = \hat{z}_w \cdot \hat{z}_a$ ); la distanza h tra la parete verticale  $\Pi_w$  ed il punto focale, e il diametro  $D_p$  della proiezione circolare del riflettore sul piano focale, il cui valore viene fissato sulla base del guadagno richiesto. Con semplici considerazioni di carattere geometrico e successive manipolazioni algebriche si ha:

$$\tan \theta_c = \frac{D_p \cos \alpha}{2h}; \quad \cos \theta_0 = \frac{-\tan^2 \alpha + \sqrt{\tan^2 \alpha \sin^2 \theta_c + 1}}{1 + \tan^2 \alpha}; \quad f = \frac{D_p (\cos \theta_0 + \cos \theta_c)}{4 \sin \theta_c} \quad (2)$$

Si noti che il piano di simmetria  $\Pi_s$  è individuato dalla direzione  $\hat{z}_w \times \hat{z}_a$  e quindi può non risultare verticale. La configurazione descritta tende a presentare valori elevati del rapporto f/D e dell'angolo di offset  $\theta_0$ , il che riduce considerevolmente la profondità del riflettore facilitandone l'installazione sulla parete verticale.

## LA REALIZZAZIONE

Il caso descritto in questa sezione riguarda un'installazione su di un terrazzo: latitudine 45. 05° N e longitudine 7.63° E , il satellite (Hot Bird 13° E) è visto lungo la direzione 37.86° di elevazione e 172.44°. di azimut. L'azimut della parete verticale è stato scelto pari a quello della direzione di puntamento ottenendo un valore di  $\alpha$  pari a 52.14°. Per quanto riguarda la posizione dell'illuminatore è stata scelta una fioriera agganciata sul lato esterno del parapetto del terrazzo che dista dalla parete verticale 147 cm (h). Il diametro della proiezione circolare  $(D_p)$  è stato scelto pari a 70 cm, valore sufficiente a garantire una buona ricezione. Dalle equazioni precedenti, si ha:  $D_M = 887$  mm e  $D_m =$ 700 mm, con un rapporto assiale di 1.26; f = 1177 mm;  $\theta_0 = 74.95^\circ$ ; e  $\theta_c = 10.65^\circ$ . L'elevata lunghezza focale (f/D = 1.68) conduce ad una profondità del riflettore di appena 20.5 mm, cosa che rende il riflettore facilmente integrabile in un pannello piano. Per ragioni di costo si è scelto come illuminatore una tromba circolare liscia con un diametro di 132 mm ed un angolo di apertura di 16.89° per garantire un'illuminazione del bordo a -7 dB. Come ben noto, nel caso di polarizzazione lineare, una geometria offset produce una polarizzazione incrociata che cresce con l'angolo di offset  $\theta_0$ ; essa presenta il suo massimo nel taglio perpendicolare al piano di simmetria. In questo caso tale valore è dell'ordine di -27 dB, valore notevolmente mitigato dall'elevata lunghezza focale. Per quanto riguarda l'analisi, si è usato il codice di calcolo CST microwave studio per valutare il campo di apertura della tromba circolare ed un approccio di ottica fisica per valutare le caratteristiche radiative dell'intera antenna. Nella banda di frequenza 10.7 – 12.7 GHz e per entrambe le polarizzazioni lineari, il guadagno varia da 35 a 36 dBi, con un FHPBW da 2.2° a 2.5°, i livelli dei lobi secondari e della polarizzazione incrociata non superano rispettivamente -20 dB e -22 dB. Per quanto riguarda la realizzazione, il riflettore è stato ricavato fresando un pannello di polistirene ad alta densità di dimensioni 800 mm x 1000 mm e di spessore 40 mm sul quale è stato posto un film adesivo di alluminio. Il pannello è stato successivamente ricoperto da un foglio di PVC di spessore 0.1 mm, si noti che tale spessore non è in grado di influenzare sensibilmente il comportamento dell'antenna. Su detto foglio è stata stampata una meridiana verticale, ovviamente, poteva essere scelto anche un "trompe l'oeil" o un altro soggetto in accordo a considerazioni di natura puramente estetica. È interessante notare che la scelta della meridiana verticale ha permesso di effettuare il puntamento del riflettore senza far ricorso al livello del segnale ricevuto, cosa peraltro non facilmente praticabile poiché la tromba non è rigidamente connessa al riflettore. Le linee orarie della meridiana, distanziate di 30 minuti, sono state calcolate per segnare il tempo medio CET (Central European Time) e non quello solare. Esse infatti sono lemniscate (analemme) che tengono conto dell'equazione del tempo ed del ritardo tra il tempo medio locale e quello del fuso (Tempo Medio Etneo, GMT+1) [4]. In questo modo la corretta posizione azimutale è stata raggiunta sincronizzando l'ombra dello gnomone con l'ora corrente. Per quanto riguarda l'elevazione è stato sufficiente un filo a piombo, poiché il riflettore è stato progettato per offrire un profilo verticale. La Fig. 1 mostra l'installazione dell'antenna vista dal piano strada. Si noti la fioriera a sbalzo nella quale è stata posizionata la tromba, la sua giusta posizione è stata individuata per triangolazione da tre punti scelti sul pannello. Infine, si noti che sulla meridiana sono anche riportate le linee calendariali che, con una indeterminazione di sei mesi, permettono di leggere la data.



Fig. 1. fotografie dell'antenna descritta nel testo. Si notino le analemme (le linee orarie a forma di 8) che hanno permesso di effettuare il puntamento sincronizzando la meridiana. A destra, la fioriera a sbalzo contenente le trombe nascoste dalle piante.

## CONCLUSIONI

In questo contributo è stata presentata una soluzione a basso costo e a basso impatto ambientale per un'antenna direttiva usata per la ricezione del segnale TV-Sat. La struttura è costituita da un pannello verticale che può essere fissato sulla parete esterna dell'edificio o inserito in una rientranza opportunamente ricavata sulla parete stessa. La peculiarità della soluzione è il progetto su misura che viene effettuato a partire dalle rilevazioni sul luogo di installazione; questo garantisce la verticalità del pannello con azimut scelto sulla base di considerazioni di caratt ere estetico e il posizionamento dell'illuminatore in un luogo adatto al suo mascheramento e svincolato meccanicamente dal pannello. Nella soluzione presentata, il pannello è stato ricoperto da una meridiana verticale che ha permesso anche il puntamento del riflettore. Con una degradazione del guadagno di 0.28 dB, la stessa installazione è stata utilizzata per ricevere anche il segnale di un secondo satellite (Astra 19°.2 E), inserendo nella stessa fioriera un'altra tromba disposta fuori asse.

## **BIBLIOGRAFIA**

- J. Granholm, and K. Woelders, "Dual Polarization Stacked Microstrip Patch antenna Array with very Low Cross-Polarizazion", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.49, pp.1393-1402, Oct. 2001.
- [2] D. M. Pozar, S. D. Targoski, and H. D. Syrigos,"Design of Millimeter Wave Microstrip Reflectarrays", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.45, pp.287-296, Feb. 1997.
- [3] V. Jamnejad-Dailami, and Y. Rahmat-Samii, "Some Important Geometrical Features of Conic-section-Generated Offset Reflector Antennas", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol.28, pp.952-957, Nov. 1980.
- [4] G. Jenkins, and M. Bear, *Sundials & Timedials*, Tarquin Publications, Stradroke, Diss, Norfolk IP21 5JP, England.

## PROGETTO DI UN DIPOLO STAMPATO QUADRI-BANDA RICONFIGURABILE PER APPLICAZIONI WIRELESS

Alessandro Cidronali, Leonardo Lucci, Gianfranco Manes, Giuseppe Pelosi, Paolo Samori, Stefano Selleri

Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni, Università di Firenze Via C. Lombroso, 6/17, 50134 Firenze

## Abstract

Wireless technology has been evolving across various vectors from cellular networks to wireless broadband networks to wireless short range personal area networks, reflecting in the request for transceiver architectures capable to implement these new applications in an "always and everywhere connected" solution. This leads to RF specifications that are more and more difficult to achieve. Reconfigurable antennas are an emerging opportunity that can improve system performances. This contribution is aimed at describing a low-cost, compact, nearly omnidirectional antenna working at 4 different frequencies (0.5, 0.9, 1.8 and 2.1 GHz).

## INTRODUZIONE

La tecnologia *wireless* impiegata in numerose applicazioni, che vanno dalle reti cellulari, alle reti *wireless* a larga banda fino alle reti *wireless* di tipo personale di piccola portata, ha stimolato negli ultimi decenni lo sviluppo di *transceiver* in grado di garantire connessione senza fili "sempre e ovunque".

La realizzazione di una piattaforma *wireless* richiede tipicamente specifiche piuttosto stringenti e, per garantire una diversità di servizi, multibanda. Le antenne riconfigurabili rappresentano una tecnologia in grado di migliorare le performance dell'intero sistema.

Un'antenna riconfigurabile presenta numerosi vantaggi tra cui la possibilità di migliorare l'affidabilità del segnale, di aumentare il volume di dati trasmessi (*throughput*) sfruttando la diversità spaziale e in frequenza, di comunicare utilizzando standard e bande di frequenza diversi e infine di servire simultaneamente un numero elevato di utenti diversi con un singolo set di elementi di antenna.

In definitiva la tecnologia delle antenne riconfigurabili consente un utilizzo più efficiente dello spettro, un aumento della portata del *transceiver*, un miglioramento del *throughput* della rete e della capacità spaziale, tutto riducendo il problema dell'interfernza.

In passato sono state proposte diverse configurazioni di antenne sintonizzabili su un *range* di frequenza limitato, mediante l'utilizzo di carichi concentrati variabili [1]. Le antenne riconfigurabili propriamente dette invece sono quelle in cui la cui geometria può essere variata mediante interruttori allo stato solido [2-4] o *Micro-Electro-Mechanical Systems* (MEMS) [5,6]. Particolare attenzione va posta, oltre agli effetti parassiti degli *switch*, agli effetti sulla radiazione delle linee di controllo per gli *switch* stessi. Questo problema, meno indagato in letteratura, richiede o una schermatura delle linee stesse o linee realizzate in materiale non conduttore, tipo le fibre ottiche [7]. Poiché quest'ultimo approccio è molto costoso, in questo lavoro sono state utilizzate linee di controllo convenzionali e il loro effetto è stato considerato. In questo contributo, nella sezione II, è descritta un'antenna riconfigurabile a basso costo, compatta, quasi omnidirezionale, in grado di operare a 4 differenti frequenze (0.5, 0.9, 1.8 e 2.1 GHz),

comprensiva di linee di controllo degli *switche*. La sezione III riporta i risultati delle simulazioni numeriche e trae infine le conclusioni.

## GEOMETRIA DELL'ANTENNA

L'antenna proposta è costituita da un dipolo ripiegato stampato la cui lunghezza può essere variata mediante interruttori a FET (Fig. 1). Sono utilizzati entrambi i lati del substrato: in nero è rappresentata la metallizzazione superiore, mentre in grigio quella

inferiore. L'antenna è alimentata da una microstrip a 50 $\Omega$  e la porta di alimentazione è localizzata a metà del bordo superiore del substrato. costituito da un FR4  $(\varepsilon_r = 4.4, \tan \delta = 0.0018)$  di 0.8mm di spessore. Dal punto di alimentazione sia la microstriscia che il piano di massa si restringono fino ad una larghezza di 0.4mm, rispettivamente in modo lineare ed esponenziale. realizzando un balun con adattamento di impedenza Si veda la tabella I per le dimensioni.

Il dipolo è progettato per risuonare alle quattro frequenze richieste, utilizzando tre interruttori su ciascun braccio del dipolo per variarne la lunghezza. Al fine di ottenere la massima semplicità di progetto sono stati scelti interruttori a tre terminali, montati dal lato del substrato contenente il bracico dell'antenna su cui operano, che consentono l'impiego di una singola



Fig. 1 – Geometria dell'antenna. La linea esterna punteggiata rappresenta i limiti del substrato (100x100 mm). Gli interruttori sono montati in corrispondenza dei gap tra i bracci dell'antenna.

linea di comando per ciascun interruttore. Gli *switch* presi in considerazione sono Skyworks AF002C1-39 ( $R_{on} = 6.4\Omega$ ,  $C_{off} = 0.13$ pF) e AF002C4-39 ( $R_{on} = 0.8\Omega$ ,  $C_{off} = 1.1$ pF).

Tabella I – Dimensioni finali antenna [mm]									
$W_g$ .	40	$W_{\mu}$	2	W <sub>a</sub>	0.4	$l_{g}$	10	$l_s$	79
$l_1$	15.2	$l_2$	7	$l_3$	15	$l_4$	12.5	$l_5$	70

## RISULTATI NUMERICI E CONCLUSIONI

Le analisi sono state effettuate mediante il Metodo di Momenti, con elementi triangolari per le superfici (antenna) e modello a fili sottili (linee di controllo). Gli *switche* sono stati modellati a elementi concentrati con circuiti equivalenti contenenti, oltre alla coppia  $R_{on}$ ,  $C_{off}$ , fornita dal costruttore, i valori degli elementi parassiti  $L_{on}$  e  $R_{off}$ dedotti da un *best-fit* con le funzioni di trasferimento in frequenza dei medesimi. Le curve di Fig. 2 sono relative a quattro configurazioni *on-off* delle tre coppie di *switch*. Ciascuna curva è contraddistinta da una terna di cifre binarie che indicano lo stato di ciascun *switch*: la configurazione 111, con tutti gli *switch on*, risuona a 500MHz, mentre la 001, dove l'unico interruttore *on* è quello vicino al punto di alimentazione, risuona a 1800MHz.

Si osserva che nel modello non sono ancora presenti le linee di controllo e che le lunghezze da  $l_1$  a  $l_5$  non sono quelle di Tab I, ma sono state scelte in modo da realizzare approssimativamente un dipolo a  $\lambda/2$  a ciascuna frequenza in assenza delle perturbazioni legate alle linee di controllo. In Fig. 2 è evidente come lo switch AC002C1 abbia un comportamento migliore grazie al suo miglior isolamento nello stato di *off*. Le analisi relative al modello AC002C4 mostrano una totale perdita della frequenza di risonanza più alta dovuta all'elevata valore di  $C_{off}$ : l'antenna tende a comportarsi come un dipolo lungo  $3\lambda/2$  a 1500MHz.



*Fig. 2* – *Coefficiente di riflessione per le quattro differenti configurazioni del dipolo, utilizzando gli switch AC002C1 (sx) o AC002C4 (dx).* 



*Fig. 3* – *Antenna con le strip di controllo per gli switch (sx) e relativi coefficienti di riflessione (dx).* 

Con gli interruttori AC002C1 sono stati studiati gli effetti della rete di controllo. Come prima soluzione si possono prevedere semplici strip sul lato superiore del substrato, connesse direttamente agli switch del braccio superiore e mediante *via-hole* a quelli del braccio inferiore. La Fig. 3 mostra il layout descritto con le relative impedenze di ingresso: la forte influenza delle linee di controllo rende di fatto la configurazione non accettabile.

In Fig. 4 le linee di controllo, costituite da fili sottili coperti da isolante, sono poste parallelamente lungo la microstrip e lungo i bracci del dipolo fino agli switch, in modo che le linee conduttrici siano molto vicine rispetto ai bracci radianti, minimizzando gli effetti parassiti. In questo caso il compotrtamento del dipolo è buono. Le dimensioni del dipolo stesso sono quelle di Tab. I.



Fig. 4 – Antenna a fili coperti (sx) e relativi coefficienti di riflessione (dx).

Gli *switch* presentano comunque una  $R_{on}$  non trascurabile, quindi il guadagno dell'antenna presenta una notevole diminuzione soprattutto a 500MHz dove tutti gli interruttori presentano elevata corrente e perdite. Il guadagno per le due frequenze più alte è di circa 1dB, a 900MHz è di -1dB, a 500MHz e inferiore a -5dB, rendendo quest'ultima frequenza in pratica quasi inutilizabile. Inoltre a 500MHz il balun è relativamente troppo piccolo per cui nasce uno sbilanciamento apprezzabile nell'alimentazione. In conclusione l'antenna funziona bene solo per le tre frequenze più alte.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] J.T. Aberle, O. Sung-Hoon, D.T. Auckland, S.D. Rogers, "Reconfigurable Antennas for portable wireless devices," *IEEE Antennas Prop. Mag.*, 45(6), 2003 pp. 148–154.
- [2] K.C. Gupta, J. Li, R. Ramadoss, C. Wang, "Design of frequency-reconfigurable rectangular slot ring antennas," *IEEE APS Int. Symp.*, Salt Lake City, Utah, 16-21 July 2000, p. 326.
- [3] M.A. Ali, P. Wahid, P., "A reconfigurable Yagi array for wireless applications," *IEEE APS Int. Symp.*, San Antonio, Texas, 16-21 June 2002, pp. 466–468.
- [4] A.E. Fathy, A. Rosen, H.S. Owen, F. McGinty, D.J. McGee, G.C. Taylor, R. Amantea, P.K. Swain, S.M. Perlow, M. ElSherbiny, "Silicon-Based Reconfigurable Antennas—Concepts, Analysis, Implementation, and Feasibility," *IEEE Trans. on Microwave Theory Tech.*, Vol. 51, No. 6, June 2003, pp. 1650–1661.
- [5] J. Kiriazi, H. Ghali, H. Ragaie, H. Haddara, "Reconfigurable dual-band dipole antenna on silicon using series MEMS switches," IEEE APS Int. Symp., Columbus, Ohio, 23-27 June 2003, pp. 403–406.
- [6] B.A. Cetiner, H. Jafarkhani, J.-Y. Qian, H.J. Yoo, A. Grau, F. De Flaviis, "Multifunctional reconfigurable MEMS integrated antennas for adaptive MIMO systems" *IEEE Comm. Mag.*, Vol. 42, No. 12, Dec. 2004 pp. 62–70.
- [7] C.J. Panagamuwa, J.C. Vardaxoglou, "Optically reconfigurable balanced dipole antenna," 12<sup>th</sup> ICAP, Exeter, UK, 31 March – 3 April 2003, pp. 237-240.

## ANTENNE NAVALI STRUTTURALI A LARGA BANDA

L. Mattioni G. Marrocco

DISP, Università di Tor Vergata,

Via del Politecnico, 1, 00133 Roma (RM), mattioni@disp.uniroma2.it

#### Abstract

This paper introduces the concept of multipurpose structural antenna system for shipborne installations. By combining properly shaped and loaded wire radiators together with an existing naval superstructure, such as the funnel or a big mast, it is possibile to achieve a broadband HF compact radiating system, having unconventional features, which permits to handle both seawave and Near Vertical Incidence sky-wave communications with some degrees of control over the radiation pattern.

## **1. INTRODUZIONE**

La diffusione della tecnologia Software Defined Radio [1] anche in ambito navale e la recente applicazione di tecniche di tipo 'spread spectrum', come il frequency hopping, richiedono di poter eseguire comunicazioni simultanee su più canali. Per soddisfare tale esigenza, gli attuali sistemi navali impiegano un piccolo numero di antenne a larga banda dotate di reti combinatrici di segnale, oppure numerose antenne a banda stretta operanti in canali diversi. Nel primo caso, a causa delle perdite introdotte dai combinatori, l'efficienza del sistema radiante risulta fortemente degradata. Nell'altro caso, la coesistenza di più antenne richiede complicate reti di alimentazione, ampi spazi a bordo, e genera interazioni indesiderate con l'ambiente navale. Tali problematiche risultano particolarmente critiche nella gamma HF (2-30MHz), a causa delle grandi lunghezze d'onda coinvolte.

Ouesto lavoro si focalizza sulla possibilità di ottenere un'antenna navale strutturale (NSA) dall'integrazione di uno o più radiatori filari HF a larga banda con una struttura metallica preesistente, quale un fumaiolo o un grosso albero. Questi oggetti sono piuttosto comuni in uno scenario navale (Fig.1) ed hanno dimensioni comparabili con le lunghezze d'onda dell'HF. I radiatori filari considerati sono concettualmente simili all'antenna caricata a larga banda Bifolded presentata dagli autori in precedenti lavori [2], [3]. L'integrazione qui proposta conduce ad un'antenna HF strutturale compatta, che può essere alimentata mediante una o più porte, e in grado di comunicare a diversi angoli di elevazione in base alla frequenza utilizzata. Nel caso di alimentazione multipla (NSA<sub>N</sub>), l'antenna può essere vantaggiosamente impiegata nelle modalità multi-canale e mono-canale, ottenendo benefici in termini di efficienza e un certo controllo sul diagramma di radiazione. Partendo da un canonico monopolo ripiegato per l'HF su piano di massa PEC, l'idea di base per ottenere un'antenna strutturale da un fumaiolo, ad esempio, consiste nel sostituire uno dei due conduttori verticali del monopolo ripiegato col fumaiolo stesso (Fig.2a e 2b). Si può dimostrare che il campo irradiato alle basse frequenze da una tale struttura offre una copertura di tipo emisferico. Tale caratteristica la rende piuttosto attraente come antenna multi-funzione, ossia in grado di garantire allo stesso tempo collegamenti per onda di mare nell'intero range HF, e di tipo NVIS (Near-Vertical-Incidence-Skywave) nella banda 2-7MHz.

## 2. NSA A SINGOLA ALIMENTAZIONE

L'antenna strutturale di Fig.2b non presenta caratteristiche di larga banda e nemmeno caricando la parte filare con impedenze concentrate o distribuite si riesce a coprire l'intera gamma HF. E' necessario quindi modificare la parte a fili dell'antenna aggiungendo tratti orizzontali e verticali.



Fig. 1 – Tipico scenario navale con un grosso albero e due fumaioli



Fig. 2 – Idea di base per ottenere un'antenna strutturale da un fumaiolo cilindrico

Tra le varie geometrie considerate, la più interessante è mostrata in Fig.2c. Essa include due loop annidati (quello piccolo in alto e quello costituito dal filo verticale e dalla parete del fumaiolo) per aumentare i possibili percorsi di corrente alle varie frequenze, mentre il tratto verticale di 2 metri al disopra del cilindro serve per migliorare l'irradiazione alle frequenze più elevate. Per ottenere una larga banda e diagrammi di radiazione adatti a diversi tipi di servizio, i conduttori dell'antenna sono caricati con impedenze concentrate scelte tra resistori e circuiti LC serie e parallelo. Tali impedenze sagomano la corrente sui conduttori agendo da rete d'adattamento distribuita sull'antenna e modificando i pattern di radiazione. Inoltre, tra il generatore e l'antenna, è inserito un trasformatore di impedenza con rapporto di trasformazione N<sub>T</sub> da determinare. I vari parametri in gioco, soggetti ai vincoli di fisica realizzabilità  $50nH \le L \le 3\mu H$ ,  $5pF \le C \le 1nF$ ,  $R \le 100\Omega$ ,  $N_T \le 4$ , sono scelti in modo da minimizzare una funzione di penalità che controlla le prestazioni dell'antenna. L'ottimizzazione è implementata con tecniche genetiche applicate insieme al Metodo dei Momenti (MoM). La valutazione delle caratteristiche elettromagnetiche di ogni membro della popolazione (NSA caricata) è ottenuta mediante il metodo rapido descritto in [4] che richiede l'inversione di piccole matrici, le cui dimensioni dipendono dal numero di carichi utilizzati. Un esempio di struttura ottimizzata che richiede 4 carichi (2 resistori e 2 LC serie) e un trasformatore 4:1, è riportata in Fig.2c. Tale antenna ha un VSWR<3 su tutta la banda HF (Fig.3) e un diagramma di radiazione ancora emisferico alle basse frequenze e omnidirezionale sul piano orizzontale alle frequenze più alte. L'andamento del guadagno mediato lungo  $\phi$  al variare della frequenza è riportato in Fig.4 per  $\theta$ =90° (all'orizzonte) e per  $\theta$ =20° (NVIS). L'efficienza dell'antenna vale circa 0.5% a 2MHz, poi cresce ed assume valori compresi tra 30%-80% oltre i 5MHz.



### 3. NSA MULTI-PORTA

Connettendo più di un radiatore a filo caricato alla struttura cilindrica si ottiene un'antenna navale strutturale a N porte, denominata  $NSA_N$  (Fig.5), che può essere utilizzata nelle modalità multi-canale e mono-canale.

#### 3.1 Modalità multi-canale

Questa strategia di alimentazione consente all'antenna di comunicare simultaneamente su più canali. Ogni porta della struttura viene direttamente eccitata da un diverso segnale a banda stretta senza ricorrere a reti combinatrici. Mentre l'efficienza dell'antenna strutturale a singola alimentazione (NSA<sub>1</sub>) più una rete combinatrice di  $N = 2^{p}$  canali vale  $\eta_{NSA_1+C} = 2^{-p} \eta_{NSA_1}$ , l'esclusiva allocazione di ogni radiatore filare dell'NSA $_{\rm N}$  ad un singolo canale consente di ottenere un'efficienza di sistema più elevata, confrontabile con  $\eta_{NSA}$ . In particolare, come mostrato in Fig.6 per il caso di N=4 canali, a causa degli accoppiamenti tra i radiatori filari, l'efficienza dell'NSA<sub>4</sub> è di poco inferiore a quella dell'NSA<sub>1</sub>, ma comunque 3 o 4 volte maggiore in tutta la banda HF di quella dell'NSA1 più la rete combinatrice di 4 segnali. Oltre all'efficienza, sono stati calcolati numericamente anche il VSWR e il guadagno embedded, ovvero le caratteristiche principali dell'NSA<sub>4</sub> quando una sola porta viene eccitata e le altre sono terminate sull'impedenza di linea. Il VSWR si mantiene inferiore a 3.5 in tutta la banda HF. I diagrammi di radiazione sul piano orizzontale conservano ancora un buona omnidirezionalità alle verie frequenze e collegamenti NVIS risultano ancora possibili. Nel caso N=6 si continuano ad avere risultati accettabili, mentre per un numero maggiore di elementi si osserva un forte disadattamento dovuto all'eccessiva vicinanza tra i radiatori filari rispetto alla lunghezza d'onda.



**Fig. 5** – NSA<sub>4</sub> con i radiatori filari a larga banda equi-spaziati



Fig. 6 – Efficienze di sistema a confronto nel caso di N=4 canali

## 3.2 Modalità mono-canale

In questo caso le N porte vengono allocate simultaneamente allo stesso canale come nelle configurazioni array. Il seguente studio verifica la possibilità di ottenere coperture settoriali agendo sulle fasi dell'NSA<sub>N</sub>, mantenendo allo stesso tempo ben adattate le porte d'ingresso in tutta la banda HF. Sebbene la struttura non sia un vero e proprio array, data la vicinanza elettrica tra i radiatori a filo, tuttavia il sistema può essere considerato come un'unica antenna ad N porte in grado di ospitare diverse configurazioni di corrente in base alla scelta delle alimentazioni. Associando ad ogni porta il fattore di elemento attivo  $f_n(\theta,\phi)$ , grazie alla periodicità rotazionale della struttura si ha  $f_n(\theta,\phi)=f_1(\theta,\phi+(n-1)\Delta\phi)$  con  $\Delta\phi=2\pi/N$  (vedi Fig.5). Il campo totale irradiato dall'NSA<sub>N</sub> quando ogni porta è eccitata da una corrente  $I_n=C_ne^{icn}$ , può essere quindi scritto [5]:  $E(r, \theta, \phi)=\sum C_n e^{icn}f_1(\theta, \phi+(n-1)\Delta\phi)$ , con n=1,..,N. E' facile osservare come il puntamento sul piano orizzontale lungo la direzione  $\phi_0$  può essere ottenuta scegliendo  $C_n=C_0$  e  $\alpha_n=-\int f_1(\theta, \phi+(n-1)\Delta\phi)$  dove ' $\sqcup$ ' indica l'operatore di fase. Fig.7 mostra il guadagno dell'NSA<sub>4</sub> sul piano orizzontale a diverse frequenze, ottenuto imponendo la composizione in fase dei campi

nella direzione  $\phi_0=45^\circ$ . Nei vari casi si apprezza un incremento di 5-6dB in tale direzione rispetto al caso dell'NSA<sub>1</sub> avente il radiatore filare disposto lungo  $\phi_0$ . Risultati addirittura migliori si ottengono per N=6 puntando lungo  $\phi_0=30^\circ$ . L'adattamento delle varie porte è ancora accettabile in tutta la banda HF per N=4, mentre alcune sottobande 'cieche' compaiono nel caso di 6 radiatori. Tale problema può essere superato mediante una strategia di sintesi più efficiente che consideri anche i requisiti di adattamento.



**Fig. 7** – Guadagno dell'NSA<sub>4</sub> (linea continua) e dell'NSA<sub>1</sub> (linea tratteggiata) su PEC

 Fig. 8 – a) NSA<sub>4</sub> su un modello di fregata su PEC
b)Incremento di uniformità e copertura settoriale rispetto all'NSA<sub>1</sub> (linee tratteggiate)

## 4. APPLICAZIONE AD UN MODELLO REALISTICO DI NAVE

Per verificare l'applicabilità del concetto di antenna strutturale, si è tentato di trasformare in NSA<sub>4</sub> il grosso albero centrale di un modello realistico di fregata (Fig.8a). Per garantire una migliore visibilità rispetto agli oggetti presenti sulla nave (funnel e radar tower), i radiatori filari, non più equispaziati, sono stati connessi agli spigoli dell'albero. Rispetto al caso precedente, sorgono alcune difficoltà dovute all'altezza dell'albero (circa 25 metri), all'assenza di periodicità azimutale della struttura e all'interazione con gli oggetti metallici della nave. Tuttavia, lasciando inalterata la forma dei radiatori a filo e riottimizzando le impedenze di carico nel nuovo scenario elettromagnetico, sono stati ottenuti risultati interessanti sia nella modalità multi-canale che in quella mono-canale. In particolare, per compensare la disuniformità del pattern sul piano orizzontale dovuta allo scattering degli oggetti presenti a bordo, e per ottenere coperture settoriali intorno a una determinata direzione  $\phi_0$  (Fig.8b), è stata messa a punto una strategia di sintesi genetica delle alimentazioni più robusta della precedente, in grado di controllare anche l'adattamento delle porte simultaneamente attive.

Questo lavoro è stato sviluppato nell'ambito di un progetto di ricerca finanziato da Selex Communications. Si ringrazia l'equipe dell'Ing. G. Falcione per gli stimoli e le utili discussioni.

## 5. RIFERIMENTI

- [1] J. Mitola, "The software radio architecture", IEEE Communications Magazine, Vol. 33, May 1995, pp. 26-38.
- [2] L. Mattioni, G. Marrocco, "Design of a Broad-band HF Antenna for Multi-mode Naval Communications", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, Vol. 4, 2005, pp. 179-182.
- [3] G. Marrocco, F. Bardati, M. Proia, P. Tognolatti, L. Mattioni, R Perelli, G. Colasanti, G. Falcione, "Multifunction broadband HF antenna for naval installation", *Italian patent pending*, number TO2005A000344.
- [4] Zwi Altman, Raj Mittra and Alona Boag, "New designs of ultra wide band communication antennas using a genetic algorithm", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, Vol. 45, N° 10, October 1997.
- [5] F.I. Tseng, D.K. Cheng, "Pattern synthesis of circular arrays with many directive elements", *IEEE Trans. Antennas and Propag.*, Nov. 1968, pp. 758.

#### THE U-SHAPED LEAKY-WAVE ANTENNA

Simone Paulotto

#### Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università "La Sapienza" di Roma Via Eudossiana 18, 00184 Roma paulotto@die.uniroma1.it

#### Abstract

In this paper a novel periodic leaky-wave antenna is presented. This antenna is completely planar and is able to continuously scan a narrow fan beam from the backward quadrant to the forward quadrant, when excited by a unidirectional finite source. The particular geometry of the metallization permits to radiate at broadside without any degradation of the beam. This new design offers a valid alternative to metamaterial leaky-wave antennas already presented in the literature with the advantage of avoiding the employment of vertical elements like vias and of achieving the same goals with an easy and low cost fabrication.

#### **INTRODUZIONE**

Le antenne a onda leaky realizzate con strutture a microstriscia periodiche monodimensionali (1D LWAs) sono particolarmente interessanti perché permettono di ottenere in modo semplice ed economico un fascio direttivo con scansione angolare in funzione della frequenza [1]. Questo tipo di antenne consiste in una struttura metallica stampata su un substrato, periodica nella direzione di propagazione e finita nella direzione perpendicolare (si veda Fig. 1a). Si tratta di una classe di strutture realizzate caricando periodicamente una microstriscia, capaci di supportare un modo leaky che propagandosi nella direzione x irradia attraverso l'armonica spaziale n = -1. La periodicità permette inoltre una scansione in frequenza del fascio che può puntare sia nel quadrante backward sia nel quadrante forward. Tuttavia, un angolo di scansione nelle vicinanze del broadside corrisponde a un intervallo di frequenze, detto *open stopband* (OSB), all'interno del quale la costante di attenuazione del modo leaky subisce tipicamente una variazione rapida presentando un massimo relativo e spesso un nullo [1], [2]. Ciò si traduce in un'indesiderata degradazione delle prestazioni dell'antenna in prossimità della OSB e nell'impossibilità di ottenere un puntamento al broadside nel caso di eccitazione unidirezionale.



Fig. 1 - (a) Un esempio di 1D LWA con eccitazione unidirezionale e relativo sistema di riferimento. (b) Array lineare di patch e relativa cella unitaria (c).

Recentemente è stato introdotto il concetto di linea di trasmissione *left handed* (LH) [3] che successivamente è stato generalizzato in quello di linea di trasmissione metamateriale composita *right/left handed* (CRLH TL) [4]. Tali concetti sono stati applicati alla realizzazione di un'antenna a onda leaky metamateriale con scansione continua del fascio dal quadrante backward al quadrante forward e con la tipica caratteristica di operare sull'armonica fondamentale (n = 0) [5]. Finora si riteneva che non fosse possibile ottenere un comportamento simile con un'antenna a onda leaky realizzata in microstriscia operante sull'armonica n = -1 [5]. In questo lavoro si mostrerà invece che non solo è possibile una

scansione continua del fascio passando per il broadside, ma è possibile ottenere questo risultato con un'antenna completamente planare meno costosa e di più facile fabbricazione rispetto all'equivalente metamateriale a patto di scegliere una particolare geometria per il carico della microstriscia all'interno della cella unitaria.



Fig. 2 – (a) Diagramma di Brillouin per l'array di patch. (b) Discontinuità U-shaped. (c) Diagramma di Brillouin per la struttura U-shaped con evidenziata la regione di OSB.

## PROGETTO DELL'ANTENNA

Il progetto dell'antenna è stato sviluppato tenendo conto dei risultati ottenuti in [2] per strutture a microstriscia periodiche lungo una dimensione [6] e delle proprietà delle antenne a onda leaky metamateriali illustrate in [5] e [7]. Nel primo lavoro si mostra come un carico distribuito all'interno della cella unitaria sia il requisito fondamentale per l'eliminazione della OSB. In [5], [7], invece, Caloz e Itoh illustrano come combinando in una linea di trasmissione artificiale reti quasi concentrate con carattere LH e *right handed* (RH), cioè con un carattere passa alto e passa basso, si possa ottenere un'antenna metamateriale capace di irradiare al broadside. Si ricordi che l'antenna presentata in [5] irradia tramite l'armonica fondamentale (n = 0) ed è non completamente planare in quanto sono presenti dei vias.

Sulla base delle considerazioni esposte in [5], [7] è stato analizzato il comportamento di un array lineare di patch, ovvero di una struttura periodica monodimensionale con un carattere filtrante passa basso. Questa struttura consiste in una successione di patch metallici lunghi l = 3.8 mm e larghi w = 0.6 mm stampati su un substrato dielettrico ( $\varepsilon_r = 10.2$ ) con spessore h = 0.767 mm posto su un piano di massa (si veda Fig. 1b). La medesima struttura può essere pensata come la perturbazione di una microstriscia larga w = 0.6 mm per mezzo di una successione di gap larghi  $w_s = 0.2$  mm (si veda Fig. 1c). In questo modo può essere identificata la cella unitaria di Fig. 1c, dove un gap capacitivo è posto in serie alla microstriscia. In Fig. 2a è riportato il diagramma di Brillouin per tale struttura ottenuto con un codice full wave basato sul metodo dei momenti. Come si può notare esiste una soluzione leaky (curva grigia) fortemente attenuata (costante di leakage elevata) in regione di radiazione. Partendo da questo array si è tentato di realizzare un'antenna completamente planare con direzione di puntamento del fascio variabile in frequenza e capace di irradiare al broadside una volta eccitata con un'alimentazione unidirezionale.

Cercando di riprodurre un comportamento metamateriale e di ottenere una struttura in grado di operare intorno ai 10 GHz, la discontinuità all'interno della cella unitaria è stata modificata come in Fig. 2b in modo da ottenere un carico distribuito che combinasse un comportamento RH e un comportamento LH. Per la sua geometria la discontinuità è stata denominata *U-shaped* poiché due tratti di linea a forma di U sono stati posti simmetricamente ai bordi del gap di Fig. 1c. In Fig. 2c è riportato il diagramma di Brillouin relativo a questa nuova geometria. Come si può notare la struttura irradia attraverso l'armonica n = -1 che si trova in regione di radiazione proprio in un intervallo di frequenze centrato intorno a circa 10 GHz ( $k_0p/\pi = 0.27$ ). La radiazione al broadside ( $\beta = 0$ ) risulta tuttavia degradata dalla presenza di una piccola OSB (intervallo di frequenze indicato con una striscia di colore grigio scuro). Nella sezione seguente vedremo come ottimizzare il progetto dell'antenna in modo da ottenere un puntamento al broadside.

#### CARATTERE METAMATERIALE E CONDIZIONE DI BILANCIAMENTO

Per comprendere meglio come il carico periodico U-shaped agisca sulla microstriscia è stata estratta la rete a T equivalente alla cella unitaria nell'intorno della OSB con l'ausilio del software commerciale

Ansoft Designer® e rappresentata in Fig. 3. Con  $Z_s$  sono indicate le due impedenze serie (che in questo caso sono uguali dal momento che la cella unitaria è simmetrica) mentre con  $Z_p$  si indica l'impedenza in parallelo. Come si può osservare dalla Fig. 3, per frequenze inferiori a circa 9.4 GHz si ha una rete LH, per frequenze superiori a circa 10 GHz si ha una rete RH, mentre per frequenze comprese tra 9.4 e circa 10 GHz si ha una rete che riproduce il comportamento reattivo della OSB [7].



Fig. 3 – Parte reale e parte immaginaria delle impedenze  $Z_s e Z_p$  in funzione della frequenza e relative reti equivalenti per i tre diversi intervalli di frequenza identificati.

Com'è stato mostrato in [5], [7] questo è il tipico comportamento della struttura CRLH TL nell'intorno del broadside. Caloz e Itoh mostrano come tale struttura, utilizzata per realizzare un'antenna a onda leaky metamateriale, possa irradiare attraverso l'armonica fondamentale (n = 0) e come essa si distingua per la peculiarità di essere priva dell'usuale gap nel diagramma di Brillouin in corrispondenza di  $\beta = 0$ . L'assenza della OSB nella CRLH TL è determinata dalla condizione di bilanciamento: essa stabilisce che l'impedenza caratteristica della linea di trasmissione associata al modo fondamentale della struttura in regione LH deve essere uguale a quella in regione RH. La struttura U-shaped può essere caratterizzata per mezzo del formalismo delle linee di trasmissione artificiali ed essere quindi descritta attraverso una costante di propagazione e un'impedenza caratteristica equivalenti definite nel modo seguente

$$jk = j(\beta - j\alpha) = \frac{1}{p} \sqrt{2Z_s / Z_p}, \quad Z_0 = \sqrt{2Z_s Z_p}.$$
 (1)

La condizione di bilanciamento in questo caso si traduce in  $Z_0 = Z_{0,unperturbed}$ , dove  $Z_{0,unperturbed}$  è l'impedenza caratteristica della microstriscia larga 0.6 mm non perturbata dalla discontinuità U-shaped.



Fig. 4 – Costante di fase e costante di attenuatione normalizzate al numero d'onda nello spazio libero (a) e impedenza caratteristica (b), definite come in (1), in funzione della frequenza al variare della lunghezza della slot che caratterizza la discontinuità U-shaped.

Al fine di ottenere la condizione di bilanciamento e ottimizzare la struttura di Fig. 2b è stata variata la lunghezza della slot centrale che caratterizza la discontinuità. In Fig. 4a sono riportate la costante di fase e la costante di attenuazione normalizzate al numero d'onda nello spazio libero in funzione della frequenza e per diversi valori della lunghezza della slot. Si può notare che esiste una lunghezza ottima pari a 7.4 mm per cui la costante di attenuazione rimane pressoché invariata nell'intervallo di frequenze tra 9 GHz e 11 GHz assumendo un valore circa uguale a 0.05. Per questo valore la OSB risulta soppressa e l'antenna può irradiare al broadside con una larghezza del fascio quasi costante. Per mostrare come la soppressione della open stopband corrisponda alla condizione di bilanciamento è stata riportata in Fig. 4b l'impedenza caratteristica  $Z_0$  nello stesso intervallo di frequenze insieme con il valore di  $Z_{0,unperturbed}$ . Si può osservare che in corrispondenza della lunghezza ottima la parte immaginaria di  $Z_0$  tende ad annullarsi mentre la sua parte reale tende ad assumere lo stesso valore di  $Z_{0,unperturbed}$  realizzando così la condizione di bilanciamento.

#### ECCITAZIONE UNIDIREZIONALE E SCANSIONE DEL FASCIO

Per mostrare come la procedura precedentemente descritta abbia effettivamente condotto a un'antenna a onda leaky periodica con prestazioni simili all'antenna metamateriale presentata in [5], è stata simulata con Ansoft Designer® una struttura composta da 48 celle unitarie U-shaped con lunghezza della slot ottima eccitata in modo unidirezionale con una sorgente di tipo delta gap. In Fig. 5a e 5b sono riportati il modulo del campo lontano e il diagramma di radiazione per tre diverse frequenze 9.5, 9.94 e 10.5 GHz. Come è possibile notare si ottiene una scansione continua del fascio dal quadrante backward a quello forward con ampiezza e larghezza del fascio pressoché costanti.



Fig. 5 – Campo lontano (a) e diagramma di radiazione (b) per un'antenna U-shaped composta da 48 celle unitary con lunghezza ottima della slot per tre diverse frequenze: 9.5 GHz (linea continua nera), 9.94 GHz (linea continua grigia), 10.5 GHz (linea tratteggiata nera).

## CONCLUSIONI

In questo lavoro è stato mostrato e verificato il progetto di un'innovativa antenna a onda leaky periodica realizzata in microstriscia. Quest'antenna, detta U-shaped per la particolare geometria della cella unitaria, è caratterizzata da un fascio in grado di puntare, al variare della frequenza, sia nel quadrante backward sia nel quadrante forward passando per il broadside senza alcuna degradazione della radiazione. L'antenna U-shaped si propone come valida alternativa all'antenna metamateriale CRLH TL per la semplicità realizzativa e per il basso costo, mostrando l'ulteriore vantaggio di essere completamente planare.

#### **Bibliografia**

- [1] R. E. Collin eF. J. Zucker, Eds., Antenna Theory. New York: Mc Graw-Hill, 1969, capp. 19 and 20.
- [2] P. Baccarelli, S. Paulotto e D. R. Jackson, "Broadside radiation properties of 1D leaky-wave antennas", in *Proc. Int. Conf. Electromagn. Adv. Applicat.*, pp. 755-758, Torino, 12-16 Sept. 2005.
- [3] C. Caloz e T. Itoh, "Transmission line approach of left-handed (LH) materials and microstrip implementation of an artificial LH transmission line", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 52, pp. 980-992, marzo 2004.
- [4] A. Sanada, C. Caloz e T. Itoh, "Characteristics of the composite right/left-handed transmission lines," *IEEE Microwave Comp. Lett.*, vol. 14, pp. 68-70, febbr. 2004.
- [5] S. Lim, C. Caloz e T. Itoh, "Metamaterial-based electronically controlled transmission-line structure as a novel leaky-wave antenna with tunable radiation angle and beamwidth", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol 52, pp. 2678-2690, dic. 2004.
- [6] P. Baccarelli, C. Di Nallo, S. Paulotto, and D. R. Jackson "A full-wave numerical approach for modal analysis of 1-D periodic microstrip structures" IEEE Trans. Microwave Theory Tech., vol. 54, pp. 1350-1362, aprile 2006.
- [7] C. Caloz e T. Itoh, *Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications*. Haboken: Wiley & Sons Ltd., 2006.
# ANALISI DI ANTENNE A DIPOLO RIPIEGATO A 2.45 GHz PER APPLICAZIONI RFID

M. Mongiardo, M. Patassini, R. Sorrentino, C. Tomassoni, R. Vincenti Gatti

# Dipartimento di Ingegneria Elettronica e dell'Informazione, Università di Perugia Via G. Duranti, Perugia, e-mail: mongiardo@diei.unipg.it

# Abstract

In this paper an antenna for Radio Frequency Identification (RFID) tags working at 2.45 GHz is studied. The antenna is a folded printed dipole. Tags are affixed to an object and the object influence on the antenna electromagnetic parameters can not be neglected. This influence is here studied by the use of simulation programs based on the Method of Moments (MoM) and some possibilities to overcome problems related to this influence are investigated.

# I. INTRODUZIONE

L'identificazione a radiofrequenza (RFID) di oggetti è diventata sempre più popolare in molte industrie di servizio, logistica, compagnie manifatturiere, flusso di merci e sistemi di tracciabilità [1]. Questa tecnologia richiede una piattaforma hardware (comprendente le antenne, i transponder e i lettori) e una piattaforma software. I dati sono trasferiti verso un sistema di interrogazione locale (reader) da un transponder (etichetta elettronica) relativamente lontano costituito da un'antenna e da un ASIC (Application Specific Integrated Circuit) [2]. Le caratteristiche di un'antenna per tag devono essere: compattezza, robustezza, basso costo, copertura onnidirezionale o emisferica, buon adattamento di impedenza, polarizzazione lineare o due polarizzazioni ortogonali in base all'esigenza [3].

L'antenna è la responsabile della capacità di comunicazione dell'etichetta elettronica che identifica un particolare oggetto; nella progettazione e nell'ottimizzazione di tale antenna si dovrà quindi tener conto anche delle caratteristiche dell'oggetto oltre che della posizione relativa tra etichetta elettronica e oggetto. [4].

E' infatti evidente che la presenza di superfici metalliche vicino all'antenna della etichetta elettronica in generale produce una variazione delle sue proprietà di radiazione ed uno spostamento della sua frequenza di risonanza. Mentre etichette elettroniche RFID da applicare ad oggetti metallici sono state sviluppate per sistemi a 125 kHz, molto poco è stato fatto alle alte frequenze ed in particolare a 900 MHz e 2.45 GHz [5]. In questo contributo, partendo da un lavoro illustrato in [6], studieremo un'antenna a

dipolo a 2.45 GHz capace di lavorare in prossimità di superfici metalliche.

# II. SVILUPPO DEL DIPOLO A 2.45 GHz

Per il progetto del dipolo a 2.45 GHz abbiamo seguito tre fasi.

Nella prima abbiamo selezionato il progetto del **dipolo UHF** proposto da Rautio in [6]. Esso consiste di un dipolo con stub stampato su un substrato dielettrico di permettività relativa  $\varepsilon_r = 3$ . Nessun piano metallico è presente.

Nelle seconda fase abbiamo **scalato il dipolo** per ottenere un dipolo operante a 2.45 GHz (*prototipo-1*). In questa fase è anche stata indagata l'influenza dell'oggetto su cui l'etichetta elettronica è applicata sulle caratteristiche elettromagnetiche del dipolo.

Nella terza fase sono state introdotte alcune misure per ridurre l'influenza dell'oggetto. A tale scopo è stato inserito un piano metallico sotto il prototipo1. Per motivi di adattamento, tra il prototipo1 ed il piano metallico è stato inserito un ulteriore strato dielettrico per distanziarli. Purtroppo però in questa nuova struttura, la dimensione del piano metallico influisce sui parametri elettromagnetici. Questo rappresenta un problema, visto che se appoggiamo questa struttura su di un oggetto metallico, possiamo considerare che l'oggetto stesso costituisca il nuovo piano metallico della nostra struttura, variandone quindi le caratteristiche elettromagnetiche. Per limitare questo fenomeno è stato attaccato un nuovo strato dielettrico sotto il piano metallico in modo da distanziarlo dall'oggetto. A questa nuova struttura abbiamo dato il nome di *prototipo-2*. Le tre fasi sopra citate verranno descritte più dettagliatamente a seguire.

### A. Dipolo UHF

Abbiamo selezionato l'antenna per applicazioni RFID proposta in [6]. L'antenna è un dipolo con stub stampato su un substrato di altezza 0.5 mm ed  $\varepsilon_r = 3$ .



Fig. 1. Struttura geometrica del dipolo UHF con stub (a sinistra) e relativo coefficiente di riflessione (a destra): confronto tra i risultati ottenuti con software Sonnet e ADS (momentum).

La geometria dell'antenna e il suo coefficiente di riflessione sono illustrate in Fig. 1; considerando un coefficiente di riflessione inferiore a -12.5 dB, la struttura è adattata in una banda di circa 300 MHz.

# *B. Dipolo scalato (prototipo-1)*

Per i nostri scopi, abbiamo bisogno di un'antenna per RFID operante a 2.45 GHz. a tal fine abbiamo scalato, adattato e riottimizzato il dipolo UHF. Inoltre, invece di un substrato di  $\varepsilon_r = 3$ , abbiamo usato un substrato in teflon ( $\varepsilon_r = 2.17$ ; tan  $\delta = 0.0009$ ), essendo questo materiale di facile reperibilità. Ci si riferirà a questa antenna con il nome *prototipo-1*.

La Fig. 2 mostra le dimensioni geometriche e il coefficiente di riflessione del *prototipo-1*. Come può essere notato, si è ottenuto un adattamento in un range maggiore di 200 MHz.

Per testare l'influenza dell'oggetto sul quale l'etichetta elettronica è apposta sui parametri elettromagnetici dell'antenna, abbiamo supposto che l'oggetto possa essere

considerato come un substrato dielettrico o una superficie metallica. Sono state eseguite simulazioni dell'antenna attaccata a substrati dielettrici ed a piani metallici, mostrando la forte influenza dell'oggetto.

In particolare, in Fig. 2 è mostrata l'influenza di un oggetto metallico. La presenza dell'oggetto è stata presa in considerazione ponendo l'etichetta elettronica su di un piano metallico di 15x15 cm<sup>2</sup>. Come si vede, il coefficiente di riflessione dell'antenna cambia drasticamente e l'antenna diviene completamente disadattata.



Fig. 2. *Prototipo-1*: struttura geometrica (a sininstra) e relativo coefficiente di riflessione (al centro); Coefficiente di riflessione nel caso di *prototipo-1* posto su di un piano metallico di 15x15 cm<sup>2</sup> (a destra). I risultati sono stati ottenuti con software commerciale ADS (momentum).





Fig. 3. *Prototipo-2*: struttura geometrica (in alto a sinistra) e relativo diagramma di radiazione (in basso a sinistra); return loss del *prototipo-2* in spazio libero ed in presenza di piani metallici di diverse dimensioni (a destra). I risultati sono stati ottenuti con il software ADS (momentum).

Con l'obiettivo di rendere i parametri dell'antenna indipendenti dall'oggetto, abbiamo inserito un piano metallico e due ulteriori substrati dielettrici.

La nuova antenna consiste di un dipolo stampato su uno strato di PTFE ( $\varepsilon_r = 2.17$ ; tan  $\delta = 0.0009$ ) di 0.5 mm, attaccato ad un substrato ( $\varepsilon_r = 9$ ) di 10 mm. Il secondo substrato giace su di un piano metallico di dimensioni 10x5 cm<sup>2</sup>. Un ulteriore strato dielettrico (PTFE di 5 mm di altezza) è stato posto sotto il piano metallico, con lo scopo di separare fisicamente l'antenna dall'oggetto. Ci riferiremo a questa antenna con il nome *prototipo-2*.

Ovviamente, la nuova configurazione richiede una nuova ottimizzazione delle dimensioni del dipolo. In Fig. 3, sono mostrate le nuove dimensioni.

E' stata indagata l'influenza dell'oggetto sull'adattamento dell'antenna. Anche in questo caso l'oggetto è stato considerato come un oggetto metallico e la sua presenza è stata presa in considerazione ponendo l'antenna su di un piano metallico. I risultati sono mostrati in Fig. 3, dove diverse dimensioni del piano metallico simulano diverse dimensioni dell'oggetto; come si può notare, in tutti i casi un adattamento sotto i 12.5 dB è ottenuto per una banda maggiore di 150 MHz.

In Fig. 3 è inoltre mostrato il diagramma di radiazione del prototipo-2 nei piani a 0° e 90°.

# **III. CONCLUSIONI**

E' stata studiata un'antenna per etichette elettroniche RFID operante a 2.45 GHz. Si sono fatte indagini sull'influenza dell'oggetto su cui l'etichetta elettronica è apposta, relativamente alle prestazioni dell'antenna. Sono state proposte soluzioni per ridurre questa influenza, in particolare si è utilizzato un piano metallico e si sono introdotti due ulteriori substrati dielettrici. Simulazioni basate sul metodo dei momenti (MoM) dimostrano l'efficacia delle soluzioni proposte.

# RIFERIMENTI

- [1] Finkenzeller, K., RFID Handbook, U.K.: J. Wiley & Sons, 2003.
- [2] Qing, X., Yang, N., "2.45GHz circularly polarized RFID reader antenna," *IEEE Intl Conf Communications Systems*, Singapore., Vol. 1, pp. 612-615, Sept. 6-8, 2004.
- [3] Qing, X., and Yang, N., "A folded dipole antenna for RFID," *IEEE AP-S International Symposium*, Monterey, California, USA, June 20-26 2004, Vol. 1, pp. 97–100.
- [4] Ukkonen, L., Engels, D., Sydänheimo, L. & Kivikoski, "Planar wire-type inverted-F RFID tag antenna mountable on metallic objects," *IEEE AP-S International Symposium*, Monterey, California, USA, June 20-26 2004, pp. 101-104.
- [5] Ukkonen, L., Sydänheimo, L. & Kivikoski, M. "Patch antenna with EBG ground plane and two-layer substrate for passive RFID of metallic objects," *IEEE AP-S International Symposium*, Monterey, California, USA, June 20-26, 2004, pp. 93-96.
- [6] Rautio J. C., "A Design example of a 900MHz RFID Antenna," http://www.muehlhaus.com/documents.htm, October 2004.

### SIMULAZIONI MOLECOLARI IN PRESENZA DI CAMPO ELETTROMAGNETICO: LA MIOGLOBINA COME CASO DI STUDIO

F. Apollonio, M. Pellegrino, M. Liberti, G. D'Inzeo

ICEmB c/o Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università di Roma "La Sapienza" Via Eudossiana 18, 00184 Roma apollonio@die.uniroma1.it

#### Abstract

Molecular simulations of biochemical processes seem to be a promising tool to understand the mechanisms through which an EM field can interact with a biological system. Here the action of a microwave signal on the binding process of a ligand to a protein active site has been studied choosing myoglobin as a reference molecular model. The methodology used permits to follow the dynamic evolution of the chemical reaction in the system with an extremely rigorous approach based on quantum analysis.

#### INTRODUZIONE

La mioglobina è una proteina globulare che lega la molecola dell'ossigeno per l'immagazzinamento ed il trasporto in tessuti muscolari. Essa è stata spesso studiata nel passato come modello importante per lo studio dinamico dei processi di reazione nelle proteine anche grazie a tecniche di cristallografia a raggi X mediante cui è possibile determinarne la struttura con una risoluzione migliore di 1.2 Å [1]. Recenti risultati sperimentali [2] hanno mostrato come l'esposizione a campi elettromagnetici a microonde induca un effetto non termico sulla cinetica di riarrangiamento della proteina quando questa si trovi in una soluzione acida, mentre non si riscontri alcun effetto sull'organizzazione strutturale della proteina in ambiente neutro [3]. In questo lavoro l'attenzione viene focalizzata sull'azione di un campo elettromagnetico (EM) a microonde sul processo biochimico di legame di una molecola ligando nei confronti del sito attivo della mioglobina. Viene proposta una metodologia originale per realizzare simulazioni molecolari in condizioni di esposizione. L'approccio seguito è di particolare interesse per comprendere i meccanismi con cui un campo elettromagnetico interagisce con un sistema biologico dal momento che permette di ottenere simulazioni di dinamica molecolare estremamente rigorose basate sui principi primi della meccanica quantistica.

### **MODELLI E METODI**

Viene fornita una descrizione del modello molecolare della mioglobina e delle tecniche di calcolo da utilizzare nelle simulazioni dei processi chimici, descrivendo il campo elettromagnetico come un elemento perturbante. La molecola scelta per l'analisi è una proteina che ha un ruolo fisiologico fondamentale nel trasporto dell'ossigeno molecolare nel tessuto muscolare (Fig. 1a). Questa funzione coinvolge un processo di legame che ha luogo in modo reversibile nel sito attivo della proteina.



Figura 1: Modelli molecolari per la mioglobina. (a) proteina intera (più di 1000 atomi), (b) configurazione del sito attivo: gruppo eme (più di 100 atomi).

Il sito attivo è il gruppo eme, che è un gruppo prostetico contenente al centro un atomo di ferro, responsabile del legame con la molecola di ossigeno principalmente, ma anche con piccole molecole ligando quali monossido di carbonio (CO) o monossido di azoto (NO). La molecola dell'eme è una molecola circolare formata da un anello porfinico (protoporfirina IX) complessato da un lato con lo ione metallico, dall'altro con una molecola di imidazolo che sposta il ferro fuori dalla sua posizione planare al centro dell'anello (Fig. 1b).

In questo lavoro la metodologia utilizzata è basata su tre fasi. Un primo passo riguarda l'azione del campo EM sul sistema molecolare di piccole dimensioni rappresentato dal sito attivo (eme) e dalla molecola ligando, dal momento che entrambi giocano un ruolo fondamentale nel processo di legame. Dato il ridotto numero di atomi coinvolti è stato possibile utilizzare metodi di calcolo ab initio, che tengono conto delle proprietà strutturali ed elettroniche della molecola e quindi estremamente rigorosi. Considerare la presenza di un campo EM alla frequenza delle microonde vuol dire, in questo caso, considerare un campo costante dal momento che i riarrangiamenti elettronici dell'eme possono essere considerati istantanei se confrontati con perturbazioni a microonde o anche di onde millimetriche. Un secondo passo riguarda l'azione del campo sul processo di legame, quando si consideri l'intera proteina (mioglobina) e non più il sito attivo isolato. In questo caso il sistema molecolare è più complesso, non è più possibile affrontare il calcolo con tecniche ab initio ed è necessario passare a simulazioni di dinamica molecolare. Inoltre, dal momento che la scala temporale delle fluttuazioni conformazionali della proteina è confrontabile con il periodo del segnale a microonde, la perturbazione dovuta al campo non può più essere considerata statica. Infine l'ultimo passo consente, sulla base di una metodologia proposta in [4, 5], di mettere insieme le proprietà elettroniche del sito attivo calcolate su base quantistica, con i risultati di dinamica molecolare dell'intera proteina, ottenuti con tecniche di meccanica classica. Tale metodologia (Metodo della Matrice Perturbata, PMM) consente di analizzare, sia in condizioni fisiologiche che in condizioni di esposizione, un processo biochimico di legame tra una molecola ligando ed un sito proteico attivo considerato all'interno dell'appropriato ambiente molecolare, in modo estremamente rigoroso, cioè tenendo conto anche della distribuzione elettronica degli atomi coinvolti.

### RISULTATI

Considerando il sistema ridotto costituito dal gruppo eme e dalla molecola ligando CO, i calcoli quantistici sono stati ottenuti mediante un classico programma di chimica computazionale (Gaussian 98<sup>TM</sup>), in grado di valutare la struttura elettronica della molecola in esame, e attraverso l'utilizzo di codici sviluppati ad hoc per l'implementazione dell'approccio PMM. L'osservabile scelto come indicatore di un effetto del campo EM è l'energia potenziale del complesso sito attivo-molecola ligando, al variare della distanza del ligando dall'atomo di ferro, lungo una traiettoria normale al piano dell'anello profinico. In Fig. 2 sono riportate le curve di energia, nella configurazione di singoletto (configurazione in cui tutti gli elettroni esterni della molecola sono appaiati), per la situazione imperturbata e per quella di esposizione per due valori di campo elettrico applicato. Per quanto riguarda la curva relativa al caso non perturbato, è possibile osservare che la barriera di energia del processo di legame è pari circa a 20 kJ/mol ed è data dalla differenza tra il valore di energia in corrispondenza alla distanza di 3.5 Å, per il quale il ligando sarà considerato distaccato, e quello per 2.45 Å, punto di minimo della curva, in corrispondenza del quale il ligando sarà considerato legato.



Figura 2: Risultati per l'energia potenziale per due diversi valori di campo EM applicato di  $-1*10^8$  e  $-3*10^8$  V/m.

Campi elettrici inferiori a  $10^8$  V/m non modificano sostanzialmente la curva; per valori superiori si ha una modulazione dell'energia che modifica la barriera d'energia di legame per valori intorno al 15%.

Qualora si consideri la situazione più realistica in cui il sito attivo è inserito nella mioglobina, i risultati mostrati sono relativi a simulazioni di dinamica molecolare, sulla base dell'approccio PMM, di circa 8 ns di lunghezza. Come è possibile notare dalla Fig. 3 la curva di singoletto relativa all'energia in condizioni fisiologiche incrocia quella relativa alla configurazione di quintetto (configurazione in cui alcuni elettroni esterni non sono appaiati), che diventa, da una certa distanza in poi, quella a minima energia. La linea a tratto solido rappresenta l'inviluppo degli stati a minima energia e quindi un

diagramma di energia tipico delle reazioni chimiche, in cui si evidenziano le barriere rispettivamente per il processo di distacco e di attacco.



Figura 3: Energia libera della mioglobina al variare della distanza CO dall'atomo  $Fe^{2+}$ , in condizioni fisiologiche, per le configurazioni di singoletto e quintetto della molecola.

La presenza di un campo EM (1 GHz,  $10^3$  V/m) ha l'effetto di modulare l'altezza delle barriere, in particolare quella relativa al processo di legame, come può essere osservato dalla Tabella I. Si riscontra una variazione del 30% nell'energia libera relativamente alla barriera di legame, in particolare il campo riduce la barriera di energia, facilitando così la reazione.

TABELLA I		
BARRIERE DI ENERGIA LIBERA		
[kJ/mol]	Non esposto	Esposto
$\Delta A_{attacco}$	$35.3 \pm 2$	$24.4 \pm 2$
$\Delta A_{distacco}$	$77.3 \pm 2$	$80.7 \pm 2$

### CONCLUSIONI

L'azione del campo EM sul complesso molecolare mioglobina-ligando (CO) è stata analizzata con tecniche di dinamica molecolare basate su rigorosi calcoli quantistici. Risultati relativi a campi EM ad 1 GHz mostrano che valori di campo di 10<sup>3</sup> V/m possono agire sul processo di legame.

#### Bibliografia

- J. Vojtechovsky, K. Chu, J. Berendzen, R. Sweet, and I. Schlichting, "Crystal structures of myoglobin-ligand complexes at near atomic resolution," Biophys Jour, vol. 77, pp. 2153–2174, 1999.
- [2] F. Mancinelli, M. Caraglia, A. Abbruzzese, G. d'Ambrosio, R. Massa, and E. Bismuto, "Non-thermal effects of electromagnetic fields at mobile phone frequencies on the refolding of an intracellular protein: myoglobin," Jour. of Cell. Biochem., vol. 93, pp. 188–196, Jan. 2004.
- [3] E. Bismuto, F. Mancinelli, G. d'Ambrosio, and R. Massa, "Are the conformational dynamics and the ligand binding properties of myoglobin affected by exposure to microwave radiation?" Eur. Biophys. Jour., vol. 32, pp. 628–634, 2003.
- [4] M. Aschi, C. Zazza, R. Spezia, C. Bossa, A. Di Nola, M. Paci, and A. Amadei, "Conformational fluctuations and electronic properties in myoglobin," Jour. of Comp. Chem., vol. 25, pp. 974–984, 2004.
- [5] R. Spezia, M. Aschi, A. Di Nola, and A. Amadei, "Extension of the perturbed matrix method: application to a water molecule," Chem. Phys. Lett., vol. 365, pp. 450–456, 2002.

# CHARACTERIZATION AND DOSIMETRY OF A 1800 MHz LOOP ANTENNA FOR EXPERIMENTAL STUDIES ON THE AUDITORY SYSTEMS OF RATS

A. De Vita<sup>(1,2)</sup>, V. Lopresto<sup>(1)</sup>, S. Mancini<sup>(1)</sup>, G. Marrocco<sup>(3)</sup>, R. Pinto<sup>(1)</sup>, e G. A. Lovisolo<sup>(1)</sup>

 <sup>(1)</sup>Sezione di Tossicologia e Scienze Biomediche, ENEA, via Anguillarese 301, 00060 Roma
 <sup>(2)</sup>Dipartimento di Ingegneria, Università degli Studi del Sannio Palazzo Bosco Lucarelli - C.so Garibaldi 107, 82100 Benevento
 <sup>(3)</sup>Dipartimento di Informatica, Sistemi e Produzione, Università Tor Vergata Via del Politecnico 1, 00133 Roma

### Abstract

In this paper the design, the realization and the characterization of a loop antenna operating at 1800 MHz are presented. The antenna can be used for in vivo experiments devoted to the studies on possible effects on auditory system of rats, related to localized microwave exposure to the electromagnetic fields radiated by cellular phones. After the design step, performed by numerical simulations, the antenna has been realized by the coplanar line technique on dielectric substrate, and then tested in actual operative conditions. The power efficiency of the antenna has been evaluated by means of a thermal probe and the power pulse method in the cochlea of a rat just sacrificed.

### **INTRODUZIONE**

La rapida diffusione dei telefoni cellulari ha stimolato un continuo e crescente interesse verso lo studio dei possibili rischi sanitari derivanti dall'esposizione ai campi e.m. emessi da tali apparecchi. Sono stati avviati una serie di programmi di ricerca stimolati dall'Organizzazione Mondiale della Sanità al fine di garantire un elevato standard di qualità nella sperimentazione [1]. Nella comunità scientifica internazionale, il parametro ritenuto idoneo per la valutazione della dose ricevuta dal corpo biologico esposto ad un campo elettromagnetico alle microonde è il SAR (Specific Absorption Rate), definito come: SAR= $\sigma |E|^2/\rho$  dove  $\sigma$  è la conducibilità elettrica (S/m),  $\rho$  è la densità di massa  $(kg/m^3)$  del mezzo (supposto omogeneo) e |E| è il valore efficace del campo elettrico (V/m) indotto nel mezzo. Nella situazione di esposizione a un telefono portatile una parte della potenza irradiata è assorbita nella testa; per tale motivo sono stati avviati numerosi studi sui potenziali effetti delle RF e MW sul cervello e sul sistema uditivo di alcune specie di roditori. I sistemi utilizzati per realizzare tali situazioni di esposizione sono gli irradiatori *carrousel* [2] e le *antenne a loop* [3],[4]. Questo lavoro ha preso l'avvio nell'ambito di progetti europei (GUARD e EMF-nEAR), focalizzati sullo studio degli effetti della radiazione alle MW dei telefoni cellulari sul sistema uditivo. Una nuova antenna a loop, basata sul modello realizzato a 900MHz [4] è stata studiata e realizzata per operare nella banda di frequenze di up-link (1710-1785) del sistema GSM a 1800MHz, al fine di eseguire studi sperimentali su ratti per individuare potenziali effetti nocivi derivanti dall'uso dei telefoni cellulari.

# PROGETTAZIONE DELL'ANTENNA A LOOP

L'antenna a *loop* operante a 1800MHz è costituita da un circuito stampato in cui, su un substrato molto sottile realizzato con fibre di vetro legate da una resina dallo spessore di

1.6mm, permittività relativa  $\varepsilon_r$ =4.6 e tangente di perdita tan $\delta$ =0.02 (tan $\delta$  nel caso di 1800MHz è stata valutata mediante il modello di dispersione di Debye del primo ordine), sono state tracciate due microstrisce di metallo che si trovano in circuito aperto a un'estremità e cortocircuitate all'altra estremità tramite una spira.

Il *loop* è stato dimensionato in modo da lavorare nella banda di frequenze di *up-link* del sistema GSM a 1800MHz; l'adattamento dipende dalla posizione del cavo di alimentazione (realizzato in tecnologia coassiale e posto a una distanza di  $\lambda/4$  dal *loop*) e dalla posizione dello stub usato per un accordo fine dell'antenna (vedi Fig.1). Le simulazioni sono state fatte utilizzando due codici di calcolo: Computer Simulation Technology (CST) Microwave Studio 5.0, che è basato sulla Tecnica d'Integrazione Finita (FIT)[6], e Basic Electromagnetic Simulation Tool (B.E.S.T.) [7], che invece implementa la Tecnica alle Differenze Finite nel Dominio del Tempo (FDTD).

# **DOSIMETRIA NUMERICA**

Lo studio sperimentale era realizzato attraverso l'esposizione del sistema uditivo di ratto, in quanto è possibile utilizzare con facile adattamento sistemi di analisi, già esistenti per neonati, dell'eventuale danno derivante dall'irradiazione. Le condizioni di esposizione, per prevenire i movimenti e permettere un posizionamento adeguato e ripetibile sorgente-testa, richiedono che i roditori siano posti ognuno in una gabbietta contenitiva, realizzato con un cilindro di plastica trasparente (plexiglass) di spessore 3mm con piccoli buchi necessari per facilitare il passaggio dell'aria. Inizialmente il ratto è stato simulato in modo geometricamente semplificato (fantoccio) la cui testa è stata assimilata a un tronco di cono (diametro del cerchio inferiore=0.8cm e superiore=6.2cm, altezza=5.9cm) con le proprietà dielettriche della materia grigia  $(\varepsilon_r = 50.07, \sigma = 1.39 \text{ S/m e } \rho = 1038 \text{ kg/m}^3)$ , mentre la parte restante del corpo è stata modellizzata come un cilindro (diametro=6.2cm e altezza=7cm) con le caratteristiche del muscolo ( $\varepsilon_r$ =53.54,  $\sigma$ =1.34S/m e  $\rho$ =1000kg/m<sup>3</sup>) a 1800MHz. Le condizioni sperimentali sono state mimate considerando il fantoccio inserito in un contenitore di plexiglass, modellizzato come un tronco di cono (diametro del cerchio inferiore 1.6 cm, diametro del cerchio superiore 7cm, altezza 6cm e spessore 3mm) connesso ad un cilindro (diametro esterno 7 cm e spessore 3 mm); l'asse dell'insieme è stato ruotato di 24° rispetto al fronte dell'antenna affacciata al tronco di cono nella zona corrispondente alla localizzazione del sistema uditivo; l'antenna è stata posizionata a 2.9mm dalla superficie esterna del contenitore come durante l'esposizione reale. Il protocollo biologico ha come target il sistema uditivo del ratto e in particolare la coclea, per questo motivo l'efficienza ( in termini di SAR indotto per Watt di ingresso) è stata valutata solo nel volume di interesse dove essa è localizzata. In questo modello, la coclea può essere considerata come una sfera di diametro 3mm con il centro a circa 7mm dalla superficie del fantoccio. L'esposizione è stata simulata con il codice di calcolo CST utilizzando un passo del grigliato pari a 0.5mm; la porta d'ingresso dell'antenna è stata modellata come una "waveguide port" e l'eccitazione applicata a tale porta è stata realizzata con una sinusoide modulata da un impulso gaussiano. Lo studio effettuato sul fantoccio semplificato è stato ulteriormente migliorato con il programma B.E.S.T. su un modello numerico realistico di ratto ottenuto da immagini di risonanza magnetica di un Sprague Dawley di 370g (ricavabili su internet dal sito americano ratto http://www.brooks.af.mil).



Per semplicità il loop è stato modellizzato solo nella sua parte utile, come una spira rettangolare posizionata nel piano ortogonale alla testa del ratto ad una distanza di 5mm dall'orecchio e alimentata da un generatore di tensione ideale di 1V a 1800MHz.

Per la discretizzazione del dominio di calcolo è stato utilizzato un grigliato non cubico scegliendo  $\Delta x=1.05$ mm,  $\Delta y=1.2$ mm e  $\Delta z=1.8$ mm.

# DOSIMETRIA SPERIMENTALE

Al fine di validare i risultati di dosimetria numerica, il livello di SAR indotto nell'orecchio interno di un ratto, precedentemente sacrificato dal veterinario secondo la normativa vigente, esposto alla radiazione MW è stato valutato per via sperimentale

utilizzando la seguente espressione: SAR =  $c \frac{dT}{dt}$  (W/kg) dove c (J/kg°C) è il calore

specifico e dT (°C) è la variazione di temperatura nell'intervallo di tempo dt (s). Le misure di temperatura sono state effettuate con un termometro a fibra ottica a due canali connesso a un PC tramite la porta GPIB NI 488; la misura è automatizzata attraverso un programma scritto in ambiente Labview. Il banco di misura completo è illustrato in figura 2. L'incremento di temperatura è stato misurato dopo aver fornito all'antenna una potenza di 20W per la durata di 30s. La rilevazione della temperatura è avvenuta per un minuto a partire dall'istante in cui è stata fornita potenza ma il SAR è stato calcolato considerando solo l'intervallo dt (s) di 30s dell'irradiazione. La misura è stata fatta circa un'ora e mezza dal sacrificio del ratto, in modo da ottenere la temperatura interna dell'animale abbastanza stabilizzata.

### RISULTATI

La prima fase di progetto dell'antenna ha riguardato il problema dell'adattamento della struttura espositiva al fine di garantire che tale sistema funzionasse in maniera efficiente ossia che tutta la potenza emessa irradiasse il bersaglio, riducendo al minimo le riflessioni. A tal fine muovendo il corto circuito lungo le due microstrisce con passo di 2mm è stata individuata la posizione che presentasse il miglior adattamento nella banda di frequenze *up-link* d'interesse. In figura 3 sono riportati i diversi andamenti del coefficiente di riflessione valutati alla porta d'ingresso dell'antenna al variare della posizione del corto circuito rispetto all'alimentazione. Come si può vedere, l'antenna presenta il miglior adattamento alla frequenza di 1778.8MHz con S<sub>11</sub>=-24.38dB. Successivamente sono state condotte diverse simulazioni con l'antenna posizionata a 2.9mm dal contenitore in cui è posto il fantoccio (Fig.1). L'efficienza numerica risulta di 4.7W/kg per 1W di potenza in ingresso con una deviazione standard pari al 4.3%.



Fig.3 -  $|S_{11}|$  al variare della posizione del corto circuito

In Fig.4 è mostrata la distribuzione di potenza dissipata  $(W/m^3)$  su una sezione longitudinale al centro del fantoccio. L'efficienza calcolata in prossimità della coclea nel modello realistico del ratto è 5.6 W/kg/W<sub>in</sub> (Fig.5). Durante la verifica sperimentale è stato osservato un incremento di temperatura di 0.5°C, da cui si ricava un'efficienza di  $4.5\pm1.1W/kg/W_{in}$ . L'efficienza ottenuta con il codice B.E.S.T. è prossima al range superiore del valore misurato; ciò è probabilmente dovuto al fatto che in questa simulazione l'antenna non è ruotata rispetto al fantoccio ma è posta nel piano orizzontale in prossimità dell'orecchio del ratto, comportando per questo un diverso fenomeno di accoppiamento.



Fig.4- Distribuzione della potenza dissipata all'interno del fantoccio sul piano dell'antenna



Fig.5 - Vista 3D del sistema ratto-antenna in cui sono evidenziati i vari tessuti differenziati a seconda delle costanti dielettriche relative

#### **RIFERIMENTI**

[1] World Health Organisation (WHO), EMFProject: Guidelines for quality research, 1997.

[2] M. Swicord, J. Morrissey, D. Zakharia, M.Ballen, and Q. Balzano, *Dosimetry in mice exposed to 1.6 GHz microwaves in a carrousel irradiator*, Bioelectromagnetics, vol. 20, 1999, pp. 42–47.

[3] C. K. Chou, K. W. Chan, J. A. McDougall, and A. W. Guy, *Development of a rat head exposure system for simulating human exposure to RF fields from handheld wireless telephones*, Bioelectromagnetics, vol. 20, 1999, pp. 75-92.

[4] P. Leveque, C. Dale, B. Veyret, and J. Wiart, *Dosimetric analysis of a 900-MHz rat head exposure system*, IEEE Transactions Microwave. Theory and Techniques., vol. 52, n. 8, 2004, pp. 2076-2083.

[6] T. Weiland, A Discretisation method for the solution of Maxwell's equations for six component fields, Electronics and Communications (AEÜ), vol. 31, 1977, pp. 116.

[7] G. Marrocco, F. Bardati, *BEST: a finite-difference solver for time electromagnetics*, Simulation Practice Theory, n. 7, 1999, pp. 279-293.

[8] G. A. Lovisolo, R. Pinto, L. Ardoino and S. Mancini, *Dosimetric techniques for the evaluation of the electromagnetic power absorption induced by cellular phones*, Radiation Protection Dosimetry, vol. 97, n. 4, 2001

# SAR E INCREMENTI DI TEMPERATURA IN PORTATORI DI PACEMAKER ESPOSTI AI CAMPI EM PRODOTTI DA APPARATI DI RMN

S. Pisa<sup>#</sup>, G. Calcagnini<sup>&</sup>, M. Cavagnaro<sup>#</sup>, E. Piuzzi<sup>#</sup>, M. Triventi<sup>&</sup>, P. Bernardi<sup>#</sup>

<sup>#</sup>Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università di Roma "La Sapienza" Via Eudossiana 18, 00184 Roma <u>pisa@die.uniroma1.it</u> <sup>&</sup>Istituto Superiore di Sanità, Viale Regina Elena 18, 00184 Roma

situto Superiore di Sanita, Viale Regina Elena 18, 00164 Re

### Abstract

Specific absorption rate (SAR) and temperature distributions, produced inside a thorax model by a magnetic resonance imaging (MRI) apparatus equipped with a birdcage antenna operating at 64 MHz with 100 W of radiated power, have been studied both experimentally and numerically. A pacemaker equipped with a 60-cm long catheter has then been inserted inside the thorax. The presence of this implant gives rise to peak SAR averaged over 1 mm<sup>3</sup> of about 1800 W/kg close to the catheter tip, while the average SAR is about 1 W/kg, that is the same value obtained in the absence of the pacemaker. This peak SAR gives rise to temperature increments up to 6 °C for 6-minute MRI investigations. However, lower temperature increments are expected if blood perfusion and thermoregulation are considered.

### INTRODUZIONE

La risonanza magnetica nucleare (RMN) è una tecnica tomografica che misura il campo a radiofrequenza (RF) prodotto dai momenti magnetici del nucleo di idrogeno durante la loro precessione dovuta all'applicazione di impulsi RF sovrapposti ad un campo magnetico statico. Questi impulsi, oltre ad indurre la rotazione della magnetizzazione del momento nucleare, interagiscono con le cariche libere e le molecole bipolari presenti nei tessuti biologici e determinano dissipazioni a RF che, una volta convertite in calore, possono dar luogo ad effetti dannosi per la salute umana.

Al fine di evitare rischi termici, alcuni organismi internazionali hanno stabilito delle linee guida che indicano i limiti di sicurezza in termini di temperatura e potenza assorbita per unità di massa (SAR). Ad esempio, la normativa elaborata dalla commissione internazionale per la protezione dalle radiazioni non ionizzanti (ICNIRP) [1] stabilisce che, per esposizioni a corpo intero nei sistemi RMN, non si inducono effetti pericolosi per la salute se l'incremento della temperatura della parte interna del corpo non supera 1 °C. Con riferimento ai riscaldamenti localizzati, l'ICNIRP assume che non si inducono effetti termici dannosi se la temperatura rimane inferiore a 38 °C in regioni della testa limitate, ovvero inferiore a 39 °C nel tronco e a 40 °C negli arti. Di conseguenza, la norma ICNIRP riporta delle limitazioni con riferimento al SAR a corpo intero (SAR<sub>WB</sub>) e al SAR locale mediato su 10 g di tessuto (SAR<sub>10g</sub>). In particolare, in condizioni normali il SAR<sub>WB</sub> non dovrebbe superare 2 W/kg, mentre il SAR<sub>10g</sub> deve essere limitato a 20 W/kg negli arti e a 10 W/kg nella testa e nel tronco. In ogni caso, particolare attenzione deve essere posta al fine di assicurare che gli incrementi di temperatura negli occhi siano inferiori ad 1 °C. In generale, gli apparati per la RMN soddisfano queste raccomandazioni, ma nascono dei problemi quando si ha a che fare con portatori di pacemaker (PM). In particolare, l'accoppiamento del campo RF con il catetere del PM sembra essere in grado di produrre forti SAR e incrementi di temperatura intorno alla punta del catetere [2]. Per questo motivo, in molti paesi la RMN è preclusa ai portatori di PM.

Lo scopo di questo lavoro è di studiare, sia sperimentalmente che teoricamente, le distribuzioni di SAR e gli incrementi di temperatura prodotti, all'interno di un modello di torace in cui è impiantato un PM con un catetere, da un apparato RMN equipaggiato con un'antenna a "birdcage".

# METODI

Il setup sperimentale è mostrato in Fig. 1. Il segnale a 64 MHz viene amplificato e inviato ad un divisore le cui uscite, sfasate di 90°, vanno ad alimentare l'antenna. La potenza incidente, dell'ordine dei 100 W, è controllata con un power meter. L'antenna utilizzata è una "birdcage" con 16 leg, un diametro interno di 62 cm ed un'altezza di 65 cm (Fig. 2a). Il fantoccio utilizzato è costituito da una scatola di perspex  $(30\times20\times60 \text{ cm}^3)$  riempito con un gel salino con proprietà elettriche pari ad una media pesata di quelle dei vari tessuti del corpo umano alla frequenza considerata ( $\varepsilon_r = 78.2$ ,  $\sigma = 0.6 \text{ S/m}$ ) (Fig. 2a). Il PM, equipaggiato con un catetere lungo 60 cm, è fissato ad una griglia di plastica ed è immerso nel fantoccio ad una profondità di 1 cm all'interno della soluzione salina (Fig. 2b).



Fig. 1: Setup sperimentale.

Le simulazioni sono state condotte utilizzando un codice basato su di uno schema FDTD di tipo conforme [3] con grigliato variabile [4]. Un'eccitazione in corrente è stata imposta al centro delle leg con un andamento temporale di tipo sinusoidale e con un ritardo di fase pari all'angolo azimutale, al fine di ottenere un campo EM con una polarizzazione circolare.

La distribuzione di temperatura  $T=T(\mathbf{r},t)$  all'interno del fantoccio esposto è stata simulata utilizzando l'equazione di Fourier [5]:

$$\nabla \cdot \left( \mathbf{K}(\mathbf{r}) \,\nabla T \right) + Q_{v}(\mathbf{r}) = \mathbf{C}(\mathbf{r}) \,\rho\left(\mathbf{r}\right) \frac{\partial T}{\partial t} \left[ W/m^{3} \right]$$
(1)

dove i due termini a sinistra rappresentano il trasferimento di calore per conduzione interna (K [W/(m·°C)] è la conducibilità termica della soluzione) e la deposizione di potenza EM ( $Q_v$  [W/m<sup>3</sup>]). Questi termini sono eguagliati all'incremento (o al decremento) di temperatura per unità di tempo moltiplicato per il prodotto tra il calore specifico del tessuto (C [J/(kg·°C)]) e la sua densità ( $\rho$  [kg/m<sup>3</sup>]).



Fig. 2: Birdcage con il fantoccio (a) e pacemaker con catetere (b).

Per poter risolvere l'equazione (1) è necessario imporre la continuità del flusso di calore perpendicolare alla superficie del fantoccio. Questa condizione al contorno può essere espressa come:

$$-\mathbf{K}(\mathbf{r}) \left( \nabla \mathbf{T} \cdot \boldsymbol{n}_{\theta} \right)_{\mathrm{S}} = \mathbf{H} \left( \mathbf{T}_{\mathrm{S}} - \mathbf{T}_{\mathrm{A}} \right) \left[ \mathbf{W}/\mathbf{m}^{2} \right]$$
<sup>(2)</sup>

dove S è la superficie del fantoccio e  $n_0$  è il vettore unitario normale ad S. Al fine di ottenere una formulazione alle differenze finite della (1), il fantoccio è suddiviso in celle cubiche e l'equazione è risolta utilizzando una formulazione alle differenze finite implicita a direzioni alternate (ADI-FD) [6].

# RISULTATI

La Fig. 3a mostra l'andamento nel tempo della temperatura, simulata (in due punti intorno alla punta del catetere) e misurata, in assenza del pacemaker. In particolare, si evidenzia un incremento di temperatura di circa 1 °C dopo 60 minuti di esposizione con un buon accordo tra simulazione e misura. Le simulazioni numeriche hanno evidenziato un SAR<sub>WB</sub> di circa 1 W/kg vicino a quello misurato con tecniche calorimetriche. La Fig. 3b mostra invece l'andamento nel tempo della temperatura simulata e misurata all'interno del fantoccio ed in presenza del pacemaker. In questo caso si hanno incrementi di temperatura di circa 6 °C in 6 min. Il SAR misurato e simulato è di circa 1800 W/kg. Infine la Fig. 4 mostra la distribuzione di SAR in una sezione passante per il catetere (a) e l'andamento della corrente lungo il catetere stesso (b). La corrente lungo il catetere è principalmente dovuta alla componente del campo elettrico, in assenza del catetere, parallela all'asse dei tratti di filo che lo compongono.

# CONCLUSIONI

In questo lavoro è stata studiata l'esposizione, all'interno di un'antenna a birdcage per RMN, di un fantoccio con un PM. La presenza del PM determina incrementi di temperatura locali maggiori dei 2 °C considerati sicuri per l'ICNIRP. Le correnti lungo il catetere sono essenzialmente dovute ai campi elettrici assiali. Quindi la riduzione delle dimensioni dei cateteri ed in particolare dei tratti verticali dovrebbe ridurre gli incrementi di temperatura.



Fig. 3: Andamento nel tempo della temperatura simulata e misurata all'interno del fantoccio in assenza del pacemaker (a) ed in presenza del pacemaker (b).



Fig. 4: Distribuzione del SAR in una sezione passante per il catetere (a) e andamento della corrente lungo il catetere (b).

# **BIBLIOGRAFIA**

- [1] ICNIRP Statement on: "Medical magnetic resonance (MR) procedures: protection of patients," Health Phys., vol. 87 no. 2, pp. 197-216, Aug. 2004.
- [2] E.T. Martin, J.A. Coman, F.G. Shellock, C.C. Pulling, R. Fair, and K. Jenkins, "Magnetic resonance imaging and cardiac pacemaker safety at 1.5-Tesla," J. Am. Coll. Cardiol., vol. 43, no. 7, pp. 1315-1324, Apr. 2004.
- [3] D. Caratelli and R. Cicchetti, "A full-wave analysis of interdigital capacitor for planar integrated circuits," IEEE Trans. Magn., vol. 39, no. 3, pp. 1598-1601, May 2003.
  [4] M. Yang, and Y. Chen, "Automesh: an automatically adjustable, non-uniform, orthogonal FDTD mesh
- generator," IEEE Antennas Propagat. Mag., vol. 41, no. 2, pp. 13-19, Apr. 1999.
- [5] N. Ozisik, Heat Transfer: a Basic Approach, New York: Mc Graw Hill, 1985.
- [6] S. Pisa, M. Cavagnaro, E. Piuzzi, P. Bernardi, and J. C. Lin, "Power density and temperature distributions produced by interstitial arrays of sleeved-slot antennas for hyperthermic cancer therapy," *IEEE Trans.* Microwave Theory Tech., vol. 51, no. 12, pp. 2418-2426, Dec. 2003.

### UN MODELLO PER L'IMAGING FUNZIONALE DEL SENO CON LA RADIOMETRIA A MICROONDE

#### S. Iudicello, F. Bardati

### Dipartimento di Informatica Sistemi e Produzione, Università di Roma "Tor Vergata" Via del Politecnico 1, 00133 Roma iudicello@disp.uniroma2.it

#### Abstract

Functional imaging of breast has been proposed as a complementary modality for early cancer detection. In principle microwave radiometry, i.e. passive detection of spontaneous thermal radiation from a body in the microwave frequency band, can provide information on the thermal status of mammalian tissue to a depth of about 3-4cm. In this paper we theoretically discuss the potentiality of this technique. Computations have been performed for a half-spherical model of breast on a thorax. The bioheat equation has been solved by a commercial finite-element numerical code while the SAR has been evaluated by a proprietary FDTD code. We used the parameters of our new radiometer: frequency 2.6 GHz and sensitivity 0.035K for 10s integration time. Preliminary results show that a 12mm lesion is visible up to about 30mm from the breast surface using a 3cm aperture.

#### **INTRODUZIONE**

La radiometria a microonde per la diagnosi del tumore al seno è una tecnica elettromagnetica non invasiva basata sulla misura passiva dell'attività termica tumorale.

Affiancare una tecnica di questo tipo alle convenzionali tecniche impiegate per la diagnosi precoce del tumore al seno quali l'esame clinico, la mammografia (che attualmente rappresenta la scelta elettiva) e l'ecografia significa aumentare l'affidabilità della diagnosi in termini di sensibilità e di specificità.

Il quadro termico del seno dipende dal metabolismo e dalla vascolarizzazione del tessuto sottostante e può quindi essere modificato in misura apprezzabile da processi patologici quali quelli associati alla presenza di un tumore. Studi condotti su pazienti affette da tumore al seno hanno permesso la valutazione della temperatura e delle proprietà dielettriche sia del seno con tumore che del seno controlaterale sano mostrando ipertermia intratumorale e peritumorale[1]. Si è trovato in particolare che la temperatura del tumore è maggiore della temperatura del sangue venoso efferente la quale a sua volta supera la temperatura del sangue arterioso afferente dimostrando che il calore locale non è apportato dalla circolazione sanguigna che invece agisce da sottrattore di calore. Il calore generato dal tumore per effetto della significativa produzione metabolica viene drenato nel tessuto circostante il tumore attraverso le vene[2]. In particolare la termogenesi è strettamente legata al metabolismo tissutale e può essere messa in relazione con la velocità di crescita tumorale. Questo parametro può essere stimato mediante il tempo di raddoppiamento tumorale (tempo impiegato dal tumore a raddoppiare il suo volume) tramite una legge iperbolica che suggerisce che quanto più la crescita del tumore è rapida, tanto maggiore è la sua produzione di calore metabolico[3].

In questo lavoro vengono presentati i risultati di alcune simulazioni numeriche eseguite per valutare l'entità del segnale ricevuto da un radiometro (2.6 GHz) che indaga una regione di tessuto mammario in cui è presente un tumore e per stimare la visibilità radiometrica al variare della dimensione e della profondità.

#### VISIBILITA' RADIOMETRICA DEL TUMORE

La radiometria a microonde si basa sulla ricezione del campo elettromagnetico emesso spontaneamente dal tessuto alla frequenza delle microonde e ricevuto da un'antenna contattante il tessuto stesso. Detto S il segnale utile in ingresso al ricevitore, esso può essere messo in relazione con la temperatura fisica T nei punti del corpo V tramite le equazioni seguenti:

(1) 
$$S = \int_{V} W(\underline{\mathbf{r}}) T(\underline{\mathbf{r}}) dV$$
  
(2)  $W(\underline{\mathbf{r}}) = (1 - |\varrho|^{2}) \frac{\sigma |\underline{\mathbf{E}}(\underline{\mathbf{r}})|^{2}}{\int_{V} \sigma |\underline{\mathbf{E}}(\underline{\mathbf{r}})|^{2} dV}$   
(3)  $\int_{V} W(\underline{\mathbf{r}}) dV = (1 - |\varrho|^{2})$   
 $\int_{V} W(\underline{\mathbf{r}}) dV = (1 - |\varrho|^{2})$   
 $Fig. 1 - Schema di principio della radiometria a microonde.$ 

dove W è la funzione peso a sua volta legata alla potenza dissipata in  $V, \underline{E}$  è il campo elettrico,  $\sigma$ è la conducibilità elettrica e  $\rho$  è il coefficiente di riflessione all'interfaccia antenna-tessuto. Come mostrato in figura 1 ciascun volumetto elementare  $\Delta V_i$  in cui si può pensare di decomporre tutto il volume V di vista dell'antenna contribuisce al segnale radiometrico S in misura proporzionale alla propria temperatura  $T_i$ . La proporzionalità è espressa dalla funzione peso W che come dice il termine stesso pesa il contributo termico del volumetto  $\Delta V_i$  al segnale. Nell'equazione (2) il campo elettrico è calcolato supponendo che l'antenna si comporti come un componente attivo, cioè irradi. L'influenza di un'anomalia termica (tumore) sul segnale ricevuto da un radiometro può essere stimata dalla differenza tra il segnale radiometrico in assenza di tumore e il segnale radiometrico in presenza di tumore:

(4) 
$$\Delta S = S_t - S = \int_V W_t(\underline{\mathbf{r}}) T_t(\underline{\mathbf{r}}) dV - \int_V W(\underline{\mathbf{r}}) T(\underline{\mathbf{r}}) dV$$

dove  $W_t$  e  $T_t$  sono rispettivamente la funzione peso e la temperatura in presenza di tumore.

Dal punto di vista termico, il seno è stato modellato come una semisfera di raggio pari a 6.5 cm, riempita omogeneamente con un materiale avente le stesse proprietà del tessuto ghiandolare. La distribuzione di temperatura all'interno del tessuto ghiandolare è stata determinata risolvendo numericamente la bioheat equation in condizioni stazionarie dopo aver preso dalla letteratura i parametri termici del tessuto normale e tumorale[4] supponendo di



**Fig.2** – (a) Modello termico del seno in 3D. (b) Sopraelevazione di Temperatura ( $\Delta T$ ) su sezioni diametrali passanti per il centro del tumore situato rispettivamente a 4cm, 3cm, 2.5cm, 2cm e 1cm di profondità.

modellare il tumore come una sferetta con diametro e profondità variabili. Definendo con  $\Delta T = T_t - T$  la sopraelevazione locale di temperatura cioè la differenza tra la distribuzione di temperatura nel tessuto ghiandolare in presenza di un tumore e la temperatura in assenza di tumore, la figura 2(b) mostra che l'area e l'entità della lesione sono tanto più significative quanto più il tumore è superficiale.

Le funzioni peso sono state calcolate modellando il tessuto ghiandolare come un semispazio. E' stata considerata come struttura radiante l'apertura circolare. Sono stati considerati due diametri per l'apertura circolare, rispettivamente 3 e 4 cm. Le funzioni peso sono state calcolate con il metodo FDTD dopo aver preso dalla letteratura le costanti dielettriche del tessuto sano e tumorale[5].



Le simulazioni hanno infine permesso la stima del segnale radiometrico. Ciascuna delle curve di figura 4 è stata tracciata fissando il diametro del tumore e quello dell'apertura e variando la profondità del tumore. Come atteso il segnale radiometrico aumenta quanto più il tumore è



Fig. 4 – Andamento del segnale radiometrico  $\Delta S$ .

superficiale e a parità di profondità è tanto più significativo quanto più è grande il diametro. Se invece si fissa la dimensione del tumore le curve relative alle due aperture si intersecano in un punto che individua una profondità critica al di sotto della quale è più vantaggioso usare un' apertura più piccola e al di sopra della quale è più conveniente usare un'apertura più grande. Il requisito che deve essere soddisfatto affinchè il tumore sia visibile dal radiometro è che il segnale radiometrico sia maggiore della deviazione standard dell'output del η radiometro (sensibilità radiometrica). Assumendo che  $\eta$  sia pari a 0.05 K è possibile individuare l'insieme delle coppie di

valori (raggio della lesione, profondità) corrispondenti a tumori visibili dallo strumento. Ad esempio in figura 5(a) si osserva che un tumore di 10 mm di diametro è visibile fino a circa 3.5 cm con un'apertura di 3cm e fino a circa 4 cm con un'apertura di 4cm. Se invece prendiamo  $\eta = 0.1$  peggiora la visibilità dei tumori più profondi. Per il radiometro di Tor Vergata le sensibilità 0.05 K e 0.1 K si hanno per tempi di integrazione dell'ordine di 10s e 1s rispettivamente.



**Fig.5** – Regioni di visibilità del tumore. (a)  $\eta = 0.05$ . (b)  $\eta = 0.1$ .

# CONCLUSIONI

I risultati presentati in questo lavoro hanno messo in evidenza le potenzialità della radiometria a microonde per l'imaging funzionale del tumore al seno. In particolare la sensibilità radiometrica e quindi la durata del tempo di acquisizione dei dati radiometrici condizionano la visibilità in profondità.

### RIFERIMENTI

- [1] Gautherie M, Quenneville Y., Gros Ch, "Thermogenese des epitheliomas mammaires. III Etude de la conducibilité thermique des tissues mammaires et de l'influence de la vascularization tumorale", *Biomedicine*, Vol. 22, pp. 237-245, 1975.
- [2] Lawson R. N. & Chughtai M.S., "Breast cancer and body temperature", *Canad.med.Ass. f.* pp.88, 68, 1963.
- [3] Gautherie M., Armand M.O. et Gros Ch, "Thermogenese des epitheliomas mammaires. IV Etude lors d'evolutions spontanees, de l'influence de la vitesse de croissance et des correlations avec la probabilité de dissemination linphatique" *Biomedicine*, Vol. 22, pp. 328-336, 1975.
- [4] E Y K Ng and N M Sudharsan, "An improved three-dimensional direct numerical modelling and thermal analysis of a female breast with tumor", *School of Mechanical and Production Engineering. Nayang Technological University*, Singapore, 2005.
- [5] Xu Li, Student Member, IEEE, and Susan C. Hagness, Member, IEEE, "A Confocal Microwave Imaging Algorithm for Breast Cancer Detection", *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, Vol.11, NO. 3, 2001.

# TRASMISSIONE DI IMMAGINE E IRRAGGIAMENTO DA FIBRA MULTIMODO LP TRONCATA

A. Lucesoli, T. Rozzi

Dipartimento di Elettromagnetismo e Bioingegneria, Università Politecnica delle Marche Via Brecce Bianche, 60131 Ancona (Italy) a.lucesoli@univpm.it

# Abstract

The aim of this work is the utilization of single multimode fibers for the purposes of microendoscopy. In the present contribution we discuss the question of image decomposition in the several modes propagating in the fiber and their scattering at the truncated fiber end. Under the LP hypothesis, we derive analytically the scattering matrix of the "fiber-to-air" interface, we quantify the extent of intermodal coupling and evaluate the radiation diagram from the fiber end.

Results show that intermodal coupling is weak, while it appears possible to "capture" an external image and transmit the same through the fiber towards an observer at the other fiber end, after appropriate phase correction, without excessive distorsion.

# INTRODUZIONE

La trasmissione di immagini attraverso un'unica fibra multimodo ha un'elevata potenzialità per applicazioni endoscopiche mini-invasive. Rispetto alla tecnologia tradizionale, essa consentirebbe la realizzazione di sonde più sottili, e quindi l'osservazione diretta di cavità non facilmente accessibili, anche in campi specifici come la pediatria. Tuttavia la dispersione multimodale e l'accoppiamento tra i modi inducono un'aberrazione dell'immagine, che quindi necessita di una correzione. Essa può essere effettuata tramite la separazione dei contributi di ciascun modo della fibra e la conseguente equalizzazione del diverso ritardo subito. Ciò che ci proponiamo con questo lavoro è di valutare la deformazione che l'immagine subisce alla terminazione della fibra, al fine di mettere a punto l'algoritmo di correzione più opportuno. In particolare sono stati valutati analiticamente lo scattering alla terminazione della fibra e l'irraggiamento in aria. A questo scopo è stato realizzato uno sviluppo analitico della propagazione del campo elettromagnetico, assumendo un modello di fibra multimodo step-index in ipotesi LP.

# METODO

Consideriamo il caso di campo polarizzato linearmente. Nella situazione di propagazione multimodale, si può mostrare che per tutti i modi, eccetto quelli vicini al taglio, la maggior parte della potenza è trasportata nel core e quindi il campo nel cladding può essere considerato nullo [1]. Se si trascurano i modi vicini al taglio,

importanti solo presso la sorgente, imponendo la continuità del campo all'interfaccia fibra-aria, possiamo scrivere, con riferimento alla Fig. 1:



Figura 1: sistema di riferimento in coordinate cilindriche adottato per la descrizione dei campi.

$$E(r,\phi) = \sum_{n,m} \left( a_{nm} + b_{nm} \right) \frac{J_n(k_{nm}r)e^{jn\phi}}{\sqrt{N_{nm}}} = \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} f(k_r, \mathcal{G}) \frac{e^{-j(k_r r\cos(\mathcal{G}-\phi))}}{2\pi} k_r dk_r d\mathcal{G}$$
(1)

$$H(r,\phi) = \sum_{n,m} \frac{1}{z_{0nm}} \left( a_{nm} - b_{nm} \right) \frac{J_n(k_{nm}r)e^{jn\phi}}{\sqrt{N_{nm}}} = -\int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} \frac{f(k_r,\theta)}{z_0(k_r,\theta)} \frac{e^{-j(k_r r\cos(\theta-\phi))}}{2\pi} k_r dk_r d\theta$$
(2)

dove i modi della fibra sono stati descritti tramite funzioni di Bessel, n ed m esprimono rispettivamente la variazione azimutale la variazione angolare;  $N_{nm}$  è l'integrale di normalizzazione;  $a_{nm}$  e  $b_{nm}$  rappresentano le ampiezze del campo incidente e di quello riflesso. Per semplicità in seguito indicheremo il modo (n,m) con un unico indice j. Dato l'interesse alla trasmissione di immagini, consideriamo in aria un'espansione in onde piane, che possono essere facilmente legate alle frequenze spaziali dell'immagine.

È stata fatta l'ulteriore ipotesi di considerare nulla la radiazione al lato fibra, in quanto il salto di indice fibra-aria è piccolo. Applicando l'ortogonalità dei modi in fibra si ottiene:

$$b_{j} = a_{j} - z_{0j} \iint_{S} H_{x}(r,\phi) \Psi_{j}(r,\phi) dS, \qquad (3)$$

dove  $\Psi_i(r,\phi)$  è l'espressione del modo *j*-esimo. Rielaborando si ottiene

$$\sum_{j} a_{j} \Psi_{j}(r,\phi) = \iint_{S} Z(r,\phi;r',\phi') H_{x}(r',\phi') dS', \text{ dove}$$
(4)

$$Z(r,\phi;r',\phi') = \frac{1}{2} \sum_{j} z_{0j} \Psi_{j}(r,\phi) \Psi_{j}(r',\phi') + \frac{1}{2} \int_{0}^{+\infty+\infty} z_{0}(k_{r},\theta) \frac{e^{-j(k_{r}r\cos(\theta-\phi))}}{2\pi} \cdot \frac{e^{-j(k_{r}r'\cos(\theta-\phi'))}}{2\pi} k_{r}dk_{r}d\theta$$
(5)

è una funzione di Green e può essere vista come l'"impedenza" della discontinuità [2]. In primo luogo si è voluto valutare lo scattering del campo all'interfaccia. Ciò significa calcolare la matrice di scattering **S** tale che  $\mathbf{b} = \mathbf{S} \cdot \mathbf{a}$ .

Al fine di calcolare quest'ultima, si considera il caso di un unico modo l incidente sulla discontinuità. Il campo  $h_l$  che si ottiene è incognito, ma può essere espresso come una somma pesata dei modi della fibra:

$$h_{l} = \sum_{i} \lambda_{li} \Psi_{i}(r, \phi) \text{ Sostituendo nella (3) otteniamo:}$$

$$S_{jl} = \delta_{jl} + z_{0j} \lambda_{lj} \text{ (6)}$$

$$(7)$$

Per ricavare il valore dei pesi  $\lambda_{lj}$  si sostituisce la (6) nella (4) per un solo modo incidente  $a_l$ . Quindi si calcola l'integrale di sovrapposizione di entrambi i membri con il modo  $\Psi_a(r,\phi)$ , e si ottiene [3]:

$$\delta_{lq} = \frac{1}{2} z_{0q} \lambda_{lq} - \pi j \sum_{p} \lambda_{lp} \Phi_{pq} \text{ . Quindi, per ricavare } \lambda \text{ basterà valutare i termini}$$
(8)

$$\Phi_{pq} = \int_{0}^{a} \int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{a} \int_{0}^{2\pi} \Psi_{q}(r,\phi) \frac{e^{-jn_{3}k_{0}\sqrt{r^{2}+r'^{2}+2rr'\cos(\phi-\phi')}}}{\sqrt{r^{2}+r'^{2}+2rr'\cos(\phi-\phi')}} \Psi_{p}(r',\phi')r'dr'd\phi'rdrd\phi$$
(9)

dove a è il raggio del core della fibra. Si può osservare che, poiché sia la fibra che lo spazio possono essere considerati di geometria cilindrica coassiale, i modi con diversa variazione azimutale sono ortogonali alla discontinuità, quindi la (9) risulterà non nulla solo per modi con stessa variazione azimutale. Rielaborando opportunamente l'espressione integranda [3] si ottiene:

$$\Phi_{pq} = \begin{cases} \sum_{i < q_{1}} \sum_{l=0}^{l_{\max}} \left\{ A_{qil} k_{q}^{q_{1}+2l} \left( n_{3} k_{0} \right)^{i+\frac{1}{2}} a^{q_{1}+i+2l+2} \right\} & q_{1} \neq 0 \quad pari, \\ q_{1} \neq 0 \quad pari, \\ \sum_{l=0}^{l_{\max}} \left\{ B_{pil} k_{p}^{p_{1}+2l} \left( n_{3} k_{0} \right)^{i+\frac{1}{2}} a^{p_{1}+i+2l+2} - jC_{pil} k_{p}^{p_{1}+2l} \left( n_{3} k_{0} \right)^{-i-\frac{1}{2}} a^{p_{1}-i+2l+1} \right\}, \\ 0, \qquad q_{1} \quad dispari \\ 0, \qquad q_{1} = 0 \\ 0, \qquad q_{1} \neq p_{1} \end{cases}$$
(10)

dove i pedici 1, 2 rappresentano rispettivamente la variazione azimutale e la variazione radiale dei modi  $p \in q$ .  $A_{qil}$ ,  $B_{pil} \in C_{pil}$  sono coefficienti che si ottengono dall'integrazione della (9), mentre  $l_{max}$  è stabilito sulla base del compromesso tra precisione e velocità di calcolo. Si osserva che il termine  $\Phi_{pq}$  è non nullo solo per un numero limitato di coppie di modi.

Una volta valutato lo scattering all'interfaccia fibra-aria, e quindi i coefficienti di riflessione  $b_j = b_{nm}$ , è stato valutato l'irraggiamento della fibra. Dalle relazioni (1) (2), è possibile ricavare le ampiezze  $f(k_r, \theta)$  delle onde piane in cui si scompone l'immagine in aria. Data l'ortogonalità dei modi della fibra, possiamo applicare la sovrapposizione degli effetti:

$$f(k_r, \theta) = \sum_{n,m} f_{nm}(k_r, \theta)$$
(11)

e sfruttando l'ortogonalità dei modi d'aria si ottiene:

$$f_{nm}(k_r, 9) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{0}^{a} \int_{0}^{2\pi} (a_{nm} + b_{nm}) J_n(k_{nm} \cdot r) e^{jrk_r \cos(\phi - 9)} e^{jn\phi} r dr d\phi =$$
(12)

$$=\frac{a_{nm}+b_{nm}}{2\pi}(j)^{n}a\cdot k_{nm}J'_{n}(a\cdot k_{nm})\frac{J_{n}(a\cdot k_{r})}{k_{r}^{2}-k_{nm}^{2}}e^{jn\theta}.$$
(13)

Per valutare il campo lontano irraggiato dalla fibra, si è sfruttata la formula di diagramma di radiazione di una guida circolare (antenna ad apertura) calcolato con il metodo della fase stazionaria, risultato noto in letteratura [4]. Dal momento che a noi interessa il campo incidente su un piano a distanza z dall'estremità della fibra, esprimiamo l'irraggiamento in coordinate cilindriche ed otteniamo la seguente espressione:

$$E(r,\phi,z) = \int_{0}^{+\infty 2\pi} \int_{0}^{\pi} f(k_r,\vartheta) e^{-jrk_r \cos(\vartheta-\phi)} k_r dk_r d\vartheta =$$
(14)

$$=2\pi(-j)^{n}k_{0}\frac{e^{-jn_{3}k_{0}}\sqrt{r^{2}+z^{2}}}{\sqrt{r^{2}+z^{2}}}z\sum_{n,m}f_{nm}(k_{r},\phi)$$
(15)

dove le ampiezze  $f_{nm}(k_r, \theta)$  sono ricavate dalla (13).

# RISULTATI

Dalla (10) si osserva che il termine che esprime l'accoppiamento modale dovuto alla discontinuità fibra-aria risulta non nullo esclusivamente tra modi che hanno stessa variazione angolare, che peraltro deve essere di ordine pari e diversa da zero. I risultati analitici ottenuti sono stati implementati numericamente per valutare la distorsione subita da un'immagine che viene trasmessa in fibra ed irraggiata in campo lontano. In Fig.2 è mostrata la simulazione dei vari step della trasmissione di una semplice immagine attraverso una fibra con raggio del core pari a 10µm. Si osservi come l'immagine venga completamente distorta dopo 0.5 m di fibra.



**Figura 2**: simulazione della trasmissione di un'immagine attraverso la fibra multimodo ( $n_{core} = 1.5$ ,  $a = 10\mu$ m): a) immagine originale; b) immagine a inizio fibra; c) dopo 0.5 m di fibra; d) dopo 0.5 mm dalla faccetta terminale della fibra.

# CONCLUSIONI

Con questo lavoro si è mostrato come la terminazione della fibra induca un accoppiamento debole tra i modi, e questo non si verifichi per i modi vicini al fondamentale, che verosimilmente trasportano la maggior parte dell'informazione relativa all'immagine. È stata calcolata inoltre in forma chiusa un'espressione per il campo irraggiato dalla fibra su un piano posto a distanza maggiore di circa un ordine di grandezza rispetto al diametro della fibra stessa. È stata quindi dimostrata la possibilità di descrivere analiticamente l'acquisizione e la trasmissione di un'immagine attraverso una fibra multimodo. Questo potrà consentire di visualizzare l'immagine, previa opportuna correzione, all'altra estremità della fibra, senza eccessiva distorsione.

# BIBLIOGRAFIA

- [1] R.T.Hammond, "Modal structure from Far-Field measurements", IEEE Journal of Quantum Electronics, 1988, 24(12):2352-54.
- [2] T.Rozzi and M.Mongiardo, "Open electromagnetic waveguides", IEE Electromagnetic Waves Series, 1997.
- [3] I.S.Gradshteyn and I.M.Ryzhik, "Table of integrals, series, and products", Academic Press Inc., 1980.
- [4] C.A.Balanis, "Antenna theory: analysis and design", John Wiley & Sons, 1997.

# CONTROLLO DI NANOMACCHINE MEDIANTE CAMPI ELETTROMAGNETICI

Bucci E.M.<sup>1</sup>, Bucci O.M.<sup>2</sup>, Calabrese M.L.<sup>2</sup>, Massa R.<sup>2</sup>, Messere A.<sup>3</sup>, Milano G.<sup>3</sup>, Musumeci D.<sup>1</sup>, Roviello G.<sup>1</sup>

 <sup>1</sup> Istituto di Bioimmagini e Biostrutture - CNR , Via Mezzocannone, 16 - 80134 Napoli bucci@chemistry.unina.it
 <sup>2</sup> Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni, Università di Napoli Federico II Via Claudio, 21 80125 - Napoli bucci@unina.it
 <sup>3</sup> Dipartimento di Scienze Ambientali, Seconda Università di Caserta Via Vivaldi, 43 - 81100 - Caserta a.messere@unina2.it

# Abstract

The aim of the present work is to investigate the interaction mechanisms between the electromagnetic field and "modified" double-helical DNA molecules as recently proposed in literature. To this end a family of applicators has been developped in order to expose the biomolecules to electromagnetic fields (300 MHz - 2.5 GHz) and to follow, simultaneously, their conformational changes induced by the radiation.

# INTRODUZIONE

L'integrazione delle nanotecnologie con la biologia e la medicina dovrebbe portare grandi progressi nella diagnostica molecolare, terapeutica, biologia molecolare, e bioingegneria. Ricerche recenti hanno portato allo sviluppo di nanoparticelle funzionali, cioè piccoli cluster di atomi in grado di reagire ad un opportuno stimolo esterno. Queste nanoparticelle possono essere legate covalentemente a molecole biologiche quali peptidi, proteine ed acidi nucleici. Le proprietà delle nanoparticelle dipendono dalle loro dimensioni che a loro volta sono simili a quelle delle biomacromolecole; tale pecularietà offre nuove opportunità estremamente interessanti per molte applicazioni biotecnologiche.

In questo ambito la possibilità di indurre, in maniera controllata, un determinato effetto su un complesso nanoparticella/biomolecola mediante un campo elettromagnetico appare particolarmente attraente. La possibilità di controllare a distanza una "macchina" biomolecolare in maniera specifica e irreversibile è stata recentemente dimostrata [1]. In particolare, un nanocristallo d'oro è stato legato covalentemente ad una doppia elica del DNA e sono state osservate, durante l'esposizione ad un campo elettromagnetico (1 GHz) l'apertura e la chiusura della doppia elica del DNA, cioè la sua denaturazione e rinaturazione. L'apertura e la chiusura della doppia elica è il mezzo usato dalla cellula per leggere le informazioni contenute in una sequenza di acido nucleico, regolando così una cascata di eventi che portano ad una specifica attività (o la bloccano), un processo

che ora possiamo potenzialmente controllare da remoto. In maniera analoga è stato riportato che è possibile "accendere" e "spegnere" un enzima, legato ad un nanocristallo d'oro, esponendolo in vivo ad un campo magnetico a RF opportunamente modulato [2]. Al fine di comprendere i meccanismi di interazione tra il campo elettromagnetico e queste "macchine" molecolari è stato replicato lo studio riportato in [1], progettando un applicatore quanto più simile a quello descritto in [1] ed esponendo la stessa molecola. Un controllo accurato della dosimetria, dell'evoluzione termica e delle variazioni conformazionali della biostruttura durante l'esposizione, nonché una caratterizzazione del sistema biomolecola-nanocristallo hanno consentito di poter comprendere alcuni meccanismi di interazione.

# **MATERIALI E METODI**

# Sintesi e caratterizzazione spettroscopica del nanobioconiugato [3,4].

La biomolecola sintetizzata ed impiegata in questo studio è costituita da un DNA di 38 basi formanti una struttura "hairpin" con 7 basi complementari alle estremità 3' e 5', di sequenza GCGCCCTAAACTGGTGGT\*GGAATGCGTCATGAGGGCGC. La **T**\*, che si trova nel loop dell'hairpin, è una timidina recante sul C5 della base una catena alchilamminica utile alla coniugazione con il nanocristallo d'oro.

L'hairpin di DNA è stato sintetizzato in fase solida mediante protocolli standard, purificato via HPLC a scambio anionico e successivamente coniugato con il reattivo Mono-Sulfo-NHS-Au (Nanogold®).

# Sistemi di esposizione a Radio Frequenza.

L'obiettivo principale nello sviluppo dei sistemi per l'esposizione ed il monitoraggio in continua dei campioni è stato l'affidabilità in termini di accurata valutazione sia della potenza assorbita dal campione sia del grado di uniformità del campo all'interno del campione. A tal fine è stato indispensabile ricorrere a valutazioni numeriche effettuate mediante i codici calcolo di Supernec ed Ansoft HFSS. Su tale base si è proceduto quindi al progetto e alla realizzazione di diversi prototipi di applicatori a radiofrequenza, nell'intervallo 300 MHz - 2.45 GHz [5,6]. In particolare, mediante simulazioni numeriche sono state identificate le configurazioni migliori e valutate le loro prestazioni in termini di efficienza del sistema (potenza assorbita dal campione rispetto alla potenza incidente sull'applicatore), potenza assorbita per unità di massa (SAR, Specific Absorption Rate), distribuzione del campo e relativo grado di disuniformità all'interno del campione. I risultati numerici ottenuti sono stati confrontati con quelli osservati sperimentalmente: l'efficienza del sistema e il SAR sono stati verificati mediante misure a larga banda dei parametri di diffusione, effettuate con un analizzatore vettoriale di reti a microonde (Wiltron-Anritsu 37269B), e con tecniche calorimetriche.

Per poter evidenziare effetti reversibili indotti dalla radiazione è stato progettato un apparato in fibra ottica (fig. 1) appositamente realizzato per questo studio. Esso consiste di due fibre ottiche che possono essere collegate, da un estremo, al sistema di trasferimento per fibre ottiche dello spettrofotometro PerkinElmer Lambda 25 e dall'altro estremo, dotato di microlenti, alla cuvette portacampione. In questo modo l'analisi spettrofotometrica del campione è effettuata illuminando il campione da un lato e rinviando la luce trasmessa dall'altro lato allo spettrofotometro. Il sistema di esposizione è così reso portatile e integrabile con l'analizzatore ottico. Essendo inoltre

realizzato tutto in materiale dielettrico gli spettri di assorbimento possono essere effettuati (nell' intervallo 240 nm- 1100 nm) durante l'esposizione e senza interferire con l'esposizione stessa.

Un ulteriore aspetto delicato nel progetto dei sistemi di esposizione è stato il controllo della temperatura, in effetti gli applicatori vengono inseriti in sistemi di esposizione che devono consentire di controllare continuamente durante il trattamento sia i parametri elettromagnetici (frequenza, potenza incidente e riflessa), sia la temperatura dei campioni.

Il controllo della temperatura è cruciale sia per assicurare la riproducibilità del risultato sia per poter stabilire se l'eventuale effetto osservato è di natura termica o meno, per cui gli applicatori sono corredati da una o più sonde termiche non perturbative realizzate o mediante termometri in fibra ottica o mediante termocamera a infrarossi (fig. 2).

# **RISULTATI E CONCLUSIONI**

E' stato osservato un buon accordo tra i risultati ottenuti dalle simulazioni numeriche e quelli sperimentali per gli applicatori progettati. Gli esperimenti effettuati sulle biomolecole hanno evidenziato alcuni aspetti peculiari di queste strutture che probabilmente non sono stati considerati in [1], ma che possono essere di fondamentale importanza per una comprensione dei meccanismi di interazione tra il campo elettromagnetico e il sistema biologico e che inducono ad indagare sull'applicabilità anche di altri tipi di nanocristalli.



**Fig. 1.** Fibre ottiche non perturbative per l'analisi spettrofotometrica dei campioni esposti a radio frequenza.



**Fig. 2.** Applicatore a 300 (900) MHz e termocamera IR per il monitoraggio della ttemperatura.

# BIBLIOGRAFIA

[1] Hamad-Schifferli, K., Schwartz, J.J., Santos, A.T., Zhang, S. and Jacobson, J.M. Remote electronic control of DNA hybridization through inductive coupling to an attached metal nanocrystal antenna. Nature, 415, 152-155, 2002.

[2] Philip Ball, Remote-control for bacteria, News@Nature (02 Dec 2002) News.
[3] E. M. Bucci, R. Massa, A. Messere, G. Milano, L. Moggio, D. Musumeci, G.N. Roviello, R. Sapio, M. Valente, C. Pedone and B. Di Blasio: "Strategies for oligonucleotide sequence detection: Oligonucleotides-gold Nanocrystals Conjugates", Congresso della Divisione di Chimica dei Sistemi Biologici: From Chemistry to Technology", 11-13 Novembre 2004, Belvedere di San Leucio (Caserta), Italia.

[4] G. Milano., A. Messere, E. M. Bucci, R. Massa, D. Musumeci, G. N. Roviello, C. Pedone and B. Di Blasio:" Strategie per analisi di sequenze oligonucleotiche: coniugati DNA-nanocristalli" SAYCS (SYGMA ALDRICH YOUNG CHEMISTS SYMPOSIUM), 10-12 Ottobre 2005 Riccione, Italia

[5] E.M., Bucci O.M., Calabrese M.L., d'Ambrosio G., Massa R., Messere A., Milano G., Musumeci D., Petraglia G., Roviello G., "Preliminary Report on a Radiofrequency Controlled Biosensor", The Bioelectromagnetics Society 27th Annual Meeting, June 19-24, 2005, Dublin, Ireland.

[6] E.M., Bucci O.M., Calabrese M.L., d'Ambrosio G., Massa R., Messere A., Milano G., Musumeci D., Petraglia G., Roviello G., "Remote control of biomolecules by radiofrequency: a test study", BEMS Society 28th Annual Meeting, June 11-15, 2006, Cancun, Mexico.

### UN'ANTENNA A PATCH SAGOMATO AD E CON SLOT A ZIG-ZAG PER APPLICAZIONI WIRELESS A LARGA BANDA

D. Caratelli<sup>(1)</sup>, R. Cicchetti<sup>(1)</sup>, G. Bit-Babik<sup>(2)</sup>, A. Faraone<sup>(2)</sup>

<sup>(1)</sup>Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università di Roma "La Sapienza"

Via Eudossiana 18, 00184 Roma

cicchetti@mail.die.uniroma1.it

<sup>(2)</sup> Motorola, Inc., Corporate EME Research Laboratory, Fort Lauderdale, FL 33322, USA

### Abstract

A wide-band E-shaped microstrip patch antenna for wireless communications is presented. Zig-zag slots and perturbations of the E-shaped metallic patch are employed to achieve a wide-band frequency behavior. A bandwidth of about 29.8% is obtained exciting two resonant modes by means of the adopted patch perturbations. A locally conformal FDTD numerical procedure has been employed to analyze the radiating structure. The electromagnetic behavior of the antenna is derived and analyzed in detail. Numerical results concerning the antenna parameters are in good agreement with experimental measurements.

### I. INTRODUZIONE

Le antenne a microstriscia trovano largo impiego in numerosi settori applicativi. Di particolare interesse risultano le applicazioni relative ai sistemi di comunicazione personali, satellitari e, più recentemente, nell'ambito delle local area networks (*WLANs*). In tale ambito, l'esigenza di trasmettere sempre più elevati quantitativi d'informazione induce le industrie ed i centri di ricerca a sviluppare antenne caratterizzate da un'elevata larghezza di banda, mantenendo nel contempo un peso ed un ingombro contenuto. Come noto, relativamente alla classe delle antenne planari, incrementi della banda di lavoro possono essere ottenuti mediante l'ausilio di elementi parassiti, sagomando opportunamente il patch metallico, ovvero adottando substrati elettricamente spessi o, eventualmente, sospendendo l'elemento radiante in aria. Anche se quest'ultima soluzione è vantaggiosa in quanto limita il processo di confinamento del campo ed elimina l'eccitazione di onde superficiali, essa risulta sfavorevole da un punto di vista realizzativo sia perché la struttura risulta più fragile da un punto di vista meccanico, sia perché, in tal modo, le dimensioni del radiatore possono non risultare compatibili con quelle richieste dalle moderne applicazioni wireless.

Recentemente in [1]-[3] è stata proposta un'antenna planare avente forma ad *E* caratterizzata da un'elevata banda di lavoro. La struttura si compone di un patch metallico, sospeso in aria, comprensivo di due fenditure parallele. La distanza del patch dal groundplane è pari, nei radiatori presentati in [1]-[3], rispettivamente al 10.75%, all'8% ed al 6.36% della lunghezza d'onda del campo elettromagnetico in spazio libero alla frequenza centrale di lavoro.

In questo lavoro viene presentato ed analizzato il comportamento elettromagnetico di un nuovo elemento radiante avente forma ad *E* perturbata dalla presenza di corner notch e di fenditure a zigzag, introdotte nella struttura allo scopo di ottenere una maggiore compattezza, unitamente ad una più estesa larghezza di banda [4]. Tale antenna, dotata di uno spessore di 3.15 *mm*, corrispondente al 6.12% della lunghezza d'onda del campo elettromagnetico in spazio libero alla frequenza centrale di lavoro, presenta una banda di circa il 29.8%, permettendo in tal modo di soddisfare le specifiche di lavoro imposte dagli standard di comunicazione *Hiperlan/2*, *IEEE 802.11a* e *HiSWaNa*.

Il lavoro è organizzato in tre Sezioni. Nella Sezione II viene descritta la procedura numerica di tipo

full-wave impiegata per la valutazione della distribuzione spaziale del campo elettromagnetico in strutture complesse, mentre nella Sezione III vengono analizzate le caratteristiche radiative dell'antenna proposta.

### II. MODELLO DI PREDIZIONE DEL CAMPO ELETTROMAGNETICO

L'analisi ed il progetto dell'antenna proposta ha richiesto lo sviluppo di un apposito codice numerico di predizione del campo elettromagnetico facente uso di uno schema FDTD localmente conforme [5]. Tale schema, utile ad incrementare l'accuratezza numerica del modello, evitando l'approssimazione di tipo staircase del radiatore, è basato sulla definizione di parametri efficaci che descrivono le caratteristiche fisiche e geometriche della struttura. Per consentire la completa caratterizzazione di tutti i fenomeni fisici aventi luogo nel componente è stato necessario procedere al computo del campo elettromagnetico sia nelle regioni dielettriche che in quelle metalliche, ciascuna delle quali è stata pertanto caratterizzata mediante i relativi parametri di permittività e di conducibilità elettrica. La distribuzione del campo in prossimità del dispositivo ed all'esterno del dominio computazionale FDTD è stata invece valutata mediante un'apposita procedura numerica basata sul teorema di equivalenza e facente uso delle funzioni diadiche di Green per lo spazio libero [6]. Come discusso in [5], tale approccio risulta computazionalmente più vantaggioso rispetto alle usuali tecniche basate sui potenziali elettrodinamici o sulla rappresentazione integrale di Kirchoff [7], in quanto non necessita di alcuna operazione di derivazione numerica che, come ben noto, è responsabile di una dispersione di tipo numerico. L'uso della procedura adottata permette inoltre di analizzare il campo nei suoi costituenti d'onda [5], fornendo così informazioni utili a comprendere i processi fisici responsabili del comportamento elettromagnetico della struttura considerata.

# III. ANALISI FULL-WAVE DELL'ANTENNA A PATCH SAGOMATO AD E CON SLOT A ZIG-ZAG

La geometria dell'elemento radiante è riportata in Fig. 1. Il patch metallico, avente forma ad *E* perturbata dalla presenza di corner notch e di fenditure a zig-zag, è stampato su di un substrato dielettrico di permittività relativa  $\varepsilon_r = 2.2$  e di spessore h = 3.15 mm, pari al 6.12% della lunghezza d'onda del campo elettromagnetico in spazio libero alla frequenza centrale di lavoro.



**Fig. 1** – Geometria dell'antenna a patch sagomato ad *E* con slot a zig-zag ed andamento in frequenza del rispettivo coefficiente di riflessione in ingresso. Caratteristiche della struttura: h = 3.15 mm,  $w_{g_x} = w_{g_y} = 42 mm$ , d = 11.2 mm,  $w_2 = 4.7 mm$ ,  $w_1 = 23.7 mm$ ,  $l_2 = 3.3 mm$ ,  $l_1 = l_{zig-zag} = 11.8 mm$ ,  $a_{zig-zag} = 4 mm$ ,  $w_{zig-zag} = 0.8 mm$ ,  $\alpha = 67.4^\circ$ ,  $\delta = 0.7 mm$ ,  $\varepsilon_r = 2.2$ .

Il piano di massa ha dimensioni  $w_{g_x} = w_{g_y} = 42 \, mm$ . Allo scopo di ottenere un'adeguata larghezza di

banda, la struttura radiante vede la presenza di due fenditure a zig-zag, utili ad incrementare il percorso elettrico delle correnti eccitate dal probe di alimentazione e consentire, in tal modo, l'eccitazione di due modi aventi frequenze di risonanza limitrofe. Al variare della minima distanza  $\delta$  tra le fenditure, il comportamento dell'antenna può risultare di tipo dual-band, ovvero a larga banda. In particolare, incrementando  $\delta$  si osserva che le frequenze di risonanza dei due modi eccitati tendono ad allontanarsi conferendo al radiatore un comportamento dual-band. Il medesimo fenomeno, sebbene in maniera meno accentuata, si verifica ampliando la lunghezza delle slot. La forma a zig-zag di queste ultime è stata ottimizzata al fine di ridurne l'estensione in lunghezza e compattare così le dimensioni dell'antenna, mantenendo nel contempo un comportamento di tipo wide-band. Modificando la geometria delle fenditure è possibile pertanto avvicinare le frequenze di risonanza dei due modi, sebbene ciò comporti un incremento del livello del return-loss tra le suddette frequenze. Per compensare tale fenomeno il patch metallico è stato perturbato operando la rimozione di due regioni rettangolari di estensione  $w_2 \times l_2$ , posizionate alle sue estremità (vedi Fig. 1). Così facendo, fissando opportunamente la posizione del feed, è possibile garantire un buon adattamento d'impedenza con il cavetto d'alimentazione nella banda di lavoro desiderata. In particolare, mediante un'estesa analisi parametrica si è verificato che il posizionamento ottimo del probe di eccitazione è in corrispondenza del primo dente individuato dalle due fenditure a zig-zag. L'andamento in frequenza del coefficiente di riflessione in ingresso all'antenna, valutato mediante la tecnica FDTD localmente conforme [5], è mostrato in Fig. 1. Da tale figura si evince che la struttura radiante proposta presenta una larghezza di banda a -10 dB (VSWR < 2:1) di circa 1.74 GHz, ovvero una larghezza di banda a -6dB (VSWR < 3:1) di circa 2.43GHz. Si noti peraltro l'eccellente accordo tra i risultati numerici ottenuti mediante il modello di predizione proposto, quelli ricavati utilizzando i codici commerciali CST Microwave Studio ed Ansoft HFSS, impieganti le tecniche FIT (Finite Integration Technique) e FEM (Finite Element Method) rispettivamente, e le misure sperimentali effettuate presso i laboratori della Motorola Americana.



**Fig. 2** – Diagrammi di radiazione, nel piano di E(a) e nel piano di H(b), dell'antenna a patch sagomato ad E con slot a zig-zag. Frequenza: f = 5.21 GHz. Come si può notare, l'accordo tra i risultati numerici basati sulla tecnica *FDTD* localmente conforme e le misure sperimentali è ottimo.

Utilizzando i valori di campo sono state successivamente valutate le correnti eccitate sul patch metallico in corrispondenza delle frequenze per le quali si ha un minimo del return-loss ed i diagrammi di radiazione corrispondenti. Dalle mappe relative alle correnti eccitate alla frequenza di 5.21GHz, non riportate qui per motivi di brevità, si evince che queste ultime sono essenzialmente polarizzate in direzione x, con una leggera perturbazione in corrispondenza delle fenditure. Tale configurazione di correnti è assai simile a quella tipicamente eccitata in un'antenna a patch di tipo rettangolare. Come previsto, il relativo diagramma di radiazione presenta un massimo nella direzione

di broadside con un'apertura del fascio d'antenna a -3dB di circa  $68.6^{\circ}$  (vedi Fig. 2). Una differente configurazione di correnti risulta eccitata alla frequenza di 6.27GHz. In particolare, si osserva una diramazione della corrente superficiale che dal probe di alimentazione si distribuisce, con fase opposta, lungo i due bracci laterali dell'antenna, nei quali la componente polarizzata in direzione *y* risulta dominante. Nella regione centrale del patch, compresa tra le due fenditure, risulta invece dominante la componente *x* della corrente di superficie. Tale caratteristica determina una parziale fusione dei due lobi principali di radiazione sostenuti dalle correnti eccitate lungo i bracci laterali. In tal modo si è riusciti a garantire una buona copertura spaziale in tutta la banda di lavoro dell'antenna. Il diagramma di radiazione, valutato alla frequenza di 6.27GHz, vede la presenza di due lobi tiltati di  $\pm 36^{\circ}$  rispetto alla direzione di broadside, ciascuno dei quali presenta una larghezza di fascio a -3dB di circa  $56.5^{\circ}$ .

Infine, dall'analisi delle mappe di campo eccitate nel piano xz si evince che il processo emissivo è sostanzialmente localizzato lungo i bordi del patch metallico, mentre il troncamento del substrato dielettrico è sede del processo di conversione modale delle onde superficiali in onde di volume responsabile del livello di campo eccitato nel semispazio inferiore. In particolare, nella regione sottostante il groundplane l'intensità del campo elettrico è di circa 40 dB al di sotto di quella osservata in prossimità del patch metallico. Bassi valori di campo in tale regione sono utili a garantire il soddisfacimento dei requisiti EMC/EMI nei confronti degli eventuali dispositivi elettronici sensibili presenti nelle immediate vicinanze della struttura radiante.

### IV. CONCLUSIONI

È stata presentata un'antenna a patch metallico sagomato ad *E* con fenditure a zig-zag per applicazioni *WLAN* a larga banda. La caratterizzazione elettromagnetica del radiatore ha richiesto l'uso di un'apposita procedura numerica facente uso di uno schema *FDTD* localmente conforme. La struttura proposta, realizzata su di un substrato dielettrico a bassa permittività, risulta caratterizzata da un'elevata larghezza di banda. Tale caratteristica è stata ottenuta mediante due corner notch e due fenditure a zig-zag integrate direttamente nella struttura del patch metallico. L'adozione delle fenditure, incrementando il percorso delle correnti, permette l'eccitazione di due modi di risonanza e, da qui, l'ottenimento del menzionato comportamento radiativo a larga banda. L'analisi della distribuzione spaziale del campo elettromagnetico eccitato nella struttura ha permesso di individuare i bordi metallici del patch come responsabili dei processi emissivi ed il troncamento del substrato dielettrico come sede dei processi di conversione modale delle onde di superficie in onde di volume che determinano il livello di radiazione nella direzione di backside.

### Riferimenti

- F. Yang, X. Zhang, X. Ye, and Y. Rahmat-Samii, "Wide-band E-shaped patch antennas for wireless communications," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 49, No. 7, pp. 1094-1100, July 2001.
- [2] K. L. Wong and W. H. Hsu, "A broadband rectangular patch antenna with a pair of wide slits," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 49, No. 9, pp. 1345-1347, Sept. 2001.
- [3] Y. Ge, K. P. Esselle, and T. S. Bird, "E-shaped patch antennas for high-speed wireless networks," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 52, No. 12, pp. 3213-3219, Dec. 2004.
- [4] D. Caratelli, R. Cicchetti, G. Bit-Babik, and A. Faraone, "A perturbed E-shaped patch antenna for wide-band WLAN applications," in press on *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, June 2006.
- [5] D. Caratelli, R. Cicchetti, "A full-wave analysis of interdigital capacitors for planar integrated circuits," *IEEE Trans. Magnetics*, vol. 39, No. 3, pp. 1598-1601, May 2003.
- [6] L. B. Felsen and N. Marcuvitz, *Radiation and Scattering of Waves*, New York: Prentice-Hall/IEEE Press, 1994.
- [7] S. Solimeno, B. Crosignani, and P. Di Porto, *Guiding, Diffraction, and Confinement of Optical Radiation*, Orlando: Academic Press, 1986.

### ANTENNE ATTIVE INTEGRATE BASATE SU RISONATORI DIELETTRICI

Anda Guraliuc<sup>1</sup>, Leonardo Lucci<sup>2</sup>, Giuliano Manara<sup>1</sup>, Guido Nenna<sup>1</sup>, Paolo Nepa<sup>1</sup>, Giuseppe Pelosi<sup>2</sup>, Lorenzo Rossi<sup>2</sup>, Stefano Selleri<sup>2</sup>

> <sup>1</sup> Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Pisa Via G. Caruso 16, 56122, Pisa

<sup>2</sup> Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni, Università di Firenze Via C. Lombroso 6/17 – 50139, Firenze

### Abstract

Active Integrated Antennas are a relatively recent class of antennas designed to be a proper load for RF and microwave circuits. If the radiating element is connected to a non-linear circuit, it must exhibit proper input impedance values at the working frequency as well as at its first harmonics. In this paper, a study over Dielectric Resonator Antennas operating in the  $K_u$  frequency band is presented with particular care to their behavior at the higher harmonics. This activity is aimed at verifying their applicability as radiating elements of a TX phased array to be installed on a mobile terminal of wideband satellite communication systems.

# **INTRODUZIONE**

La crescente richiesta di sistemi di comunicazione con prestazioni sempre più elevate ma, al contempo, a basso consumo energetico, economici, compatti e leggeri, ha stimolato attività di ricerca su sistemi radianti complessi, guali ad esempio le antenne attive integrate (AIA - Active Integrated Antenna) [1]. Una AIA può essere vista come un dispositivo che può avere diverse funzioni, quali quella di carico risonante per un oscillatore, di filtro, o di duplexer, oltre al classico ruolo di elemento radiante. Recentemente antenne attive integrate sono state proposte nella realizzazione di phased array per terminali mobili (auto, treni, aerei) di sistemi di comunicazione satellitari a larga banda. Nel trasmettitore l'antenna è progettata espressamente per fornire il corretto carico per lo stadio finale dell'amplificatore di potenza, in modo da ottimizzare le prestazioni del trasmettitore e ridurre le irradiazioni spurie fuori banda. L'elemento radiante deve presentare, normalmente, un'impedenza puramente resistiva del valore di poche decine di Ohm nella banda del segnale, ed una impedenza puramente reattiva alla seconda e terza armonica del segnale. Al contrario, i sistemi convenzionali caricano lo stadio terminale dell'amplificatore con un opportuno circuito passivo che adatta l'uscita a un valore dato di impedenza, normalmente 50 $\Omega$ , per poi arrivare, tramite un tratto di linea di trasmissione, all'antenna che generalmente presenta una impedenza di ingresso pari a 50 $\Omega$ . La presenza delle reti di adattamento e del tratto di linea di trasmissione semplifica il progetto dell'amplificatore e dell'antenna, in quanto questi possono essere effettuati separatamente, ma determina una riduzione della efficienza dell'amplificatore. In letteratura sono state proposte alcune configurazioni di antenne a patch e a slot a soppressione di armonica [2,3]. In questo lavoro viene invece affrontato il problema del

Attività svolta in parte con finanziamento MIUR, attraverso il progetto PRIN 2005098437 "Antenne Integrate Attive per Terminali Mobili ad Alta Efficienza"

dimensionamento di antenne a risonatore dielettrico (DRA – *Dielectric Resonator Antenna*). Tali antenne sono state studiate largamente per quanto attiene al loro comportamento in banda [4-6], mentre il loro comportamento alle armoniche superiori ha ricevuto una scarsa attenzione.

In questo lavoro verranno prese in considerazione antenne a risonatore dielettrico rettangolari e circolari operanti nella banda 14-14.5 GHz, con particolare attenzione ai modi di risonanza che cadono in prossimità della seconda e terza armonica. Verranno presentati alcuni risultati numerici preliminari relativi al dimensionamento di due antenne a risonatore dielettrico con alimentazione a slot su piano di massa. Questa attività rientra nell'ambito di un progetto per il dimensionamento di elementi radianti di un TX phased array per terminali mobili di sistemi di comunicazione satellitari a larga banda.

# ANTENNE A RISONATORE DIELETTRICO

Le antenne a risonatore dielettrico hanno ricevuto una attenzione crescente negli ultimi anni grazie alla loro elevata efficienza di radiazione, alla flessibilità di implementazione dovuta alle diverse forme utilizzabili, e alla possibilità di utilizzare materiali con costanti dielettriche molto diverse, che permettono di controllare dimensioni e banda dell'antenna [7].

I tipi di DRA più noti in letteratura sono quelli cilindrici (CDRA), rettangolari (RDRA) ed emisferici (HDRA), ampiamente descritti rispettivamente in [4] [5] e [6], e la cui geometria è illustrata in Figura 1. Mancano tuttavia studi approfonditi sulle caratteristiche radianti ai modi risonanti superiori e sulle tecniche per il controllo della loro impedenza di ingresso a tali armoniche.

Le strade qui individuate per procedere alla realizzazione dell'*harmonic suppression* sono diverse. Innanzitutto si può sfruttare la natura non periodica delle frequenze di risonanza di tali risonatori ai fini di ottimizzare il loro fattore di forma, così da distanziare il più possibile i modi risonanti dalla seconda e terza armonica del PA dello stadio finale del trasmettitore. Un'altra via attualmente in corso di indagine è l'uso delle tecniche già utilizzate con antenne a microstriscia, che comprendono l'uso di *via hole* e slot [8], oltre alla possibilità di creare DRA di forme irregolari. Va sottolineato come vi sia un grado di libertà in più rispetto ad un'antenna a microstriscia, essendo quest'ultima un'antenna planare.

Nell'ambito dello studio, si presentano qui dei risultati preliminari ottenuti da indagini numeriche su due antenne, una di tipo cilindrico ed una di tipo rettangolare, le cui strutture e dimensioni sono riportate in Fig. 2. Le DRA hanno costanti dielettriche  $\varepsilon_{r,RDRA} = 20$  e  $\varepsilon_{r,CDRA} = 9.2$  e sono dimensionate per avere frequenza di risonanza fondamentale a  $f_0 = 14.25$  Ghz, corrispondente al modo  $TE_{111}^z$  per l'RDRA ed al modo  $TM_{110}$  per la CRDA. Tali modi sono eccitati per accoppiamento tramite slot su piano di massa. La posizione del risonatore rispetto alla slot è stata scelta in modo da avere bassa impedenza di ingresso (25 $\Omega$ ), come richiesto dalle specifiche dell'amplificatore di potenza. Nelle figure 3-4 sono riportati il Return Loss e l'impedenza di ingresso delle due antenne. Si può notare come, oltre alla prima risonanza alla frequenza fondamentali progetto, siano presenti altre risonanze legate ai modi di ordine superiore. Sia la RDRA che la CDRA proposte, nell'intorno di  $2f_0$  e di  $3f_0$ , presentano un comportamento di tipo ohmico-induttivo o ohmico-capacitivo (nelle figure 3-4 sono evidenziate la frequenza fondamentale e le prime due armoniche). I risultati numerici sono stati ottenuti utilizzando un codice basato sul metodo degli elementi finiti. Attualmente sono in corso studi sull'andamento del campo all'interno della DRA alle varie armoniche, ai fini dell'individuazione della migliore tecnica per il controllo dell'impedenza di ingresso alla seconda e terza armonica.

# CONCLUSIONI

In questo lavoro sono stati presentati i risultati preliminari di un'attività sullo studio di tecniche per il controllo dell'impedenza di ingresso di un'antenna a risonatore dielettrico alle armoniche di ordine superiore (*harmonic suppression*). Attraverso l'analisi della distribuzione di campo nel risonatore, verranno analizzate e confrontate opportune modifiche dell'antenna, rispetto alle configurazioni tradizionali, partendo da quelle già utilizzate per il controllo dell'impedenza alle armoniche superiori nel caso di antenne a slot o patch.

### **BIBLIOGRAFIA**

- [1] K. Chang, R. A. York, P. S. Hall, and T. Itoh, "Active integrated antennas," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 50, no. 3, pp. 937-944, March 2002.
- [2] M.J. Cryan, G.R. Buesnel, P.S. Hall, "Analysis and Control of Harmonic Radiation From Active Integrated Oscillator Antennas," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 50, no. 11, pp. 2639-2646, Nov. 2002.
- [3] H. Kim, Y.J. Yoon, "Microstrip-fed slot antennas with suppressed harmonics," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 53, no. 9, pp. 2809-2817, Sep. 2005.
- [4] S. A. Long, M. W. McAllister, and L. C. Shen, "The resonant cylindrical dielectric cavity antenna," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-31, pp. 406-412, 1983.
- [5] M. W. McAllister, S. A. Long, and G. L. Conway, "Rectangular dielectric-resonator antenna," *Electron. Letters*, 19, pp. 218-219, 1983.
- [6] M. W. McAllister and S. A. Long, "Resonant hemispherical dielectric antenna," *Electroics Letters*, 20, pp. 657-659, 1984.
- [7] A. Petosa, A. Ittipiboon, Y.M. Antar, D. Roscoe, M. Cuhaci, "Recent Advances in Dielectric-Resonator Antenna Technology," *IEEE Antennas Propag. Mag.*, vol. 40, no. 3, pp 35-48, June 1998.



Figura 1: Antenne a risonatore dielettrico di tipo cilindrico, rettangolare e semisferico, poste su piano di massa.



Figura 2: Antenne a risonatore dielettrico con alimentazione a microstriscia tramite slot nel piano di massa (vista dall'alto): (a) RDRA con i seguenti parametri: a = h = 3.6mm, b = 1.8mm,  $\varepsilon_{r,RDRA} = 20$ , L = 14mm, W = 17mm, spessore substrato t = 0.5mm,  $\varepsilon_{r,sub} = 9.2$ ,  $L_m = 1.6mm$ ,  $W_m = 10.6mm$ ,  $L_s = 2.2mm$ ,  $W_s = 0.3mm$ ; (b) CDRA con i seguenti parametri: a = 3.65mm, h = 1mm,  $\varepsilon_{r,CDRA} = 9.8$ , L = W = 16mm, spessore substrato t = 0.635mm,  $\varepsilon_{r,sub} = 10.2$ ,  $L_m = 4mm$ ,  $W_m = 10.88mm$ ,  $L_s = 4.7mm$ ,  $W_s = 0.7mm$ .



Figura 3: Return Loss e impedenza di ingresso della RDRA in Fig. 2a.



Figura 4: Return Loss e impedenza di ingresso della CDRA in Fig. 2b.
### ANTENNE PLANARI A LARGA BANDA PER SISTEMI DI COMUNICAZIONE MOBILI

### G. Manara, S. Mugnaini, P. Nepa, A.A. Serra

### Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Pisa Via Caruso 16, 56122, Pisa

### Abstract

In this paper the design and characterization of planar wideband antennas for base stations and mobile terminals of wireless communication systems is addressed. In particular, a 4x4 array of stacked patches is described which satisfies the UMTS, UMTS II and WLAN standard specifications. Also, some different layouts of printed balanced dual-band antennas for WLAN 802.11a/b/g mobile terminals are presented and compared. Measurements on prototypes are shown.

### INTRODUZIONE

I sistemi di comunicazione wireless hanno subito negli ultimi anni una straordinaria evoluzione, come conseguenza del diffondersi dei terminali mobili e della richiesta da parte degli utenti di servizi sempre più veloci e onerosi in termini di occupazione di banda. I più recenti standard per sistemi di trasmissione voce e dati, come l'UMTS e i vari WLAN IEEE 802.11x, sono la dimostrazione di quanto affermato. La richiesta di sistemi compatibili con diversi dei suddetti standard e i vincoli sulle dimensioni delle stazioni radio base e dei terminali mobili impongono l'utilizzo di elementi radianti multi-banda. In questo lavoro vengono presentate antenne planari multi-banda per sistemi wireless multi-standard. In particolare, nella prima parte di questo lavoro verrà descritto un array di 16 patch di tipo stacked per sistemi UMTS (1.92-2.17 GHz), WLAN (2.4 -2.48 GHz) e UMTS II (2.5-2.69 GHz, banda di espansione prevista per UMTS), adatto per l'utilizzo come smart antenna (beamforming sul piano orizzontale) in doppia polarizzazione (polarizzazione *slanted*, ±45°, per diversità di polarizzazione in ricezione). Inoltre, verranno descritti alcuni possibili layout di un'antenna stampata dual-band per l'installazione su terminali mobili, con alimentazione differenziale, che opera nelle bande degli standard 802.11a/b/g. Tutte le strutture radianti sono state progettate e ottimizzate mediante i software commerciali Ansoft Designer™ e Ansoft HFSS<sup>TM</sup>. Sono stati inoltre realizzati dei prototipi che hanno confermato i risultati ottenuti mediante le simulazioni.

### ARRAY PLANARE A MICROSTRISCIA PER STAZIONE RADIO BASE

La Fig. 1 mostra lo *stackup* dell'antenna, composto di 11 livelli. Il singolo elemento dell'*array* è una struttura *stacked* di due *patch* di alluminio quadrati, alimentati, attraverso due fessure incrociate realizzate in un piano di massa, da due linee a microstriscia ortogonali. Le linee di alimentazione sono stampate su due substrati di Arlon AD300 ( $\varepsilon_r = 3$ , tg $\delta = 0.003$ , spessore=0.79 mm) separati dal piano di massa su cui

Attività in parte finanziata da Selenia Communications SpA, Chieti Scalo (CH)

sono realizzate le fessure. Il patch superiore è separato da quello inferiore, e quest'ultimo dal piano delle fessure, tramite un substrato a bassa costante dielettrica (foam). Per ciascuna polarizzazione, una coppia di linee a microstriscia è stampata simmetricamente rispetto alle due fessure ortogonali [1]. Questa configurazione consente di ridurre i livelli delle componenti cross-polari e migliorare l'isolamento tra le due polarizzazioni. Dai risultati numerici risultano valori di Return Loss inferiori a -20 dB per la banda UMTS, inferiori a -22dB per la banda WLAN e inferiori a -20dB per quella UMTS II. Complessivamente la banda dell'antenna si estende da 1.92 GHz a 2.69 GHz, con una banda percentuale del 33.4% (Return Loss<-20 dB). Il guadagno è compreso tra 4.5 dBi and 6.5 dBi. In Fig.2 è mostrato il pannello 4x4: la distanza tra i patch di ogni colonna è di 105 mm  $(0.9\lambda@2.69 \text{ GHz})$ ; la distanza tra le colonne è di 80 mm  $(0.55\lambda @ 2.69 \text{ GHz})$ . Dopo una procedura di tuning mediante modifica degli spessori dei substrati dei patch e della dimensione del lato di questi ultimi, la configurazione finale presenta un Return Loss inferiore a -12 dB per la polarizzazione a -45° e -14 dB per quella a +45°. L'isolamento è superiore a 20 dB per la banda UMTS e per quella ISM, mentre è superiore a 16 dB per la banda UMTS II. La fig. 3 mostra l'andamento del Return Loss per l'intero pannello 4x4, per la polarizzazione a +45°; risultati analoghi sono stati ottenuti per l'altra polarizzazione. Il Return Loss è inferiore a -10 dB per la polarizzazione a -45° e -12 dB per la polarizzazione a +45°. In fig. 4 sono invece illustrate le misure dei diagrammi di irradiazione sul piano azimutale (componente co-polare a +45°, con alimentazione broadside delle 4 colonne); la componente cross-polare risulta inferiore a -10 dB.

#### ANTENNE PLANARI BILANCIATE PER TERMINALI MOBILI

Nell'ambito di un'attività volta al progetto di un'antenna planare da collegare ad un amplificatore con uscita differenziale per un modulo TX/RX compatibile con gli standard 802.11b/g (2.4 - 2.48 GHz), 802.11a (5.15-5.35 GHz, 5.725-5.825 GHz), sono state dimensionate, realizzate e confrontate alcune configurazioni di dipoli stampati dual-band [2]-[5]. Le antenne proposte sono state realizzate sullo stesso laminato della sezione TX/RX progettata da STMicroelectronics (Roger RO4003C, spessore= 0.508 mm,  $\varepsilon_r = 3.38$ ). La linea di alimentazione è composta da una coppia di strisce coplanari (CPS, Coplanar Strip Line) larghe 1.14 mm e distanti 3 mm tra loro, per garantire una impedenza caratteristica della linea pari a 100  $\Omega$ , in accordo con le specifiche dell'amplificatore a cui l'antenna verrà connessa. Le foto delle due antenne *dual-band* che presentano le migliori prestazioni sono illustrate in figura 5. L'antenna in Fig. 5a, denominata End-Loaded Dipole, è composta da un dipolo convenzionale progettato per funzionare come un dipolo a mezz'onda alla frequenza di 2.4 GHz. Il dipolo è caricato ai suoi estremi da due strisce metalliche che introducono una seconda risonanza intorno alla frequenza di 5.2 GHz, frequenza alla quale l'intera struttura è lunga più di una lunghezza d'onda [2]. L'antenna stampata occupa una superficie pari a 76 x 29.5 mm<sup>2</sup>. La seconda struttura proposta è illustrata in Fig. 5b ed è denominata Double Dipole. Nei due rami di un dipolo a mezz'onda convenzionale operante a 2.4 GHz, mediante un taglio a forma di L rovesciata (L-shape slot), sono stati ricavati due rami addizionali che formano una nuova antenna a dipolo, più corta, utilizzata per generare una seconda risonanza alla frequenza di lavoro di 5.3 GHz [3]. L'antenna occupa una superficie di 48 x 31 mm<sup>2</sup>. In Fig.6 sono riportate le misure di *Return Loss* sui prototipi delle due antenne mostrate in figura 5. Il Return Loss è inferiore a -10 dB su tutta la banda di interesse (banda percentuale superiore al 14% per la banda bassa e superiore al 13% per la banda alta). Le misure sono state eseguite separatamente nelle due bande di lavoro utilizzando due differenti *balun* (Anaren FB650/FB850, funzionanti ciascuno in una delle due bande) per la connessione dell'antenna bilanciata all'analizzatore vettoriale tramite un connettore SMA. I diagrammi di irradiazione delle configurazioni proposte risultano essere quasi uniformi nella zona frontale dell'antenna e presentano una irradiazione posteriore (nella direzione del piano di massa) intorno ai - 8 dB.

### CONCLUSIONI

In questo lavoro sono state descritti alcuni prototipi di antenne planari per sistemi di comunicazione *wireless*, per stazioni radio base e terminali mobili. Altri risultati di misure effettuate sui prototipi verranno presentati alla conferenza.

### REFERENCES

[1] P. Nepa, G. Manara and A.A. Serra, "A microstrip array of aperture-coupled patches for UMTS base stations", *IEEE 2004 Antennas and Propagation Society International Symposium*, Vol. 3, pp. 2808 – 2811, 20-25 June 2004, Monterey, USA.

[2] F. Tefiku, H. Yamashita, "Double sided printed strip antenna for dual frequency operation", *IEEE Antenna and Propagation International Symosium*, vol. 1, pp. 50-56, 21-26 July 1996, Baltimore, MD, USA.

[3] Y. H. Suh, Ki Chang, "Low cost microstrip fed dual frequency printed dipole antenna for wireless communications", *Electrons Lett.*, vol. 36, pp. 1177-1179, 2000

[4] Kin-Lu Wong, "Planar antennas for wireless communications", *Wiley Series in Microwave and Optical Engineering*, Kai Chang, pp. 249-257.

[5] Ya Ying Wang, Shyh Jong Chung, "A new Dual band antenna for WLAN applications", *IEEE 2004 Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 3, pp. 2611-2614, 20-25 June 2004, Monterey, USA.



**Fig.1**: Stackup (a) e layout (b) dello stacked patch in doppia polarizzazione. Tutte le dimensioni sono in mm.

**Fig.2**: Prototipo del pannello di 4x4 *stacked patch*.



**Fig.3**: *Return Loss* per la polarizzazione +45° (per il pannello 4x4 mostrato in Fig. 2).



**Fig.4**: Diagramma di irradiazione sul paino azimutale alle tre frequenze di centro banda (componenti co-polari), per la polarizzazione  $+45^{\circ}$  (per il pannello 4x4 mostrato in Fig. 2).



Fig.5: Prototipi delle antenne dual band: (a) End Loaded Dipole Antenna, (b) Double Dipole Antenna.



Fig.6: *Returno Loss* dei dipoli dual-band in Fig. 5: (a) *End Loaded Dipole* Antenna, (b) *Double Dipole* Antenna. Le strisce verticali delimitano le bande di frequenza di interesse.

### EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION OF MILLIMETER-WAVE ANTENNAS

A. Capozzoli, C. Curcio, G. D'Elia, A. Liseno, M.A. Vigliotti

Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni Università di Napoli Federico II - Via Claudio 21, I 80125 Napoli (Italy) Tel.: +39 081 7683115; Fax: +39 081 5934448; Email: g.delia@unina.it

#### Abstract

Experimental results concerning the near-field phaseless characterization of millimetre-wave antennas are presented. The typical issues in antenna testing at very high frequencies are afforded by a suitable measurement strategy and phase estimation technique. Experimental results at 40, 75 and 94GHz show the feasibility of phaseless antenna characterization also in the millimetre frequency range.

### **INTRODUCTION**

The experimental characterization of antennas via standard near-field far-field (S-NFFF) transformation techniques requires accurate data to guarantee a satisfactory evaluation of the antenna far-field pattern. However, when dealing with millimetre-wave antennas, phase measurements are cumbersome and expensive [1] so that the employment of phaseless near-field techniques [2-7] becomes very convenient.

Performing successful characterizations at mm-wave frequencies is an awkward task and requires facing several relevant issues.

First, the required number of near-field measurements should be as small as possible to avoid an unacceptably long measurement time [1]. Accordingly, an effective measurement strategy, possibly based on a non redundant near-field representation, should be adopted [8]. Second, the available a priori information on the source and the radiated pattern should be taken into account and suitably exploited to achieve a satisfactory accuracy. Finally, the difficulty of controlling the environmental clutter, of special concern at high frequencies, requires the availability of effective filtering properties accounting for the already known features of the antenna to be characterized.

A number of approaches have been introduced and experimentally tested at microwave frequencies.

In this paper, we present experimental results concerning the phaseless near-field characterization of antennas in the millimetre frequency range. The measurements are carried out by employing the hardware and software facilities available at the Antenna Laboratory of the Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni (DIET), Università di Napoli Federico II. The hardware facilities include an equipment for amplitude-only measurements at mm-wave frequencies which has been especially tailored to "fast" acquisitions. The experimental results at 40, 75 and 94GHz show the possibility of performing accurate characterizations of mm-wave antennas by the available processing facilities.

### **PROCESSING OF THE DATA**

Let us assume the Antenna Under Test (AUT) be an aperture antenna radiating towards the z>0 half-space with xy the aperture plane (Fig. 1), and with a field distribution negligible outside the "effective" aperture A.



Fig. 1. Geometry of the problem.

The near-field amplitude is collected on two regions, say  $S_1$  and  $S_2$ , of the planes  $z=z_i$ , i=1,2, respectively [4-7].

The squared near-field amplitude is collected at a spatially *non-uniform* sampling rate depending on the size of A, the non-uniform measurement strategy being based on the optimal, advanced sampling representation of the field [8]. Some of the details regarding the employed sampling strategy are summarized in [9].

From the measured near-field amplitude data, the aperture field distribution is first evaluated and then the far-field pattern and/or the unknown phase of the near-field can be estimated.

For the sake of simplicity, to deal with a scalar problem, only one Cartesian component of the near-field is considered.

From the measured near-field amplitude data, the aperture field distribution is first evaluated and then the far-field pattern and/or the unknown phase of the near-field can be estimated.

For the sake of simplicity, to deal with a scalar problem, only one Cartesian component of the near-field is considered.

The processing of the data is based on a Prolate Spheroidal Wave Functions (PSWFs) expansion of the aperture field [10,11], as described in [12]. The available a priori information on the radiating system, i.e., the size of the aperture A and the spectral behaviour of the antenna, is thus accounted for [12], and the minimum number of unknowns is managed, reaching a satisfactory accuracy.

Exploiting the non-uniformly distributed data acquired on  $S_1$  and  $S_2$ , the unknown coefficients of the PSWFs expansion of the aperture field are estimated by applying an iterative procedure providing the minimization of a suitably defined objective functional. Further details on the implementation of the algorithm are reported in [9].

#### EXPERIMENTAL CHARACTERIZATION

Experimental data have been collected at the Antenna Laboratory of DIET, Università di Napoli Federico II, to outline the possibility of successful phaseless near-field antenna characterization in the mm-frequency range by the available facilities.

The measurement setup employs a HP 8757C Scalar Network Analyzer (SNA), a signal source consisting of a HP 8350B sweep oscillator, a HP 83550A RF plug-in and a HP 83558A source modulator allowing signal generation in the 75-110GHz frequency bandwidth. The probe is an open-flanged waveguide equipped with a HP W365A isolator. The whole system is automatically and remotely controlled and all the operations are supervised by a customized LabView computer program.

The first considered AUT is a horn antenna (model ATM P/N 10-443-6R), with a physical aperture of size 2.46cm×1.88cm, working in the 75-110GHz frequency bandwidth and the tests have been performed at two different frequencies, namely 75GHz and 94GHz.

At 75GHz, the electrical size of the horn is  $6.15\lambda x 4.7\lambda$  and a rectangular domain  $D_{ap} = [-a_{ap}, a_{ap}] \times [-b_{ap}, b_{ap}]$  of size  $6.85\lambda x 5.5\lambda$  has been assumed to include the "effective"

horn aperture (see Fig. 1). The measurement regions  $S_1$  and  $S_2$  are on the planes  $z_1=20\lambda$  and  $z_2=40\lambda$  and are  $100\lambda \times 100\lambda$  and  $125\lambda \times 125\lambda$  large with 39x43 and 35x39 measurement points, respectively. To evaluate the integrals involved by the minimization procedure, the non-

uniformly distributed measured near-field data have been subsequently interpolated on a regular grid,  $45\lambda x90\lambda$  sized, of  $361x181 \lambda/4$  spaced points.

It must be stressed that, compared to a standard measurement technique based on uniformly distributed measurements at  $\lambda/4$  spaced points, the non-uniform sampling, in the considered case, enables saving more than 95% of the overall scanning time. This feature can become of primary interest in the sub-millimetre frequency range.

The reconstruction algorithm has been run by searching for a number of  $13\times10$  unknown PSWFs expansion coefficients. The overall number of unknown coefficients has been chosen slightly smaller than MxN, with MxN the overall number of PSWFs needed to span the space of finite supported aperture fields with finite supported spectral behaviour [12]. Such choice holds also true for the subsequent experimental results.

A measured, reference far-field has been unavailable to confirm the accuracy of the results. Accordingly, the near-field has been evaluated on a portion  $S_3$  of a third plane  $z_3=50\lambda$ . The near-field estimated by the processing algorithm over the third plane following the retrieval of the missing phase over the first two scanning surfaces has been compared with the expressly measured one. The results on the cuts x=0 and y=0 are reported in Fig. 2 and confirm the effectiveness of the approach.

Concerning the 94GHz measurements,  $D_{ap}$  is 8.58 $\lambda$ x6.89 $\lambda$  wide and the measurement regions  $S_1$  and  $S_2$ , are on the planes  $z_1=25\lambda$  and  $z_2=35\lambda$  and both are 68.9 $\lambda$ x131.6 $\lambda$  large with 49x47 and 45x41 measurement points, respectively. The phase retrieval algorithm has been run by searching for a number of 12x10 unknown PSWFs expansion coefficients. The estimated near-field amplitude is compared to the expressly measured one on a third plane  $z_3=44\lambda$ . The results on the cuts y=0 and x=0 are reported in Fig. 3.

Finally, with the aim of showing the possibility to characterize more complex antennas, the case of an AUT made up by two co-planar, in-phase fed horn antennas (ATM model P/N 28-441-6) with rectangular apertures at 40GHz has been considered. The two physical rectangular apertures are  $2.57\lambda \times 1.87\lambda$  sized and  $4.5\lambda$  spaced each other along the *x*-axis (the spacing is between the centres of the two apertures). The rectangular domain  $D_{ap}$  has been assumed  $7\lambda \times 2.7\lambda$  wide and a number of 11x4 unknown PSWFs have been searched for. The probe is an open-flanged waveguide (ATM model P/N 28-120-12-6-6) collecting data over two measurement regions located on the planes  $z_1=6\lambda$  and  $z_2=10\lambda$ , respectively. The measurement regions  $S_1$  and  $S_2$  are  $24.5\lambda \times 30\lambda$  sized, and the near-field measurements have been made on a rectangular grid of 99x121 points. The estimated far-field and the reference one obtained by a S-NFFF technique thanks to the availability of a Vectorial Network Analyzer (VNA Anritsu 37377C), evaluated over the  $\nu=0$  and u=0 cuts, is shown in Fig. 4.

### CONCLUSIONS

The experimental results encourage the use of the employed processing of the data as the analysis has outlined the possibility of performing accurate characterizations at millimetre-wave frequencies. Furthermore, it has been observed that the exploited processing shows favourable features as compared to other available characterization schemes [12]. Remarkably, the non-uniform sampling of the near-field amplitude enables to significantly shorten the overall data acquisition time, thus mitigating one of the limitations up to now deemed as one of the main issues in near-field diagnostics of very high-frequency antennas [1].

#### REFERENCES

- A.V. Räisänen, J. Ala-Laurinaho, J. Häkli, A. Karttunen, T. Koskinen, A. Lönnqvist, J. Mallat, E. Neponen, M. Vaaja, V. Viikari, "Measurement of high-gain antennas at mm- and submm- wavelengths: challenges and solutions," *Proc. of the 1st AMTA Europe Symp.*, Munich, Germany, 2006, pp. 12-17.
- [2] D. Morris, "Phase retrieval in the radio holography of reflector antennas and radio telescopes", *IEEE Trans. Antennas Prop.*, vol. AP-33, n. 7, pp. 749-755, Jul. 1985.

- [3] A.P. Anderson, S. Sali, "New possibilities for phaseless microwave diagnostics, Part I: Error reduction techniques", *IEE Proc. Part H Microwaves, Antennas & Prop.*, vol. 132, n. 5, pp. 291-298, Aug. 1985.
- [4] O.M. Bucci, G. D'Elia, G. Leone, R. Pierri, "Far field pattern determination from the near-field amplitude on two surfaces", *IEEE Trans. Antennas Prop.*, vol. AP-38, n. 11, pp. 1771-1779, 1990.
- [5] T. Isernia, G. Leone, R. Pierri, "Radiation pattern evaluation from near-field intensities over planes", *IEEE Trans. Antennas Prop.*, vol. 44, n. 5, pp. 701-710, May 1996.
- [6] R.G. Yaccarino, Y. Rahmat-Samii, "Phaseless bi-polar planar near-field measurements and diagnostics of array antennas", *IEEE Trans. Antennas Prop.*, vol. 47, n. 3, pp. 574-583, Mar. 1999.
- [7] O.M. Bucci, G. D'Elia, M.D. Migliore, "An effective near-field far-field transformation technique from truncated and inaccurate amplitude-only data", *IEEE Trans. Antennas Prop.*, vol. 47, n. 9, pp. 1377-1385, Sept. 1999.
- [8] O.M. Bucci, G. D'Elia, "Advanced sampling techniques in electromagnetics", in *Review of Radio Sci. 1993-1996*. London, UK: Oxford University Press, 1996, pp. 177-204.
  [9] A. Capozzoli, G. D'Elia, A. Liseno, S. Voccia, "Phaseless antenna characterization: efficient spectral
- [9] A. Capozzoli, G. D'Elia, A. Liseno, S. Voccia, "Phaseless antenna characterization: efficient spectral representation and non-uniform spatial sampling," *Proc. of the 1st AMTA Europe Symp.*, Munich, Germany, 2006, pp. 204-208.
- [10] B.R. Frieden, "Evaluation, design and extrapolation methods for optical signals, based on use of the prolate functions", in *Progress in Optics*, E. Wolf, Ed. Amsterdam: North-Holland, 1971, vol. 9, pp. 311-407.
- [11] H.J. Landau, H.O. Pollak, "Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty III: the dimension of essentially time- and band-limited signals", vol. 41, pp. 1295-1336, Jul. 1962.
- [12] A. Capozzoli, G. D'Elia, A. Liseno, "Accurate experimental phaseless antenna characterization via a prolate functions based algorithm," accepted for presentation at the IEEE Antennas and Prop. Int. Symp., Albuquerque, New Mexico, Jul. 9-14, 2006.





Fig. 2. Data at 75GHz. Cuts along the  $y=\theta$  (top) and  $x=\theta$  (bottom) axes of the reconstructed (solid line) and measured (dashed line) phase over the plane  $z=50\lambda$ .

Fig. 3. Data at 94GHz. Cuts along the  $y=\theta$  (top) and  $x=\theta$  (bottom) axes of the reconstructed (solid line) and measured (dashed line) phase over the plane  $z=44\lambda$ .



Fig. 4. Two horn-antennas at 40GHz. Cuts along the v=0 (top) and u=0 (bottom) axes of the far-field estimated by the proposed algorithm (solid line) and by a S-NFFF transformation (dashed line).

# ANTENNE AL PLASMA: ATTIVITA' DI RICERCA SVILUPPATA AL DEB

G. Cerri, R. De Leo, V. Mariani Primiani, F. Moglie, P. Russo Dipartimento di Elettromagnetismo e Bioingegneria (DEB) Università Politecnica delle Marche - Ancona paola.russo@univpm.it

### Abstract

This paper presents briefly the whole research activity that our group is carrying out about the plasma antenna topic. In particular the research is divided in three items: two of them concern the design and the realization of suitable networks for plasma generation, whereas the third item involves the development of a model for the analysis of the interaction between an electromagnetic wave and a ionized gas, and the measurements of the conductivity of the plasma column.

## I. Introduzione

Questo lavoro presenta sinteticamente l'attività di ricerca sviluppata presso il Dipartimento di Elettromagnetismo e Bioingegneria nell'ambito delle antenne al plasma. Sebbene esista una vasta letteratura sui plasmi e sui loro possibili usi in ambito industriale, molto scarsa è invece la bibliografia riguardante lo specifico delle antenne al plasma, che pur sta cominciando a suscitare interesse nella comunità scientifica e industriale.

Il principio di funzionamento di un'antenna al plasma è legato alla conducibilità che caratterizza un gas ionizzato e che pertanto ha delle proprietà riconducibili ad un metallo. Interrompendo il processo di ionizzazione, il gas torna ad essere un dielettrico quasi ideale, trasparente alle onde elettromagnetiche.

Per questo motivo le strutture radianti al plasma hanno proprietà uniche rispetto alle tradizionali antenne metalliche, così sintetizzabili: a) attivazione solo al momento della trasmissione e per brevi periodi; b) difficoltà di rilevamento da radar quando la struttura contiene solo gas non eccitato; c) facilità di riconfigurazione per antenne a schiera ed eliminazione di accoppiamenti indesiderati con gli elementi non utilizzati; d) tempi di accensione e spegnimento del plasma dell'ordine del microsecondo; e) minimizzazione del ringing d'antenna; f) possibilità di controllo della lunghezza effettiva d'antenna.

La parte più critica riguarda la necessità di utilizzare un segnale di attivazione del plasma (segnale di pompa).

In questa fase di studio preliminare, la ricerca ha riguardato essenzialmente antenne filiformi, realizzate cioè con dei tubi di vetro riempiti di gas: la scelta è dovuta alla semplicità della struttura e alla facile reperibilità del materiale. Questo tipo di struttura consente di sfruttare un particolare tipo di eccitazione per il plasma: quello ad onda superficiale.

La ricerca è stata suddivisa in tre principali attività che di seguito descriveremo brevemente: 1) Analisi di un'antenna a plasma filiforme ionizzata con un segnale di pompa VHF; 2) Analisi dell'antenna a plasma filiforme ionizzata con un segnale di pompa UHF; 3) Modello numerico e sperimentale del comportamento di un plasma sottoposto ad un onda elettromagnetica.

### II. Antenna al plasma con segnale di pompa nella gamma VHF

La ricerca si è concentrata sull'analisi di una rete di eccitazione VHF per la ionizzazione di una colonna di gas, come schematicamente riportato in figura 1 [1].



Fig.1. Rete di eccitazione del plasma con alimentazione del segnale utile.

Il segnale di eccitazione, così come il segnale utile da irradiare, vengono accoppiati alla colonna di gas (un semplice tubo fluorescente) sfruttando la capacità tra il manicotto di rame su cui si invia il segnale ed il piano di massa. Il campo elettrico all'inizio della colonna di gas si propaga come onda superficiale lungo la struttura e, se di intensità opportuna, ionizza il gas, la cui conducibilità è utilizzata quale supporto "metallico" per irradiare il segnale utile. Un problema affrontato è il forte accoppiamento tra la rete del segnale utile e quella del segnale di ionizzazione. In figura 2a è riportata la misura dell'S<sub>21</sub> tra le due porte di fig.1 prima e dopo l'accensione della colonna di plasma. Questo risultato mostra la necessità di utilizzare una rete di disaccoppiamento tra i due segnali per evitare che il segnale di ionizzazione entri all'interno della rete del segnale utile.



Fig.2. a) S21 in presenza (nero) ed in assenza (grigio) di plasma; b) S11 alla porta del segnale di eccitazione in presenza (nero) ed in assenza (grigio) di plasma

Un secondo problema nasce dalla non linearità del comportamento del gas, per cui anche il coefficiente di riflessione sulla porta di ionizzazione subisce una forte variazione (fig. 2b) quando viene acceso il plasma; per questo motivo occorre progettare una rete di adattamento "adattabile" alle diverse condizioni di carico per trasferire tutta la potenza di ionizzazione all'antenna.

Per quanto concerne il segnale utile, utilizzando un sensore di campo è anche possibile misurare l'efficienza dell'antenna di plasma confrontata con quella di un'antenna tradizionale di metallo in termini di potenza irradiata a parità di potenza in antenna. In figura 3 è riportato il risultato di questo confronto utilizzando un segnale di ionizzazione a 433 MHz ed un segnale utile a 227MHz.



Fig. 3 Efficienza di radiazione dell'antenna

Come vediamo, al crescere della potenza di ionizzazione, l'antenna aumenta la sua efficienza, raggiungendo un massimo di -3.8 dB rispetto a quella tradizionale.

# III. Antenna al plasma con segnale di pompa nella gamma UHF

Poiché le onde superficiali che ionizzano il plasma sono generabili anche utilizzando un segnale in banda UHF, è stato utilizzato un segnale a 2,45GHz, data la disponibilità di generatori ad alta potenza e basso costo a questa frequenza. Il tipo di rete di ionizzazione, il "surfaguide", è riportata in fig.4 [2].



Figura 4: Schema dell'antenna al plasma completa di circuito di innesco e di circuito di segnale.

Le dimensioni della guida sono state ottimizzate, simulando la struttura con un simulatore elettromagnetico commerciale, con lo scopo di ottenere il massimo del campo elettrico nella zona centrale della struttura, che viene opportunamente ribassata in prossimità del tubo a gas.

Anche in questo caso le condizioni di adattamento si modificano nel momento in cui il plasma viene acceso. Per adattare la struttura basterà agire sul corto circuito mobile posto alla fine della guida. In questa antenna il circuito di accoppiamento per il segnale utile viene realizzato con una struttura simile a quello della precedente antenna, cioè sfruttando l'accoppiamento capacitivo (vedi fig.4).

Anche per questo tipo di antenna è stata fatta una misura di efficienza di radiazione rapportata a quella di un'antenna tradizionale di rame, ottenendo un'efficienza dell'antenna al plasma inferiore a quella di rame di 2.9 dB per un segnale utile di 430 MHz.

# IV. Caratterizzazione del plasma

La caratterizzazione del plasma è stata affrontata sia in modo sperimentale che teorico. Il primo riguarda la misura della conducibilità del plasma. Il secondo riguarda invece la realizzazione di un modello completo per analizzare il fenomeno della ionizzazione del plasma in una colonna di gas: lo scopo è di effettuare un'analisi parametrica, al fine di ottimizzare le proprietà finali del plasma. Per quello che riguarda l'attività sperimentale, la conducibilità del plasma è stata misurata con tecniche riflettometriche. Figura 5 mostra il set-up di misura realizzato. La misura dell'S<sub>11</sub> alla porta dell'analizzatore di reti viene fatta al variare della distanza tra il box e la guida d'onda per ricavare il profilo di conducibilità che si crea nella colonna di plasma.



Fig.5 set-up di misura

La misura viene effettuata nell'intervallo di frequenze (2,2-3,3 GHz), mentre il plasma viene eccitato con un segnale in VHF.

Per quello che riguarda il modello, esso si basa sulla soluzione di un sistema tra le equazioni di Maxwell ai rotori e l'equazione cinetica di Boltzmann del moto di particelle sottoposte ad un campo:

$$\frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} + \vec{\mathbf{v}} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \mathbf{f} + \frac{\mathbf{e}}{\mathbf{m}} \left( \vec{\mathbf{E}} + \vec{\mathbf{v}} \times \vec{\mathbf{B}} \right) \cdot \nabla_{\mathbf{v}} \mathbf{f} = \left[ \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial t} \right]_{col}$$

dove f rappresenta la funzione di distribuzione (incognita) delle velocità delle particelle del gas. La soluzione del sistema, fortemente non lineare, si ottiene applicando la tecnica FDTD. Alcuni risultati preliminari saranno presentati durante il convegno.

# Bibliografia

[1]J. P. Rayner, A. P. Whichello, A. D. Cheetham, "Physical Characteristics of Plasma Antennas", *IEEE Trans. On Plasma Science*, vol. 32, no. 1, Feb. 2004, pp. 269-281.

[2] M.Moisan, Z. Zakrzewski, "Plasma sources based on the propagation of electromagnetic surface wave" J. Phys. D: Appl. Phys. Vol.24, 1991 pp.1025-1048

# VALUTAZIONE DELLA TEMPERATURA DI ANTENNA PER ALCUNI SENSORI RADIOASTRONOMICI

P. Bolli<sup>1</sup>, F. Perini<sup>2</sup>, S. Montebugnoli<sup>2</sup>, A. Orlati<sup>2</sup>, G. Pelosi<sup>3</sup>, S. Poppi<sup>1</sup>

 <sup>1</sup>Osservatorio Astronomico di Cagliari, Istituto Nazionale di Astrofisica, Loc. Poggio dei Pini, Strada 54, 09012 Capoterra (CA) <u>pbolli@ca.astro.it</u>, <u>spoppi@ca.astro.it</u>
 <sup>2</sup>Istituto di Radioastronomia, Istituto Nazionale di Astrofisica, Via Fiorentina 3508/B, 40060 Medicina (BO)
 <u>f.perini@ira.inaf.it</u>, <u>s.montebugnoli@ira.inaf.it</u>, <u>a.orlati@ira.inaf.it</u>
 <sup>3</sup>Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni, Università di Firenze, Via Cesare Lombroso 6/17, 50134 Firenze

### Abstract

In this paper we describe a accurate procedure for the antenna temperature calculation. The analysis is performed through a proprietary code, which has been developed to combine the antenna patterns and the brightness temperature distribution, in the whole space surrounding the antennas themselves. Although the algorithm has general validity and, as such, usable for every kind of antenna, the procedure is applied to several systems operated by INAF (Italian National Institute for Astrophysics). The analyzed antenna systems are: the well established 32mt reflector dish of Medicina (Bo) and the BEST-1 (Basic Element for SKA Training – version 1), which represents a new SKA (Square Kilometer Array) demonstrator, based on cylindrical parabolic antennas. During the meeting, several results will be presented also for SRT (Sardinia Radio Telescope), the new 64mt dish under construction with active surface and a frequency coverage from 0.3 to 100GHz. In order to validate the technique, the numerical results are compared with experimental measurements.

# INTRODUZIONE

È noto come la temperatura equivalente di sistema, ai terminali dell'antenna, sia data dalla somma del contributo dell'antenna e quello del ricevitore ad essa collegato. La temperatura di sistema è stimabile attraverso opportune calibrazioni astronomiche e/o mediante l'iniezione di apposite marche di rumore nelle catene di ricezione. La temperatura del ricevitore include gli effetti di un qualsiasi eventuale elemento passivo (linea di trasmissione, polarizzatore,...) posto tra i terminali dell'antenna e l'amplificatore a basso rumore ed anche possibili effetti di disadattamento.

La temperatura d'antenna si può stimare sperimentalmente attraverso la sottrazione, dalla temperatura di sistema, della temperatura del ricevitore, oppure può essere valutata approssimativamente attraverso l'efficienza di spill-over. In questa memoria si vuole presentare una procedura accurata per il calcolo della temperatura d'antenna rimandando poi a [1] per un'ampia presentazione della letteratura su questo argomento. Per eseguire il calcolo è stato sviluppato un codice proprietario in grado di combinare il diagramma di radiazione della temperatura di brillanza, ottenuta utilizzando le formule

descritte in [1]. In particolare, il codice è stato applicato ad alcuni sensori usati per applicazioni radioastronomiche, quali il riflettore parabolico di Medicina e l'antenna BEST-1. I risultati numerici ottenuti sono stati confrontati poi con i corrispondenti valori dedotti da prove sperimentali condotte su entrambi i sistemi. Al meeting verranno presentati più casi analizzati con maggiore dettaglio.

## **TEMPERATURA DI ANTENNA**

La temperatura d'antenna alla frequenza  $\nu$  è definita attraverso la seguente formula:

$$T_{ant}(v;\Theta_0,\Phi_0,\Delta_0) = \frac{\iint\limits_{\substack{\theta=0,\pi\\\phi=0,2\pi}} P_n(v;\theta,\phi) T_b(v;\theta',\phi') \sin\theta d\theta d\phi}{\iint\limits_{\substack{\theta=0,\pi\\\phi=0,2\pi}} P_n(v;\theta,\phi) \sin\theta d\theta d\phi}$$
(1)

dove  $P_n(v;\theta,\phi)$  e  $T_b(v;\theta',\phi')$  sono, rispettivamente, il diagramma di radiazione d'antenna, dato nel sistema di riferimento solidale con l'antenna stessa, e la distribuzione della temperatura di brillanza, data invece nel sistema di riferimento solidale con la terra così come illustrato in [1]. La temperatura d'antenna dipende in generale dai tre angoli che definiscono la direzione di puntamento ( $\Theta_0, \Phi_0, \Delta_0$ ), ed in particolare dall'angolo di elevazione  $\Theta_0$ . Così definita,  $T_{ant}$ , include sia il contributo di rumore proveniente direttamente dal cielo, sia quello proveniente dal terreno, che a sua volta, comprende la radiazione del cielo riflessa e quella emessa direttamente dal terreno.

Dal momento che l'emissione e la riflessione dal terreno sono entrambi processi che dipendono dalla polarizzazione, l'integrando al numeratore della (1) è stato opportunamente modificato così da tenere in considerazione le singole componenti del diagramma di radiazione di antenna,  $P_{\parallel}$  e  $P_{\perp}$ , pesate per i coefficienti di riflessione all'interfaccia aria-terreno.

## **DESCRIZIONE DELL'ALGORITMO**

L'algoritmo utilizzato, vedi Fig.1, si compone di tre blocchi principali: nel primo il diagramma di radiazione dell'antenna deve essere simulato mediante appositi tool di analisi di sistemi a riflettore (nel caso in esame, GRASP prodotto dalla TICRA). Nel secondo, sfruttando i risultati della simulazione, il codice esegue la valutazione della potenza totale irradiata (denominatore della (1)) e calcola alcuni parametri (coefficiente di assorbimento atmosferico  $k_a$ , emissione del fondo cosmico  $T_{bo}$  e temperatura atmosferica  $T_{atm}$ ) necessari per il successivo calcolo della temperatura di brillanza. Nel terzo e ultimo blocco, vengono infine calcolati tutti i contributi all'integrando al numeratore della (1) e quindi risolto, per via numerica, l'integrale stesso.



# **DESCRIZIONE DEI SENSORI RADIOASTRONOMICI**

L'antenna VLBI (Very Large Baseline Interferometer), vedi Fig.2-a, è un radiotelescopio completamente orientabile con ottica Cassegrain i cui riflettori, primario e secondario, hanno diametro, rispettivamente, di 32m e 3.2m. La copertura in frequenza, non continua, va da 1.4GHz a 22GHz. Per dettagli si veda: http://www.med.ira.cnr.it/ManualeMedicina/index.htm.



BEST è il dimostratore SKA italiano basato sull'upgrade di parte del radiotelescopio "Croce del Nord". BEST-1 corrisponde al primo di 3 stadi, di dimensioni crescenti, e si basa su di un singolo riflettore cilindro parabolico del ramo Nord/Sud (vedi Fig.2-b). Il *feed*, posizionato nella linea focale, consiste in 4 schiere di 16 dipoli a  $\lambda/2$  operanti a 408MHz. Per concentrare la radiazione dei dipoli verso il riflettore cilindrico viene utilizzato un sub-riflettore. L'antenna, così come concepita, raccoglie una sola polarizzazione. Il beam complessivo, essendo un'antenna di transito, può essere posizionato ad una co-elevazione di  $-45^\circ \le \theta' \le 45^\circ$  rispetto alla direzione di zenit. Un'ampia descrizione di BEST è presente all'indirizzo: <u>http://www.ira.cnr.it/ska/</u>.

### **RISULTATI NUMERICI E SPERIMENTALI**

Come anticipato, tra i tanti software commerciali elettromagnetici basati su tecniche ad alta frequenza, GRASP è probabilmente uno dei più consolidati per l'analisi di antenne a riflettore. L'analisi dei diagrammi di radiazione delle varie configurazioni di radiotelescopi proposti è stata effettuata ricorrendo sia all'Ottica Geometrica che all'Ottica Fisica; la scelta tra le due tecniche è stata fatta cercando di ottenere il miglior compromesso tra accuratezza e tempi di calcolo.

In Figura 3 si riporta la temperatura di antenna della parabola VLBI di Medicina al variare dell'elevazione di puntamento, alla frequenza di 6.5GHz. Il confronto tra i valori misurati e quelli ottenuti con l'algoritmo descritto è molto buono.



Figura 3

Per quanto riguarda BEST-1, essendo quest'ultima un'antenna relativamente piccola, con scarso potere risolutore, la determinazione sperimentale della temperatura di antenna risulta difficoltosa in quanto oltre alla radiosorgente nota, di cui si sfrutta il transito, si può risentire delle variazioni del fondo galattico. Per questo si è sfruttato il transito della radiosorgente VIRGO-A ( $\alpha = 12^{h}30^{m}49^{sec}$ ,  $\delta = 12^{\circ}23'28''$ ), che avviene approssimativamente con un angolo di elevazione di 60° e che risulta essere relativamente lontana dal piano galattico. La temperatura di antenna così determinata, indirettamente, dalla stima della temperatura di sistema, è risultata essere pari a 40K, in sostanziale accordo con quella valutata numericamente, sempre per un'elevazione di 60°, pari a 47K.

# RIFERIMENTI

[1] "Description of a rigorous procedure to evaluate the antenna temperature and its application to BEST-1", P. Bolli, F. Perini, S. Montebugnoli, G. Pelosi. IRA Techical Report n° 377/05

http://www.ira.cnr.it/ska/Documenti/IRA Documents/TechRep\_IRA\_377\_05.pdf

## DISPOSITIVI RICONFIGURABILI PER ANTENNE INTELLIGENTI DUAL-BAND

R. Vincenti Gatti, L. Marcaccioli, A. Ocera, E. Sbarra, M. Alunno Corbucci, R. Sorrentino University of Perugia, DIEI, via G. Duranti 93, 06125, Perugia, Italy

#### Abstract

Innovative feeding network architectures for planar and conformal arrays are presented. The WLAN dual band system is chosen as a possible application. The basic components employed in the smart antenna are presented: dual band power divider with independent power ratio in both WLAN frequency ranges; dual band phase shifters with independent phase shift in both ranges; dual band radiating element. Experimental results confirm the feasibility of the proposed architecture.

#### INTRODUZIONE

I sistemi di comunicazione WLAN oggi disponibli sul mercato offrono grandi potenzialità in termini di bitrate e dimensione della rete. Tuttavia, soprattutto in ambienti chiusi, il fenomeno dei cammini multipli (multipath fading) limita fortemente la qualità della comunicazione. Questo fenomeno viene generalmente mitigato utilizzando sofisticate tecniche di equalizzazione, che sono comunemente implementate tramite ASIC o FPGA, ma hanno il difetto di aumentare i costi e il consumo di potenza. Un approccio di diverso tipo è basato sulle cosiddette "antenne intelligenti": questi sistemi possono potenzialmente mitigare gli effetti di multipath o interferenze agendo sul diagramma di radiazione prodotto dall'antenna. Oltre ad inseguire il segnale utile, questi sistemi possono infatti posizionare i nulli nella posizione angolare delle intereferenze e sagomare il fascio in modo da ottimizzare la regione di spazio coperta. Consistono di schiere di antenne i cui elementi, opportunamente ponderati in fase e/o ampiezza, generano il diagramma di radiazione desiderato. Le prestazioni raggiungibili, ovvero il grado di riconfigurabilità del fascio, dipendono dal numero di elementi radianti impiegati e dalla complessità della rete di alimentazione: il controllo completo della fase e dell'ampiezza di tutti gli elementi radianti (ottenuta tramite sfasatori e divisori di potenza accordabili) rappresenta il massimo grado di riconfigurabilità; soluzioni più semplici prevedono l'utilizzo di soli sfasatori (ponderazione di sola fase) o semplici interruttori (antenne switched beam). Tra gli innumerevoli tipi di schiere si antenna che si possono realizzare, quelle di tipo conforme cilindrico rappresentano un'eccellente soluzione per applicazioni WLAN [1]-[3].

I sistemi WLAN operano nelle bande di frequenza  $2.4 \div 2.5$  GHz e  $5.15 \div 5.35$  GHz. In questo lavoro vengono presentati tre componenti chiave per la realizzazione di antenne intelligenti: divisore di potenza accordabile, sfasatore, antenna. Tutti e tre i dispositivi lavorano in doppia banda, ed in particolare sia lo sfasatore sia il divisore di potenza possono essere riconfigurati in differentemente nelle due bande di interesse. Si presentano metodologia di progetto e risultati sperimentali.

#### ELEMENTO RADIANTE A DOPPIA BANDA

L'elemento radiante a doppia banda è costituito da due *patch* stampati su una struttura a doppio strato (Fig. 2a). Il *patch* inferiore viene ottimizzato per la banda inferiore, 2.45 GHz, ed è stampato su substrato *Taconic* con  $\varepsilon_r = 2.50$ . Il *patch* superiore, radiante a 5.25 GHz, è invece stampato su schiuma *Arlon* con  $\varepsilon_r = 1.20$ .

Le dimensioni dell'intera struttura sono tali da permettere di utilizzare l'antenna come cella elementare di una schiera: il lato maggiore risulta infatti più piccolo di 0.75  $\lambda_0$ , alla frequenza più alta. Entrambi i *patch* sono alimentati da un connettore SMA il cui conduttore interno attraversa l'elemento inferiore senza toccarlo (accoppiamento capacitivo) e termina direttamente sul *patch* superiore. Un post opportunamente inserito al centro del *patch* inferiore ha l'importante funzione di sopprimere il suo secondo modo di risonanza, modo che degraderebbe fortemente il diagramma di radiazione alla frequenza superiore.



Fig. 2. Elemento radiante a doppia banda: (a) schema 3-D; (b) Prototipo; (c) Diagramma di radiazione simulato a 2.45 GHz;
 (d) Diagramma di radiazione simulato a 5.25 GHz;
 (e) Confronto tra risultati sperimentali e simulati (perdite di riflessione)

In questo modo, l'antenna produce su entrambe le bande di frequenza un diagramma di radiazione molto regolare, il cui lobo principale è orientato verticalmente (*broadside*), come mostrato in fig. 2c e 2d. Questo aspetto è di importanza fondamentale in schiere di antenne a doppia banda. Il prototipo (fig. 2b) è stato fabbricato e misurato, e i risultati sono in buon accordo con le simulazioni (fig. 2e).

#### DIVISORE DI POTENZA RICONFIGURABILE A DOPPIA BANDA

Il divisore di potenza accordabile è formato da due accoppiatori ibridi in quadratura connessi tramite due sfasatori. Entrambi i componenti sono a doppia banda (Fig. 3). La porta 1 è la porta di ingresso, mentre le due uscite sono le porte 3 e 4. La porta 2 è isolata. Assumiamo che ogni sfasatore (chiamati  $A \in B$ ) introduca sfasamenti  $\varphi_1^A, \varphi_2^A \in \varphi_1^B, \varphi_2^B$  alle frequenze  $f_1 \text{ ed } f_2$ , rispettivamente: denotando con  $a_1$  il segnale di ingresso, i segnali di uscita  $b_3$  e  $b_4$  possono essere ricavati come segue:

$$\begin{cases} b_3 = -je^{-j\frac{\varphi_x}{2}}\sin(\varphi_x/2) & (1) \\ b_4 = -je^{-j\frac{\varphi_x}{2}}\cos(\varphi_x/2) & (2) \end{cases}$$

dove  $\varphi_x$  è lo sfasamento differenziale tra i due sfasatori, che può essere calcolato alla frequenza  $f_1$  oppure  $f_2$ . Può quindi assumere due valori,  $\varphi_1 \in \varphi_2$ :

$$\varphi_1 = \varphi_1^A - \varphi_1^B$$
 (3)  $\varphi_2 = \varphi_2^A - \varphi_2^B$  (4)

Dal momento che  $\varphi_1$  e  $\varphi_2$  possono essere impostati su valori diversi nelle due bande di interesse, anche il rapporto tra le potenze di uscita (*Power Ratio, PR*) può essere variato. In linea di principio, può essere ottenuto qualsiasi rapporto tra le potenze, *PR*<sub>1</sub> e *PR*<sub>2</sub> semplicemente variando  $\varphi_1$  e  $\varphi_2$  tra 0° e 180°, secondo la seguente relazione:

$$PR_1 = \tan^2(\varphi_1/2)$$
 (5)  $PR_2 = \tan^2(\varphi_2)$ 

E' stato progettato e fabbricato un prototipo a 3 stati su substrato CER10 TACONIC, 640 um. L'accoppiatore ibrido è costituito da un accoppiatore *branch line* modificato, mentre lo sfasatore a doppia banda è stato realizzato connettendo due sfasatori a banda singola a due diplexer. Ogni sfasatore, a singolo bit, genera due possibili sfasamenti, 0° e 90°, tramite una coppia di



(2)

(6)

Fig. 3. Schema del divisore di potenza riconfigurabile

diodi PIN di tipo Agilent HMPP-3895. In uno dei due sfasatori è stata aggiunta una linea di ritardo di 90°, in modo tale che la fase differenziale tra i due rami possa assumere i tre valori 0°, 90° e 180°, corrispondente a tre diversi valori di rapporto tra le uscite: 1:0, 1:1, 0:1. La potenza può quindi uscire completamente sulla porta 3, sulla porta 4, o essere equamente divisa tra la porta 3 e 4. In Fig. 4 è mostrato il dispositivo completo. In Fig. 5 sono riportati risultati sperimentali in entrambe le bande per tutti gli stati.

Si osservano perdite di riflessione minori di 12dB. Le perdite di inserzione risultano invece piuttosto elevate: -6dB e -8dB nelle due bande di interesse. Queste perdite sono dovute essenzialmente al diplexer e agli sfasatori, i cui diodi presentano un'elevata resistenza serie alle frequenze considerate. Esistono tuttavia notevoli margini di miglioramento, sia utilizzando dielettrici con  $tan\delta$  più basso sia utilizzando diodi PIN con perdite minori.



Fig. 4. Prototipo del divisore di potenza riconfigurabile a doppia banda



Fig. 5. Parametri di scattering del divisore di potenza per divisioni 1:0, 1:1 e 0:1 sulle due bande di frequenza

#### SFASATORE A DOPPIA BANDA

La struttura dello sfasatore è costituita da un accoppiatore ibrido a doppia banda le cui uscite sono connesse a due diplexer, ognuno dei quali è collegato a sua volta a due carichi reattivi funzionanti a frequenze diverse (Fig. 6). Questa struttura permette di ottenere sfasamenti indipendenti nelle due bande di frequenza considerate.



Fig. 6. Configurazione dello sfasatore a doppia banda

L'accoppiatore a doppia banda è lo stesso impiegato per l'accoppiatore riconfigurabile presentato nella sezione precedente. Il diplexer è costituito da due filtri bassa-basso e stoppabanda; il filtro passa-basso è di tipo ellittico, con frequenza di taglio a 3GHz e zero di trasmissione a 5.25 GHz; questo permette di massimizzare l'isolamento tra le due bande. Il filtro stoppa-banda, centrato nella banda inferiore, è invece realizzato tramite uno stub in parallelo. I carichi reattivi sono stati

realizzati utilizzando complessivamente 8 diodi varactor della MA/COM MA46H202, tramite i quali è possibile variare con continuità (controllo analogico) la fase da 0° a 360° nelle due bande di frequenza. In Fig. 7 è mostrato il circuito completo, assemblato su substrato Taconic CER10. In Fig. 8 sono riportati i risultati

delle misure nelle due bande di funzionamento ottenute variando i segnali di tensione. Si osservano buone prestazioni sia in termini di perdite di inserzione che di riflessione in entrambe le bande.



Fig. 7. Prototipo dello sfasatore doppia-banda.



Fig. 8 Misure dello sfasatore per valori differenti della tensione di controllo, nelle due bande di interesse: sfasamento (a,b) e parametri S (c,d).

#### CONCLUSIONI

In questo lavoro sono stati presentati tre componenti a doppia banda che rappresentano elementi chiave in antenne intelligenti per applicazioni WLAN. I dispositivi proposti permettono, opportunamente assemblati, di ottenere la riconfigurabilità del diagramma di radiazione (sagomatura del fascio, posizionamento dei nulli, inseguimento del segnale utile) indipendentemente nelle due bande impiegate nelle WLAN. Le misure sperimentali confermano le potenzialità dei dipositivi proposti. In futuro, si dovranno affrontare alcuni aspetti più critici quali la riduzione delle dimensioni e delle perdite di inserzione, per poi passare all'assemblaggio di un'antenna intelligente completa.

#### REFERENCES

- A. Sibille, C. Roblin, G. Poncelet, "Beam steering circular monopole arrays for wireless applications," *Antennas and Propagation, International Conference on*, Vol. 1, 14-17 April 1997 Page(s):358 361.
   J. Cheng, M. Hashiguchi, K. Iigusa, and T. Ohira, "Electronically steerable parasitic array radiator antenna for omni-
- [2] J. Cheng, M. Hashiguchi, K. Iigusa, and T. Ohira, "Electronically steerable parasitic array radiator antenna for omniand sector-pattern forming applications to wireless ad hoc networks," *in Proc. Inst. Elect. Eng. Antennas and Propagation*, vol. 150, Aug. 2003, pp. 203–208.
- [3] Chen Sun, A. Hirata, T. Ohira, N. C. Karmakar, "Fast beamforming of electronically steerable parasitic array radiator antennas: theory and experiment," Antennas and Propagation, IEEE Transactions on Volume 52, Issue 7, July 2004 Page(s):1819–1832.
- [4] A. Ocera, R. Vincenti Gatti, P. Mezzanotte, P. Farinelli, R. Sorrentino, "A MEMS Programmable Power Divider / Combiner," 35th European Microwave Conference, Paris, France, 3-7 Oct. 2005.
- [5] K. K. M. Cheng and F. L. Wong, "A novel approach to the design and implementation of dual-band compact planar 90 branch line coupler," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol.52, no. 11, pp. 2458–2462, Nov. 2004.
- [6] M.J. Park, B. Lee, "Dual Band, cross coupled branch-line coupler," *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol15, no 10, October 2005
- [7] F. L. Wong and K. K. M. Cheng, "A novel planar branch line coupler design for dual-band applications," in *IEEE MTT-S Int. Dig.*, Jun. 2004, pp. 903–906.
- [8] T.W. Yoo, J.H. Song, M.S.Park, "360° reflection-type analogue phase shifter implemented with a single 90° branchline coupler", *Electronics Letters*, Vol. 33, no. 3, Jan 1997.
- [9] Y. H. Liew, J. Joe, M. S. Leong, "A novel 360° analog phase shifter with linear voltage phase relationship", *Microwave Conference*, 1999 Asia Pacific, Vol. 1, 30 Nov.-3 Dec. 1999.

# FREQUENCY SELECTIVE SURFACES ON SILICON SUBSTRATES FOR SUB-MM WAVE APPLICATIONS

S. Biber<sup>1</sup>, M. Bozzi<sup>2</sup>, L. Perregrini<sup>2</sup>, and L.-P. Schmidt<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute for Microwave Technology, University of Erlangen-Nuremberg Cauerstrasse 9, D-91058 Erlangen, Germany

> <sup>2</sup> Department of Electronics, University of Pavia Via Ferrata 1, I-27100 Pavia, Italy maurizio.bozzi@unipv.it, luca.perregrini@unipv.it

## Abstract

A novel class of frequency selective surfaces (FSSs), intended for harmonic suppression in sub-mm wave frequency multipliers, is proposed and experimentally verified. These FSSs consist of two-dimensional aperture arrays, made from micro-structured aluminum on electrically thick, high-resistivity silicon substrates. This technique leads to very good mechanical stability, low insertion loss, and permits to manufacture the structures by using standard processes available from the semiconductor industries.

# 1. INTRODUCTION

In the last years, the need of powerful and compact semiconductor-based sources in the millimeter and sub-millimeter wave region has stimulated the development of quasioptical frequency multipliers, which exploit the spatial power combining to achieve large output power levels [1]. A problem of all systems based on frequency multipliers is the generation of undesired harmonics, which must be suppressed. While lower harmonics can be eliminated on the detector-side using the cutoff frequency of a rectangular waveguide in front of the mixer, higher harmonics can be eliminated by using frequency selective surfaces (FSSs). For this kind of applications, FSSs usually consist of a single or double metal screen, perforated periodically with holes and possibly supported by a dielectric substrate.

In this paper, we propose the design, fabrication, and testing of FSSs on thick highresistivity silicon substrates. Two sets of prototypes are considered, the former with a passband at 300 GHz and a stopband at 450 GHz and the latter with a passband at 600 GHz and a stopband at 750 GHz. For both frequency ranges, FSSs with rectangular slots and with dogbone-shaped holes have been designed by using the MoM/BI-RME method. This kind of FSSs presents a number of advantages: they are mechanically robust, due to the thick dielectric substrate. Silicon presents very low losses in the submm wave region. Finally, these structures can be fabricated with high accuracy and reasonable costs by using standard microelectronics techniques.

# 2. DESIGN OF THE FILTERS

The first FSS is intended for transmitting the second harmonic generated by a quasioptical frequency multiplier pumped at 150 GHz, and suppressing the signal at the 3rd harmonic. Therefore, the filter should exhibit minimum insertion loss at 300 GHz, and present a stop-band attenuation larger than 20 dB at 450 GHz.



Fig. 1: Unit cell of the FSS on thick silicon substrate: (*a*) FSS with rectangular slots; (*b*) FSS with dogbone-shaped apertures.

The structure of the filter consists of a 2  $\mu$ m aluminum layer, perforated periodically with apertures arranged in a square lattice (*A*×*B*) and structured on an electrically-thick silicon wafer, with relative dielectric permittivity  $\varepsilon_r$ =11.8 (Fig. 1). In order to prevent standing waves in the quasi-optical setup, the design was performed for a transversal magnetic wave (TM-to-*z*) at an oblique incidence angle of  $\theta$ =20°,  $\phi$ =90°.

The design of the FSS has been performed by using a numerical code based on the MoM/BI-RME method [2], which permits the analysis of thick metal screens, perforated periodically with arbitrarily shaped holes. The substrate thickness, the periodicity, and the aperture shape and size have been used as design parameters.

In particular, the thickness of the silicon wafer was chosen 302  $\mu$ m, in order to satisfy the Fabry-Perot resonance condition. The periodicity was optimized to obtained a stopband at 450 GHz. Finally, the aperture shape and size have been chosen to determine the pass-band at 300 GHz. With regard to the aperture shape, both rectangular slots and dogbone shaped apertures have been considered. With the slot-based design, a 3-dB pass-band of 14 GHz and a 20-dB stop-band of 4 GHz were achieved. The dogbonebased design exhibited better performance, with a 3-dB pass-band of 28 GHz and a 20dB stop-band of 18 GHz. To overcome possible manufacturing tolerances already in the first fabrication run, other two filters, operating at slightly lower (293 GHz) and higher (307 GHz) frequency, were also designed. Fig. 2 shows the calculated frequency response of the three FSSs, in the case of both rectangular and dogbone-shaped holes.

In order to validate the design performed by using the MoM/BI-RME method, the frequency response of filter with rectangular holes (operating at 293 GHz) was calculated by using the commercial code HFSS 10, based on the Finite Element Method (FEM). As shown in Fig. 3, there is an excellent agreement between the two methods in the whole frequency band, when losses are neglected. Moreover, Fig. 3 shows that the only effect of the finite conductivity of the metal screen is an increased insertion loss near the resonance frequency, whereas the frequency response is practically unchanged elsewhere. In particular, when considering aluminum ( $\sigma$ = 3·10<sup>7</sup> S/m), the insertion loss is about 0.8 dB at the resonance frequency.

The second FSS should present a pass-band at 600 GHz and a stop-band at 750 GHz. The same design procedure adopted in the previous case have been used. Both the FSS with rectangular slots and the one with dogbone-shaped holes were designed. In this case, the slot-based design presented a 3-dB pass-band of 34 GHz and a 20-dB stop-band of 12 GHz. The dogbone-based design exhibited comparable performance, with a 3-dB pass-band of 28 GHz and a 20-dB stop-band of 19 GHz. Also for this FSS, three prototypes with slightly different operation frequency (586, 600, and 614 GHz) have been designed.



Fig. 2: Simulated frequency response of the FSSs with rectangular slots (3S1, 3S2, and 3S3, with passband at 293 GHz, 300 GHz, 307 GHz) and with dogbone-shaped holes (3D1, 3D2, and 3D3, with passband at 293 GHz, 300 GHz, 307 GHz.)



Fig. 3: Frequency response of filter 3S1, calculated by the MoM/BI-RME method (lossless case) and by the FEM code HFSS (both lossless and lossy case).

### 3. FABRICATION AND TESTING

All the FSSs described in the previous Section were fabricated using standard semiconductor manufacturing technologies. An aluminum layer with a thickness of 2 µm and a titanium layer of 20 nm thickness was sputtered on the front side of the wafer and then structured using a dry etching process. Fig. 4 shows microscope photographs of the manufactured FSSs. The photos demonstrate the high accuracy of the manufacturing process, and the presence of a small rounding of the corners. Optical inspection of the structure showed that all the dimensions have been machined with an accuracy better than 2 µm. The prototypes have been characterized in a broad frequency range by using THz time-domain spectroscopy [3] and, around the pass-band frequency, by using a CW measurement based on a backward wave oscillator (BWO). The two measurements are in good agreement with the simulations, apart from a systematic frequency shift of about 2%, which can be attributed to small differences between the designed structures and the prototypes (roundings, fabrication tolerance, substrate thickness and dielectric constant). A minimum insertion loss of 1.6 dB was obtained for the slot-based filter at 300 GHz (Fig. 4a), whereas an insertion loss of 1.0 dB was measured for the FSS with dogbone-shaped holes (Fig. 4b). At 600 GHz, the FSS with rectangular slots presents a minimum insertion loss of 1.4 dB (Fig. 4c), whereas the dogbone-based FSS exhibits an insertion loss of 1.6 dB (Fig. 4d).



Fig. 4: Frequency response of the filters, with comparison of MoM/BI-RME simulation, TDmeasurement and CW-measurement: (*a*) 300 GHz pass-band filter with rectangular slots; (*b*) 300 GHz pass-band filter with dogbone-shaped holes; (*a*) 600 GHz pass-band filter with rectangular slots; (*a*) 300 GHz pass-band filter with dogbone-shaped holes.

### 4. CONCLUSION

This paper has presented the design, fabrication, and experimental verification of frequency selective surfaces operating in the sub-mm wave region, to be used for harmonic suppression in quasi-optical frequency multipliers. Due to their configuration (perforated metal screens on thick silicon substrates), these FSSs guarantee very good mechanical stability, low insertion loss, and cheap fabrication process. Some prototypes, either with pass-band at 300 GHz and stop-band at 450 GHz or with pass-band at 600 GHz and stop-band at 750 GHz, have been presented.

### REFERENCES

- [1] P. Siegel, "Terahertz Technology," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, Vol. MTT-50, No. 3, pp. 910-928, March 2002.
- [2] M. Bozzi, L. Perregrini, J. Weinzierl, and C. Winnewisser, "Efficient Analysis of Quasi-Optical Filters by a Hybrid MoM/BI-RME Method," *IEEE Trans. Antennas & Propag.*, Vol. AP-49, No. 7, pp. 1054-1064, July 2001.
- [3] C. Winnewisser, F. Lewen, M. Schall, M. Walther, and H. Helm, "Characterisation and Application of Dichroic Filters in the 0.1 to 2 THz Region," *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, Vol. MTT-48, No. 4, pp. 744-749, April 2000.

# PROGETTO DI UN FILTRO COMBLINE IN TECNOLOGIA LTCC PER APPLICAZIONI SPAZIALI

## G. De Cicco, P. Mezzanotte

# Dipartimento di Ingegneria Elettronica e dell'Informazione, Università di Perugia Via G. Duranti 93, 06125 Perugia paolo.mezzanotte@diei.unipg.it

# Abstract

*RF* filters are fundamental building blocks in many communications systems. Particularly, when weight and size represent essential requirements, such as in satellite apparatuses, the filter design become a critical problem. In this paper a novel compact combline filter for satellite applications in C band, is designed on Low Temperature Co-fired Ceramic (LTCC) substrate. This paper exploits the multilayer characteristic of LTCC to reduce the size of the structure without weigh heavily on the RF performances.

# INTRODUZIONE

I moderni sistemi di comunicazione richiedono apparati che combinino prestazioni crescenti e migliore funzionalità con dimensioni ridotte e bassi consumi di potenza. In particolare il peso e l'ingombro rappresentano vincoli molto stringenti nella progettazione di moderni sistemi di comunicazioni satellitari. Il progetto di sistemi filtranti per questo tipo di apparati rappresenta sicuramente una sfida: filtri in guida o più in generale filtri 3D non sono proponibili per gli ingombri e il peso. Soluzioni planari standard, attualmente ampiamente utilizzati [1], spesso non soddisfano i limiti dimensionali o, quanto meno, non sfruttano pienamente le potenzialità offerte dalle emergenti tecnologie. Tra le tecnologie multistrato disponibili sul mercato, la tecnologia "Low Temperature Cofired Ceramic" (LTCC) è sicuramente la più promettente per la realizzazione di circuiti per applicazioni spaziali [2,3]. Questa tecnica presenta numerosi vantaggi, tra i quali vale la pena menzionare la innata proprietà di realizzare circuiti 3D, l'alta affidabilità e la facilità di grandi numeri di produzione. Un altro innegabile vantaggio è rappresentato dalla possibilità di integrare su uno stesso substrato funzionalità attive e passive (i dispositivi attivi sul lato top mentre i passivi possono essere integrati negli strati sepolti). Questa possibilità permette di ridurre notevolmente le dimensioni e il peso dei moduli RF.

In questo lavoro si presenta il progetto di una nuova configurazione di filtro combline in tecnologia LTCC per il sistema di "Tracking Telemetry & Command" di un modulo satellitare in banda C.

Il filtro è stato progettato utilizzando sei strati di Dupont 951; le linee di ingresso e di uscita e i quattro risonatori del filtro sono disposti sullo strato superiore dove è possibile controllare le dimensioni del circuito con una tolleranza più stretta; le capacità di testa sono disposte negli strati sepolti e sono connesse ai rispettivi risonatori mediante opportuni fori metallizzati passanti. Capacità adiacenti sono piazzate su diversi strati in modo da evitare effetti di accoppiamento indesiderati. L'utilizzo di questi accorgimenti ha portato ad una struttura molto compatta (6 mm x 3 mm x 0.822 mm). Il progetto del filtro è stato convalidato con accurate simulazioni "full-wave" utilizzando il software

commerciale "CST Microwave studio"; i risultati ottenuti sono pienamente rispondenti alle specifiche di progetto. È prevista la realizzazione di un prototipo nei prossimi mesi.

## **PROGETTO DEL FILTRO**

Un tipico filtro "combline" è costituito da un array di risonatori mutuamente accoppiati che da un lato sono chiusi in corto circuito mentre dall'altro lato sono caricati con opportuni capacitori verso massa. L'utilizzo di questa topologia permette l'utilizzo di risonatori aventi lunghezze inferiori a un quarto d'onda; una lunghezza tipica è 45 gradi elettrici ma, agendo sul valore della capacità di testa, si può spaziare da 10 a 88 gradi [4].



Fig.1: schema circuitale di un filtro "combline".

Il filtro proposto in questo lavoro è stato progettato seguendo il procedimento illustrato da Matthaei [5] per un filtro combline convenzionale integrato con alcune correzioni proposte da Caspi e Adelman [6] per tener conto di terminazioni di tipo "tapped". Partendo dalle specifiche del filtro si stabilisce l'ordine del filtro e si calcolano i parametri del prototipo passabasso. Mediante le seguenti equazioni di progetto:

$$b = \left(\frac{Y_{a1}}{2}\right) \left[\frac{\theta_0}{\sin^2(\theta_0)} + \cot(\theta_0)\right]$$
(1)  
$$J_{j,j+1}\Big|_{j=1,N-1} = \frac{wb}{\sqrt{g_j g_{j+1}}}$$
(2)

$$Y_{j,j+1}\Big|_{j=1,N-1} = J_{j,j+1} \cdot \tan(\theta_0)$$
(3)

$$\phi_0 = \sin^{-1} \sqrt{\frac{Y_{a1} \cdot w(\cos\theta_0 \sin\theta_0 + \theta_0)}{2g_0 g_1 Y_A}}$$
(4)

$$C = Y_{a1} \cdot \frac{\cot(\theta_0)}{\omega_0} \tag{5}$$

$$C_c^s = \frac{Y_A^2 z_T \sin(\theta_0 - \phi_0)}{\left\{ \left[ \left( \frac{\sin(\theta_0)}{\sin(\phi_0)} \right)^3 + \left( \frac{\sin(\theta_0)}{\sin(\phi_0)} \right) \cdot Y_A^2 z_T \sin^2(\theta_0 - \phi_0) \right] a_0 \right\}}$$

N: ordine del prototipo passabasso,

 $g_j$ : parametri del prototipo passabasso (i=0 to N),

w: banda frazionale,

 $\phi$ : lunghezza elettrica del tratto di risonatore tra il tap e la massa,

 $\theta_0$ : lunghezza elettrica del risonatore alla frequenza centrale,

*C* : *capacità di testa (uguale per tutti i risonatori)*,

*C*<sup>s</sup><sub>c</sub>:capacità di compensazione della presenza del tap (prima ed ultima capacità)

Y<sub>A</sub> : ammettenza di ingresso e di carico,

 $Y_{al}$ : ammettenza dei risonatori (uguale per tutti i risonatori).

si possono calcolare le capacità, le impedenze di modo pari e dispari dei risonatori e infine le dimensioni fisiche del filtro.

La struttura proposta è stata progettata per rispondere alle specifiche per un filtro di un sistema di "Tracking Telemetry & Command" per un modulo satellitare in banda C. Le specifiche del filtro sono illustrate nella tabella 1.

Parameter	Requirement	
Center frequency $f_0$	3.91 GHz	
Bandwidth	3.650- 4.175 GHz (13.42 %)	
Insertion loss	2.5 dB typ.	
Return loss	>15 dB	
Rejection	>40 dB @ 2.325 GHz	
Rejection	>40 dB @ 4.75 GHz	

Tabella 1. Specifiche tecniche del filtro proposto

Per il progetto è stato utilizzato un supporto LTCC della Dupont (Dupont 951) avente una costante dielettrica relativa  $\varepsilon_r$ =7.8 e uno spessore del singolo strato h=137 µm. La lunghezza dei risonatori alla frequenza centrale, pari a 30 gradi elettrici, è stata scelta cercando di ottenere una struttura compatta ma conservando, allo stesso tempo, un buon fattore di qualità per i risonatori. Seguendo la procedura delineata, si arriva ad un prototipo passabasso di tipo Tchebyscheff del 4° ordine con ripple=0.1 dB. Applicando le equazioni (1)-(6) si ottengono le dimensioni fisiche del filtro e i valori delle capacità di testa dei risonatori.

# SIMULAZIONE ELETTROMAGNETICA

Per le simulazioni elettromagnetiche della struttura è stato utilizzato il software commerciale "CST Microwave Studio" [7]. Questo programma è un simulatore "full-wave" 3D basato sulla soluzione diretta delle equazioni di Maxwell, in forma integrale, nel dominio del tempo (Finite Integration Technique). Il simulatore permette di utilizzare elementi circuitali concentrati sia lineari (resistori, capacitori, induttori) che non lineari (diodi) [8]. Tutte le simulazioni sono state effettuate consideranto le perdite ascrivibili al substrato dielettrico ( $\varepsilon_r$ =7.8, tan  $\delta$ =0.0015), e metallizzazioni ideali. In un primo momento è stata simulata la struttura illustrata in Fig 2a costituita da risonatori distribuiti e capacità concentrate; dopo alcuni passi di ottimizzazione è stata



ottenuta una risposta che soddisfa le specifiche di progetto (Fig. 2b).

Il successivo passo della procedura di progetto è consistita nella implementazione delle capacità concentrate negli strati sepolti del substrato. Le capacità sono state realizzate con piatti piani e paralleli ricavati negli strati sepolti posti sotto al piano di massa della

microstriscia. Capacità adiacenti sono state posizionate su strati differenti in modo da evitare accoppiamenti indesiderati; questa configurazione richiede la presenza di due ulteriori piani di massa, uno sul retro del multistrato e l'altro tra le due coppie di capacità poste su strati differenti. Le capacità sepolte sono connesse ai rispettivi risonatori mediante fori metallizzati. Per dimensionare accuratamente ciascuna capacità è stata confrontata la risposta di ogni singolo risonatore caricato con capacità concentrata (risposta presa come riferimento) con quella dello stesso risonatore caricato con il capacitore sepolto. Dopo un processo di ottimizzazione si è arrivati al layout del filtro finale illustrato in Fig. 3a.



Fig 3. a) vista 3D del filtro finale; b) parametri S

La risposta, in termini di parametri S (Fig. 3b), soddisfa pienamente le specifiche di progetto. É prevista nei prossimi mesi la realizzazione di un prototipo.

## CONCLUSIONI

In questo lavoro è stato presentato un filtro combline innovativo per applicazioni satellitari progettato su un multistrato LTCC. Per ridurre l'area di occupazione, il filtro è stato distribuito su sei strati; con questo accorgimento è stata ottenuta una struttura molto compatta (6 mm x 3 mm x 0.8). il Progetto è stato convalidato con accurate simulazioni elettromagnetiche. Nei prossimi mesi è prevista la realizzazione di un prototipo che consentirà di verificare la bontà del progetto effettuato.

# BIBLIOGRAFIA

- M. J. Rosario et al., "Low Cost LTCC Filters for a 30 GHz Satellite Systems," 33<sup>rd</sup> EuMC, pp.817-820, Munich 2003.
- [2] www.ltcc.de
- [3] O.-K. Lim, Y.-J. Kim, S.-S. Lee, "A Compact Integrated Combline Band Pass Filter using LTCC Technology for C-band Wireless Applications," 33<sup>rd</sup> EuMC, pp.203-206, Munich 2003.
- [4] M.-H. Son, S.-S. Lee, and Y.-J. Kim, "Low Cost Realization of ISM Band Pass Filter using Integrated Combline Structures," *IEEE Radio and Wireless Conference 2000*, pp. 261-264.
- [5] G. Matthaei, et al., "Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures," Artech House.
- [6] S. Caspi, and J. Adelman, "Design of Combline and Interdigital Filters with Tapped-Line Input," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 36, pp. 759-763, April 1988.
   [7] The second se
- [7] <u>www.cst.de</u>
- [8] P.Ciampolini, P. Mezzanotte, L. Roselli, and R. Sorrentino, "Accurate and Efficient Circuit Simulation with Lumped-element FDTD Technique," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 44, no. 12, pp. 2207-2215, 1996.

# PROGETTO DI UN FILTRO RICONFIGURABILE A MEMS, BASATO SU RISONATORI A COMPORTAMENTO DUALE

Maria Celeste Russo, Paola Farinelli, Paolo Mezzanotte

Dipartimento di Ingegneria Elettronica e della Informazione, Università di Perugia Via Duranti 93, 06125 Perugia paolo.mezzanotte@diei.unipg.it

# Abstract

The modern communication systems require high degree of dynamic re-configurability. In particular, RF filters have to come up to these expectations as well as to high out-ofband rejection and dimensional constrains. In this paper the design of a reconfigurable MEMS filter, based on Dual Behaviuor Resonators (DBR) is presented. Benefits and drawbacks of this configuration are discussed. Simulation results show that this kind of filter could be a valid alternative to conventional planar parallel coupled resonators, having approximatively the same fractional bandwidth but higher selectivity out-of band. At the time of this writing, the realization of a prototype is in progress.

# INTRODUZIONE

La continua espansione dei sistemi di telecomunicazione ha portato alla delineazione di specifiche sempre più restrittive per i circuiti di front-end, soprattutto per quanto riguarda i filtri a RF; in particolare, è richiesta sempre una maggiore attenzione ai seguenti fattori: dimensioni, costi, perdite di trasmissione in banda e reiezione fuori banda. Inoltre, la proliferazione di differenti standard di comunicazione che coesistono nello stesso sistema (GSM, UMTS ...), suggerisce la progettazione di una nuova generazione di apparati in grado di operare su più bande. È dunque evidente l'importanza di riuscire a realizzare filtri riconfigurabili che soddisfino le esigenze dettate dalle nuove leggi di mercato.

In questo lavoro viene presentato un filtro riconfigurabile a MEMS basato su Risonatori a Comportamento Duale (DBR) [1][2]. La scelta di tali risonatori è dovuta al fatto che essi consentono di controllare in modo indipendente le bande di reiezione e la banda passante del filtro; in particolare, in base al principio di funzionamento dei DBR, realizzati mediante stubs posti in parallelo alla linea di trasmissione data ed opportunamente terminati, la banda del filtro viene ottenuta e, quindi controllata, per effetto della ricombinazione costruttiva introdotta dagli stessi stubs; il controllo delle bande di reiezione è, invece, dato dalla possibilità di allocare le frequenze attenuate, ciascuna separatamente dalle frequenze di banda passante, mediante l'introduzione ad hoc di opportuni zeri di trasmissione; ciò consente la riduzione dell'ordine del filtro per una data reiezione con conseguente diminuzione delle perdite. Un ulteriore vantaggio è rappresentato dal fatto che la sintesi di un tale filtro non basandosi sul fenomeno dell'accoppiamento tra risonatori adiacenti, lo rende particolarmente adatto alla tecnologia dei multistrato, contesto nel quale è fondamentale l'assenza di linee accoppiate negli strati sepolti, in cui si ha un basso controllo sulle tolleranze. La riconfigurabilità del filtro proposto è, essenzialmente, delegata ad opportuni switch MEMS capacitivi che, a seconda del loro stato (up/down), modificheranno opportunamente la topologia del circuito. L'introduzione di tali dispositivi rappresenta

un valore aggiunto per il filtro che, in definitiva, risulta essere dato dalla fusione di tecnologie innovative ed altamente performanti.

Il filtro proposto non è stato pensato per un'applicazione specifica ma si è voluto dimostrare la fattibilità e l'efficacia di tale configurazione.

## **PROGETTO DEL FILTRO**

Di seguito si propone il progetto di un filtro riconfigurabile a MEMS, su linea coplanare; la tecnologia usata è quella sviluppata in precedenti progetti di ricerca [3] presso l'IRST di Trento. Si tratta di una tecnologia su Silicio ad alta resistività (spessore h=525  $\mu$ m) compatibile con dispositivi CMOS e costituita da otto maschere. Le specifiche elettriche del filtro non derivano da nessuna applicazione specifica, ma sono state fissate a titolo di esempio per dimostrare la realizzabilità e l'efficacia di tale approccio. Si è pensato di progettare un filtro di tipo Tchebysheff del terzo ordine capace di funzionare alle frequenze f<sub>01</sub>=10GHz e f<sub>02</sub>=14GHz, con banda percentuale w = 5% e ripple in banda di 0.01 dB.

La procedura di sintesi del filtro si basa sul metodo dello slope parameter [4] ed i DBR scelti sono realizzati mediante stubs di lunghezza differente terminati in corto circuito. Volendo progettare un filtro del terzo ordine, si avranno tre DBR e dunque sei stubs (Fig.1). Noti gli slope parameters dei risonatori e fissate le posizioni degli zeri di trasmissione introdotti dagli stubs (Tab.I), la sintesi dei DBR è data dalla procedura illustrata in [1] [2] e consiste, a partire dai parametri del prototipo passa basso, nel determinare le lunghezze e le impedenze degli stubs e degli inverters.

Primo risonatore	Secondo risonatore	Terzo risonatore
b <sub>1</sub> =15.5	b <sub>2</sub> =17.7686	b <sub>3</sub> =10.2429
k <sub>11</sub> =0.8810	k <sub>21</sub> =0.8925	k <sub>31</sub> =0.8525
k <sub>12</sub> =1.1370	k <sub>22</sub> =1.1475	k <sub>32</sub> =1.2208

Tab.I – slope parameters dei risonatori e posizionamento degli zeri di trasmissione  $(f_{zij}=k_{ij}f_0)$ 

Nel calcolo delle lunghezze degli stubs bisogna tener conto della estensione di lunghezza dei c.c. dovuta al brusco troncamento delle slots, da cui deriva che la posizione apparente del c.c. si trova oltre la terminazione fisica delle slots [5]. Una volta determinate le lunghezze degli stubs utilizzati, questi vengono curvati in modo da limitare l'insorgere dei modi di slot; inoltre, sempre a tale scopo, volendo realizzare il filtro in CPW, si rende necessario l'uso di *air-bridges* in prossimità delle discontinuità, quali giunzioni e curvature degli stubs. Al fine di avere una maggiore conoscenza del comportamento del filtro nei suoi stadi di funzionamento, si è ritenuto opportuno portare a termine due progetti distinti del filtro, uno per ogni suo stato di funzionamento; si osserva, così, che l'unica differenza tra i due stati consiste nelle lunghezze dei J-inverter e degli stubs che, ovviamente, diminuiscono all'aumentare della frequenza; in questo progetto si è pensato di trascurare le differenze di lunghezze dei J-inverter facendo variare le sole lunghezze degli stubs.



Fig.1 – Circuito a linee in CPW del filtro realizzato

Lo switch utilizzato è stato sviluppato in un precedente progetto di ricerca [3] ed è costituito da una membrana mobile posta a ponte sopra il conduttore centrale della linea CPW ed ancorata ai suoi piani di massa. In condizione di riposo (nessun segnale di controllo applicato) la membrana risulta sospesa sopra la linea di circa  $3\mu$ m (h= $3\mu$ m) realizzando una piccola capacità parassita in parallelo (C<sub>u</sub>). Al contrario sotto l'azione di un'apposita tensione di controllo, il ponte viene attratto verso il basso, andando a realizzare una capacità a piatti piani e paralleli (C<sub>d</sub>) grazie all'interposizione di uno strato sottile di dielettrico tra la linea di segnale ed il ponte stesso. Le dimensioni dello switch sono state opportunamente progettate al fine di realizzare, quando in stato down, un corto circuito capacitivo del segnale verso massa alla frequenza d'interesse f<sub>02</sub>=14GHz (C<sub>d</sub>=2.55pF).

# SIMULAZIONI EM

Il filtro è stato simulato utilizzando ADS MOMENTUM di Agilent. Nella prima fase sono stati progettati due filtri distinti in CPW centrati alle due frequenze di lavoro del filtro riconfigurabile. In questa fase sono state ottimizzate le giunzioni a croce, gli stubs sono stati opportunamente curvati, sono stati posizionati air-bridges in prossimità delle discontinuità. Poiché si è scelto di tenere fisse le lunghezze e le impedenze degli invertitori di impedenza, i due filtri differiscono solo per le lunghezze degli stubs. Nella seconda fase di progetto a partire dal layout del filtro a 10 GHz (quello con gli stubs più lunghi), è stato introdotto uno switch MEMS su ciascuno stub. L'introduzione di questo dispositivo, che sotto l'azione di una tensione di controllo introduce un corto circuito verso massa, permette di accorciare la lunghezza elettrica degli stubs. È stata pertanto ottimizzata la posizione dello switch lungo lo stub in maniera tale che, quando non attuato non influenzi il comportamento del filtro a  $f_{01}=10$ GHz, mentre quando attuato introduca un corto circuito del segnale verso massa alla frequenza di  $f_{02}=14$ GHz.

Il layout del filtro riconfigurabile così ottenuto è quello illustrato in Fig.2a da cui si nota la presenza degli *air-bridges*, di altezza  $h_a=3\mu m$  e larghezza  $L_a=30\mu m$ , alle discontinuità. Tali *air-bridges* introducono una piccola capacità in parallelo alla linea, la cui influenza può essere compensata restringendo le strip di conduttore sottostanti (Fig.2 b, c, d).

Le simulazioni condotte nei due stati di funzionamento  $f_{01}=10$ GHz (switches up) ed  $f_{02}=14$ GHz (switches down) forniscono i risultati di Fig.3a e Fig.3b, rispettivamente.



Fig.2 – Layout del filtro riconfigurabile progettato (a) e ottimizzazione della prima giunzioni (b), (c) ,(d)



Fig.3 – Risposta del filtro nei suoi due stadi di funzionamento

## CONCLUSIONI

È stato progettato un filtro riconfigurabile a MEMS, basato su Risonatori a Comportamento Duale, realizzato in tecnologia CPW su un substrato di silicio ad alta resistività con il processo tecnologico sviluppato all'IRST di Trento. Questa combinazione innovativa permette di rispondere in maniera adeguata alle richieste dettate dai front-end per le moderne comunicazioni. Le simulazioni in entrambe gli stati del dispositivo forniscono risultati soddisfacenti. È in fase di preparazione la realizzazione di un prototipo sperimentale.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1]Cedric Quendo, Eric Rius, Christian Person, Narrow Bandpass Filter Using Dual-Behavior Resonators, IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol. 51, no.3, March 2003, pp. 734-743.
- [2]Cedric Quendo, Eric Rius, Christian Person, Narrow Bandpass Filter Using Dual-Behavior Resonators Based on Stepped-Impedance Stubs and Different-Length Stubs, IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol. 52, no.3, March 2004, pp. 1034-1044.
- [3]P. Farinelli, G. Mannocchi, R. Marcelli, B. Margesin, P. Mezzanotte, P. Russer, R. Sorrentino, F. Vitulli, L. Vietzorreck, "RF MEMS Switch on Silicon Substrate for Use in the Space Environment: Technology Implications for High Reliability Design", in *Microwave Technology and Techniques Workshop*, ESA Noordwijk Netherlands, 11-12 May 2004, pp. 39-46.
- [4]George L. Matthaei, Leo Young, E.M.T. Jones, *Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures*, Norwell MA: Artec House, 1980, pp. 95-97, 100, 144-149, 427-434.
- [5]Rainee N. Simons, Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems, John Wiley & Sons, 2001, pp. 32-33, 241,243, 249-254, 272, 285-278.
- [6]Gabriel Rebeiz, *RF MEMS: Theory, Design, and Technology*, John Wiley & Sons, 2003, pp. 1-20, 87-120

# APPROCCIO IBRIDO RADIALE-LONGITUDINALE PER FILTRI RIGETTA-BANDA IN DOPPIA POLARIZZAZIONE

G. Addamo, G. Virone, O. A. Peverini, R. Orta, R. Tascone

IEIIT-CNR e Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Politecnico di Torino Corso Duca degli Abruzzi 24, 10129 Torino giuseppe.addamo@polito.it

## Abstract

A hybrid radial-longitudinal approach is presented for the analysis of dual polarization stop-band filters. The structure consists of a circular waveguide loaded with T-shaped radial stubs. The problem for each stub is formulated in the radial direction in terms of a system of coupled HFIE. The moment method solution is particularly efficient, thanks to a good choice of the expansion functions. A five-stub filter is presented as an example.

# INTRODUZIONE

I filtri rigetta banda vengono largamente impiegati nei sistemi d'antenna per isolare i ricevitori dai segnali di apparati trasmittenti, interni o esterni al sistema stesso, operanti in bande di frequenza adiacenti. Generalmente, nelle applicazioni ad alta potenza o a basso rumore, queste strutture vengono realizzate mediante guide d'onda rettangolari, caricate con stub o con iridi risonanti [1]. Tali strutture, risultano essere molto efficaci sia punto di vista elettrico che realizzativo, ma non consentono di lavorare in doppia polarizzazione. A tale scopo, soluzioni analoghe possono essere realizzate a partire da guide quadrate o circolari. In particolare, una configurazione in guida circolare, preferibile per motivi di connettività con le normali antenne a tromba, può essere realizzata mediante stub radiali del tipo rappresentato in figura 1. Tali strutture, che possono essere realizzate con tecniche di elettroformatura, presentano anche una certa flessibilità in termini di occupazione radiale/longitudinale che permette di progettare apparati con un elevato livello di integrazione, in accordo con le sempre più stringenti specifiche di compattezza dei dispositivi.

Sfortunatamente, il progetto di queste strutture risonanti non può essere condotta in modo agevole utilizzando i codici di simulazione commerciali. Pertanto, si è sviluppato un metodo misto che utilizza il formalismo delle linee radiali per determinare le Matrici Scattering Generalizzate (GSM) dei singoli stub che compongono il filtro, risolvendo le corrispondenti equazioni integrali accoppiate con il metodo dei momenti nel dominio spettrale e utilizzando polinomi di Gegenbauer pesati per rappresentare correttamente l'andamento del campo elettrico agli spigoli [2]. La matrice scattering del filtro complessivo si ottiene mettendo in cascata le varie GSM lungo la direzione longitudinale.

# FORMULAZIONE

La struttura della discontinuità è illustrata in figura 1. Il problema elettromagnetico è stato risolto adottando un approccio "trasversale" basato sull'uso della teoria delle linee di trasmissione radiali. In questo modo, la struttura si presenta come una cavità terminale accoppiata alla guida di accesso tramite un'iride spessa.



Figure 1. Profilo radiale della discontinuità di tipo stub.

Applicando il Teorema di Equivalenza, si chiudono le due aperture per mezzo di conduttori elettrici perfetti in modo da ripristinare le pareti delle guide, e si introducono due coppie di distribuzioni di corrente magnetica equivalente  $\underline{J}_{m1}$  e  $\underline{J}_{m2}$ . Imponendo la condizione di continuità del campo magnetico tangenziale sulle due aperture, si ottiene un sistema di equazioni integrali accoppiate di campo magnetico (HFIE).

E' conveniente dedurre tali equazioni a partire dal circuito equivalente radiale mostrato in figura 2. E' noto che in una guida d'onda radiale non è possibile definire funzioni modali vettoriali, ma i campi si possono rappresentare come combinazione lineare scalare di modi TE e TM rispetto a z [3]. E' comunque utile introdurre una notazione vettoriale.



Figure 2. Circuito equivalente radiale del singolo stub.

Osserviamo che la guida cilindrica si descrive radialmente come una guida a sezione trasversale illimitata nella direzione z, caratterizzata quindi da uno spettro modale continuo ( $\chi$ , variabile coniugata a z). Invece le due guide di larghezza s e  $w = w_1 + s + w_2$  hanno uno spettro discreto e le costanti critiche trasversali valgono rispettivamente  $\chi_p = p\pi/s$  e  $\chi_r = r\pi/w$ , con p e r interi. Nella direzione  $\varphi$  l'apertura angolare delle guide è  $2\pi$ , per cui il corrispondente indice modale è m, intero. Dato che la dipendenza da z e  $\varphi$  delle varie componenti di campo è del tipo  $\{\cos, \sin\}(\chi_p z) \exp(jm\varphi)$ , si tratta di una formulazione totalmente basata sulle rappresentazioni spettrali dei campi.

La notazione adottata è la seguente: i generatori  $\underline{v}_{1g}, \underline{v}_{1a}, \underline{v}_{2a}, \underline{v}_{2c}$  e  $\underline{I}^{inc}$  tengono conto delle correnti magnetiche  $\underline{J}_{m1}, \underline{J}_{m2}$  e del campo magnetico incidente. Le ammettenze

diadiche  $\underline{Y} e \underline{Y}$  sono la rappresentazione modale delle funzioni di Green della guida circolare di accesso (g) e della cavità (c). Dal punto di vista circuitale,  $\underline{Y} e$  l'ammettenza d'ingresso della linea radiale che arriva all'origine  $\rho = 0$  e  $\underline{Y}$  quella di una linea chiusa in corto circuito. E' utile anche introdurre  $\underline{Y}_{ij}$  (i, j = 1, 2), la matrice delle ammettenze di corto circuito del tratto di linea compreso tra  $\rho = a$  e  $\rho = b$ .

Il sistema di equazioni integrali accoppiate è stato risolto per mezzo del Metodo dei Momenti nella forma di Galerkin. Introducendo un insieme di funzioni di espansione  $\{f_n(z, \varphi)\}$ , definiamo le matrici di proiezione:

$$P_{n\chi} = \langle \underline{f}_n, \underline{h}_{g\chi} \rangle \qquad Q_{np} = \langle \underline{f}_n, \underline{h}_{ap} \rangle \qquad R_{nr} = \langle \underline{f}_n, \underline{h}_{cr} \rangle$$

La prima è una matrice in senso astratto, dato che l'indice  $\chi$  è continuo. Il sistema lineare associato alla HFIE si scrive allora:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{P}^{H} \mathbf{\bar{Y}} \mathbf{P} + \mathbf{Q}^{H} \mathbf{Y}_{11} \mathbf{Q} & \mathbf{Q}^{H} \mathbf{Y}_{12} \mathbf{Q} \\ \mathbf{Q}^{H} \mathbf{Y}_{21} \mathbf{Q} & \mathbf{Q}^{H} \mathbf{Y}_{22} \mathbf{Q} + \mathbf{R}^{H} \mathbf{\bar{Y}} \mathbf{R} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{x}^{(1)} \\ \mathbf{x}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{P}^{H} \mathbf{I}^{inc} \\ \mathbf{0} \end{pmatrix}$$

dove l'apice <sup>H</sup> indica l'aggiunto hermitiano,  $\mathbf{x}^{(1)}, \mathbf{x}^{(2)}$  sono i coefficienti delle funzioni di espansione alle due giunzioni. Le varie **Y** in questa equazione sono matrici diagonali costruite a partire dalle ammettenze precedentemente introdotte.

Ricavate le correnti sulle aperture, i parametri scattering, relativamente ai modi della guida circolare, si ottengono col formalismo longitudinale tradizionale, rappresentando la corrente magnetica  $\underline{J}_{ml}$  tramite una distribuzione continua di generatori distribuiti.

# RISULTATI

Dato che le aperture di accoppiamento hanno un'ampiezza angolare pari a  $2\pi$ , le correnti magnetiche incognite hanno la stessa dipendenza da  $\varphi$  dei campi incidenti. Considerando il caso di incidenza con indice azimutale *m*=1, le funzioni di espansione adottate sono:

$$f_n^{(\varphi)}(z,\varphi) = \left[1 - \left(\frac{2z}{s}\right)^2\right]^{-1/3} C_n^{1/6}(2z/s)\cos(\varphi)$$
$$f_n^{(z)}(z,\varphi) = \left[1 - \left(\frac{2z}{s}\right)^2\right]^{2/3} C_n^{7/6}(2z/s)\sin(\varphi)$$

dove  $C_n^{\lambda}(z)$  sono i polinomi di Gegenbauer. Le prime sono usate per la componente  $\varphi$ , le seconde per la componente z delle correnti magnetiche. Queste funzioni hanno il pregio di soddisfare le condizioni di Meixner allo spigolo di 90° e quindi permettono una rappresentazione molto accurata dell'incognita. Inoltre gli elementi delle matrici di proiezione sono noti in forma chiusa e si esprimono in termini di funzioni di Bessel di prima specie di ordine non intero.

Gli elementi della sottomatrice dei momenti  $\mathbf{P}^{\mathbf{H}}\mathbf{\tilde{Y}}\mathbf{P}$  sono espressi da integrali di funzioni singolari, oscillanti e a decadimento lento. Per ottenere una valutazione

accurata ed efficiente si è adottato uno schema analitico, per tenere conto delle singolarità, e numerico attaverso una versione modificata della tecnica nota come "doppia trasformata esponenziale" [4]. Questa si basa sull'uso di un cambiamento di variabile di integrazione e sulla successiva valutazione dell'integrale risultante con il metodo dei trapezi. Le altre sottomatrici sono definite da serie, la cui convergenza è stata accelerata con il metodo di Kummer.

Grazie alla scelta oculata delle funzioni di espansione si è constatata un'ottima convergenza dei parametri elettromagnetici, per cui si possono ottenere risultati affidabili pur utilizzando un numero molto ridotto di funzioni di base (tipicamente 2-3 per ogni componente di ciascuna  $\underline{J}_m$ ).

Il metodo presentato è stato utilizzato per il progetto di un filtro rigettabanda in doppia polarizzazione con 5 stub radiali in banda X-Ku. Dalla figura 3, che riporta le curva di risposta della struttura, si osservano un livello del coefficiente di riflessione  $S_{11}$  inferiore a -37 dB nella banda del 19% centrata a 9.7 GHz e un livello del coefficiente di trasmissione  $S_{21}$  inferiore a -32 dB nella banda del 3.9% centrata a 15.45 GHz.



Figure 3. Risposta in frequenza di un filtro rigetta-banda realizzato con 5 stub radiali.

## Bibliografia

- [1] Kirilenko, et al, "Harmonic Rejection Filters for the dominant and higher waveguide modes based on slotted strips", *IEEE MTT-S Digest*, 2002, pag. 373-376
- [2] T. Rozzi, et al. "Accurate full-band equivalent circuits of inductive posts in rectangular waveguide," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 40, no. 5, pp. 1000–1009, May 1992.
- [3] L. Zappelli, "On the definition of the generalized scattering matrix of a lossless radial line", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 52, 2004, pp.1654-1662
- [4] T. Ooura and M. Mori, "The double exponential formula for oscillatory functions over the halph infinite interval", *J. Comput. Appl. Math*, vol.38, 1991, pp.353-360.
# SUPERGEOMETRIC SPECTRAL-ELEMENT-METHOD FOR MILLIMETER-WAVE DEVICES WITH SHARP EDGES: AN APPLICATION TO DUAL-MODE STRUCTURES

O. A. Peverini, G. Virone

IEIIT-CNR c/o Politecnico di Torino, C.so Duca degli Abruzzi 24, 10129 Torino oscar.peverini@polito.it

### Abstract

Either weakly or strong singularities of the electromagnetic field frequently occur in microwave and millimeter-wave devices, because of the presence of sharp edges. The corner branch-points dominate the asymptotic behavior of the basis function coefficients series, thus the convergence is algebraic regardless to the polynomial order of the functions used. In this paper, a Spectral Element Method is presented, which guarantees an exponential rate of convergence also in presence of multiple sharp edges. The method arises from the combination of Laplacian weighting functions, Chebyshev polynomials and the singular values decomposition. The algorithm is applied to the solution of the Helmholtz equation, in order to solve waveguide discontinuity problems via the mode-matching technique. The application of the method to the design of a dualmode diplexer is finally presented.

# **INTRODUZIONE**

I metodi spettrali si basano sull'espansione della soluzione di un'equazione differenziale o integrale in serie di funzioni intere. Tale problema funzionale è convertito in un sistema di equazioni lineari tramite il metodo di Galerkin o di collocazione [1]. Se la soluzione non presenta singolarità, tali algoritmi garantiscono una convergenza della serie approssimante di tipo esponenziale-supergeometrico. Una limitazione all'applicazione di tali metodi deriva dalla loro scarsa flessibilità nella descrizione della geometria. Per questo motivo, sempre più spesso si ricorre ai metodi agli elementi spettrali (SEM), in cui si applica la decomposizione della geometria in sottodomini e/o la tecnica di trasformazione dei domini [1]. I metodi SEM possono essere considerati come metodi agli elementi finiti di ordine molto elevato ("p-refinement" con polinomi di ordine anche superiore a 10). Tuttavia, in presenza di spigoli rientranti, in cui la soluzione è singolare (in forma debole o forte), i metodi SEM presentano un deterioramento della convergenza, nel qual caso non è più esponenziale, bensì algebrica. In questa memoria, si introduce un metodo SEM con convergenza esponenziale in presenza di spigoli rientranti e la sua applicazione al progetto di "diplexer" "dual-mode".

# METODO AGLI ELEMENTI SPETTRALI SUPERGEOMETRICO

La metodologia proposta può essere applicata a formulazioni integrali/differenziali in due/tre dimensioni con incognite scalari o vettoriali. In questa memoria si considera la sua applicazione al metodo di Galerkin per la risoluzione dell'equazione di Helmholtz scalare in geometrie di sezione arbitraria, come la classica struttura di studio "L-shape" indicata in Fig.1, a cui si fa riferimento per introdurre il metodo. Come ben noto, in tale



**Fig. 1.** Curve di convergenza del metodo proposto corrispondenti alle costanti critiche del primo modo TE e TM della struttura "L-shape"; nella geometria il cerchio evidenzia lo spigolo in cui sono introdotte le funzioni peso con diversi indici  $p_{\alpha}$ .

guida le componenti longitudinali di campo ( $H_z$  e  $E_z$ ) presentano una singolarità in forma debole, in quanto in prossimità dello spigolo rientrante (evidenziato in figura con un cerchio) esse tendono a zero in modo proporzionale ad una potenza non intera della distanza  $\rho$ . Quindi, lo spigolo rientrante può essere considerato come un punto di ramificazione della soluzione nel piano complesso x+jy. La presenza di tale singolarità deteriora la convergenza della serie spettrale utilizzata per approssimare la soluzione:

$$H_{z}(\underline{\rho}), E_{z}(\underline{\rho}) \approx \sum_{m} c_{m} f_{m}(\underline{\rho})$$
(1)

dove { $f_m(\underline{\rho})$ } è l'insieme delle funzioni di base intere adottate. Sfruttando il principio della formule di quadratura gaussiane, allo scopo di ripristinare la convergenza supergeometrica della serie, occorre moltiplicare le funzioni di base { $f_m(\underline{\rho})$ } per opportune funzioni peso  $w^{(\alpha)}(\underline{\rho})$  che descrivano correttamente il comportamento non analitico dei campi allo spigolo. Poichè studiare i campi a piccole distanze dallo spigolo equivale a considerare il loro comportamento statico, le funzioni peso devono soddisfare l'equazione di Laplace, ovvero devono essere funzioni armoniche del tipo:

$$w^{(\alpha)}(\underline{\rho}) = A\rho^{\alpha}\sin(\alpha\phi) + B\rho^{\alpha}\cos(\alpha\phi), \quad \alpha = \frac{p_{\alpha}\pi}{\delta}$$
(2)

dove  $p_{\alpha}$  è un indice intero e  $\delta$  è l'angolo descritto dallo spigolo. Le costanti A e B sono determinate in base alle condizioni al contorno sui due lati costituenti lo spigolo. Quindi, l'insieme di funzioni di base diventa il seguente:

$$\mathcal{F} = \bigcup_{p_{\alpha}} \{ w^{(\alpha)}(\underline{\rho}) \cdot f_m(\underline{\rho}) \}$$
(3)

Questo insieme è in seguito specializzato imponendo le condizioni al contorno proprie della geometria e le eventuali condizioni di raccordo tra i sottodomini. Questa procedura è ricondotta al calcolo dello spazio nullo di un opportuno operatore lineare attraverso la decomposizione ai valori singolari. Allo scopo di evitare instabilità numeriche dovute ad una forte dipendenza lineare tra le funzioni di base, esse sono ortonormalizzate, applicando la decomposizione a valori singolari alla corrispondente matrice di Gram. Quest'ultima procedura ha anche il vantaggio di condurre ad un problema agli autovalori discretizzato di tipo lineare non generalizzato. Per la guida "L-shape" considerata, in Fig. 1 sono riportati i grafici di convergenza per il primo modo TE e TM, quando la struttura analizzata è decomposta nei due quadrilateri 1 e 2 indicati in figura. Su ciascun grafico, sono riportate le curve corrispondenti al caso in cui non sia adottata alcuna funzione peso ( $p_{\alpha}=0$ ), oppure si adottino diverse funzioni peso. Si può osservare che la convergenza è algebrica se  $p_{\alpha}=0$ , ma diventa supergeometrica introducendo le funzioni peso. La stagnazione delle curve di errore a livello di 1e-8 è causata dalla precisione di calcolo degli integrali, che è eseguito in maniera efficiente tramite formule di quadrature di Gauss-Legendre e Gauss-Jacobi. Le funzioni { $f_m(\rho)$ } adottate sono prodotti tensiorali di polimoni di Chebyshev definiti in un dominio parente rettangolare.

La metodologia fin qui descritta, è facilmente estendibile a strutture con molteplici spigoli, per cui le funzioni peso diventano:

$$w^{(\alpha)}(\underline{\rho}) = \prod_{k=1}^{N_s} w_k^{(\alpha)}(\underline{\rho}) \tag{4}$$

dove  $N_s$  è il numero di spigoli in cui il campo presenta un comportamento non analitico (quindi non necessariamente rientranti). Si noti che le funzioni peso  $w^{(\alpha)}(\rho)$  sono introdotte, anche per una generica geometria, direttamente nel dominio oggetto, evitando l'utilizzo di trasformazioni conformi di Schwarz-Christoffel numericamente costose da invertire.



**Fig. 2.** (a) Schema a blocchi di un sistema in doppia polarizzazione e a multiplazione di frequenza. (b) Sezione delle discontinuità presenti nella configurazione del dual-mode diplexer di interesse (gli spigoli di non analiticità della soluzione sono evidenziati con un cerchio).

(c) Risposta in frequenza ( $T_{31} = S_{33}/S_{13}$ ) del dual-mode diplexer progettato:  $f_1$  = frequenza centrale del Tx.

#### APPLICAZIONE A STRUTTURE DUAL-MODE

La metodologia presentata per il calcolo dei modi è stata integrata nel modello di ordine ridotto basato sul "mode-matching" descritto in [2]. Tale algoritmo è stato, quindi, utilizzato nel progetto di un "diplexer" "dual-mode". Con riferimento a Fig. 2(a), il ricevitore e il trasmettitore sono connessi rispettivamente alle porte 2 e 3 del dispositivo. Il diplexer è costituito da discontinuità con quattro spigoli rientranti la cui sezione è riportata in Fig. 2(b) . La risposta in frequenza  $T_{31}=S_{33}/S_{13}$  del diplexer progettato con la metodologia proposta è confrontata in Fig. 2(c) con quella calcolata tramite un codice FDTD (si noti, oltre all'accordo tra i due metodi, l'elevato livello di isolamento ( $\geq$  40 dB) ottenuto tra i canali Rx e Tx).

Il metodo descritto è stato anche applicato all'analisi modale di strutture di interesse per la realizzazione di superficie selettive in frequenza in doppia polarizzazione, quali il tripolo a 120° con valore di snellezza pari a 4 indicato in Fig. 3. Nell'analisi di tale configurazione, è stata introdotta una funzione peso per ciacun angolo rientrante a 240° indicato in figura con un cerchio. Le curve di convergenza delle corrispondenti costanti critiche per i primi 20 modi TE e TM (Fig. 3) evidenziano chiaramente un tasso di convergenza supergeometrico. I valori ottenuti per questa geometria sono stati validati, confrontandoli con quelli calcolati tramite un codice agli elementi finiti con 161089 funzioni nodali del primo ordine. I due metodi esibiscono una discrepanza relativa sulla costante di taglio dei primi 10 modi inferiore a 1e-5, imputabile al tasso di convergenza algebrico del metodo del primo ordine.



**Fig. 3.** Curve di convergenza del metodo proposto corrispondenti alle costanti crtitiche dei primi 20 modi TE e TM di un tripolo a  $120^{\circ}$  con valore di snellezza a / b = 4 (nella geometria in figura i cerchi indicano gli spigoli in cui sono introdotte le funzioni peso).

#### **BIBLIOGRAFIA**

- [1] J. P. Boyd, *Lecture Notes in Engineering, Chebyshev & Fourier Spectral Methods*, pubblicato da C. A. Brebbia and S.A. Orszag, Springer-Verlag, New York, 1989.
- [2] O. A. Peverini *et al.*, "Reduced-Order Optimized Mode Matching CAD of Microwave Waveguide Components", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 52(1), pp. 311-318, Jan. 2004.

# RADIATION FROM ELEMENTARY SOURCES IN THE PRESENCE OF WIRE-MEDIUM SLABS: PHYSICAL MECHANISMS AND FULL-WAVE ANALYSIS

P. Burghignoli<sup>(1)</sup>, G. Lovat<sup>(2)</sup>, F. Capolino<sup>(3)</sup>, D. R. Jackson<sup>(4)</sup>, and D. R. Wilton<sup>(4)</sup>

(1) Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università "La Sapienza" di Roma Via Eudossiana 18, 00184 Roma burghignoli@die.uniroma1.it

(2) Dipartimento di Ingegneria Elettrica, Università "La Sapienza" di Roma Via Eudossiana 18, 00184 Roma

(3) Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Siena Via Roma 56, 53100 Siena

(4) Department of Electrical and Computer Engineering, University of Houston 77204-4005 Houston, TX

#### Abstract

In this paper a review of some recent results on radiation features of elementary sources embedded in grounded wire-medium slabs is presented. Considering a line source excitation and homogenizing the slab by the use of a plasma-like permittivity expression allows for the derivation of simple design formulas and demonstrates in a simple way the role of leaky waves in producing narrow directive beams. Full-wave results obtained with a moment-method approach confirm the results obtained with the homogeneous model. Taking into account the anisotropy and spatial dispersion of the wire medium in a 3D problem, the case of a dipole-source excitation is also considered, showing the possibility to obtain narrow omnidirectional pencil beams at broadside.

#### **INTRODUCTION**

The *wire medium* is a composite (meta)material consisting of a two-dimensional periodic arrangement of thin parallel metal wires embedded in a host dielectric medium. This material can be described, in the long wavelength regime, as a homogeneous medium with a scalar plasma-like permittivity for electromagnetic waves having the electric field parallel to the wire axis; as such it has been proposed and studied since the early fifties [1, 2]. On the other hand, a *tensor* permittivity has to be considered for waves with arbitrary polarization; it has recently been shown that both temporal and spatial dispersion have to be taken into account in a realistic homogeneous model of this metamaterial, resulting in a frequency- and wavenumber-dependent equivalent permittivity dyadic [3].

In this work we consider grounded wire-medium slabs excited by elementary sources such as electric line sources or dipoles. The ability to achieve directive radiation by embedding such simple sources inside an artificial material has been examined in the past [4-6]. Here we aim at clarifying the role of leaky waves supported by grounded wire-medium slabs in producing narrow directive beams at broadside, deriving useful design formulas and also showing the possibility to achieve almost omnidirectional three-dimensional pencil beams. Both homogeneous models (isotropic and anisotropic) and full-wave simulations of the actual periodic metamaterial are used to characterize the dispersion and radiation features of the considered structures.

### LOW-PERMITTIVITY SLABS: RAY OPTICS VS. LEAKY WAVES

Let us consider a grounded wire-medium slab excited by an infinite electric line source parallel to the wire axis, as shown in Fig. 1(a). The electric field in this two-dimensional configuration is parallel to the wires, so that, at sufficiently low frequencies, the slab can be represented as a homogeneous medium (see Fig. 1(b)), with a frequency-dependent relative permittivity

$$\varepsilon_{\rm r}(f) = 1 - \frac{f_{\rm p}^2}{f^2} \tag{1}$$

that is typical of a lossless plasma medium, where  $f_p$  is the plasma frequency. For  $f > f_p$  (the "transparent" region) the effective relative permittivity is always positive and smaller than unity. Therefore, from a ray-optics point of view, the rays emitted by a source placed inside a slab operating inside the transparent band will be refracted at the interface with a denser medium (e.g., air) with transmitted angles smaller than the critical angle  $\theta_c = \sin^{-1} \sqrt{\varepsilon_r}$ ; this suggests a possible broadside directivity enhancement with respect to ordinary slabs. In [7] it was pointed out that, although very intuitive, this picture only partially explains the involved phenomenon and that a complete explanation of the high-directivity effect can be obtained by considering the excited leaky-wave field that propagates away from the source along the interface. In particular, the leaky-wave field can be thought as a wave field that consists of waves bouncing between the ground plane and the top interface; these waves add constructively when the slab has an optimum thickness to give maximum radiation at broadside, and such a constructive interference gives rise to an extremely directive broadside beam of radiation. A qualitative description of these two wave effects that contribute to the high-directivity phenomenon is sketched in Figs. 1(c) and (d).

In [7] it was also shown that the design condition to achieve maximum radiated power density at broadside is that the slab thickness *h* is equal to an *odd* integer multiple of  $\lambda_{e}/2$  when  $h_{s} = h/2$ , where  $\lambda_{\varepsilon}$  is the wavelength inside the slab medium. Furthermore, it was shown that this design condition corresponds to the excitation of a dominant TE leaky mode having equal values of the phase and attenuation constants. This is illustrated for a specific case in Fig. 2(a), where the power density radiated at broadside by a line source placed at  $h_s = h/2$  inside a grounded slab with  $f_p = 20$  GHz and h = 60 mm is reported as a function of frequency together with the dispersion curves for the first three TE leaky modes supported by the grounded slab (note that the null at broadside achieved when the TE<sub>2</sub> leaky mode has equal values of the phase and attenuation constants to having a slab thickness equal to  $h = \lambda_{\varepsilon}$ , i.e., an *even* multiple of  $\lambda_{\varepsilon}/2$ ).

In Fig. 2(b) a comparison between results for broadside power density obtained from the homogeneous model and those obtained through a rigorous moment-method simulation of the actual wire medium shows that the homogeneous model captures the essential radiation physics, although a small frequency shift can be observed.

### THREE-DIMENSIONAL RADIATION FROM DIPOLE SOURCES

When a dipole source is considered instead of a line source (see Fig. 3(a)) the problem becomes three-dimensional, the excited field is not purely  $TE_z$ , and the medium cannot be considered isotropic anymore. As already mentioned, a homogeneous model of the wire medium has to take into account not only anisotropy but also *spatial dispersion* at any frequency, resulting in a permittivity dyadic [3]

$$\underline{\boldsymbol{\varepsilon}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \left[ \boldsymbol{x}_0 \boldsymbol{x}_0 \left( 1 - \frac{k_p^2}{k_0^2 - k_x^2} \right) + \boldsymbol{y}_0 \boldsymbol{y}_0 + \boldsymbol{z}_0 \boldsymbol{z}_0 \right].$$
(2)

The problem of calculating the far field radiated in an arbitrary direction  $(\theta, \phi)$  can be reduced, by means of the reciprocity theorem, to that of calculating the electric field produced at

the source location by a plane wave impinging on the grounded slab from the same direction. This has been done here by means of a transverse network model in which transmission lines associated with TE and TM waves (defined with respect to the wire axis) are coupled through a four-port network associated with the air-slab interface, as shown in Fig. 3(b) (see [8] for the expressions of the relevant network parameters).

In Fig. 3(c) radiation patterns in the principal planes  $\phi = 0^{\circ}$ ,  $\phi = 90^{\circ}$ , and  $\phi = 45^{\circ}$  are presented for a structure as in Fig. 2(a). The results have been calculated at the optimum frequency  $f = f_{opt} = 20.155$  GHz, for which the broadside power density of the corresponding 2D problem involving a line source is maximum. It can be observed that the radiation patterns in the elevation planes shown are almost identical, which demonstrates the possibility to obtain a nearly omnidirectional pencil beam pointing at broadside when exciting the wire-medium slab with a simple dipole source.

#### CONCLUSION

A study of radiation from simple sources embedded in wire-medium slabs has been presented. The two-dimensional case of a line source excitation has allowed us to identify the role of leaky waves in producing highly-directive radiated beams at broadside, using an homogenized model of the metamaterial with a plasma-like dispersive permittivity. Full-wave simulations of the actual periodic structure performed with a moment-method discretization of the relevant electric-field integral equation have confirmed the conclusions reached through the homogeneous model.

The three-dimensional case of a dipole source requires a more sophisticated homogeneous model in which anisotropy and spatial dispersion are taken into account. The reciprocity theorem and a transverse-network model have been employed to calculate the far field radiated by a horizontal electric dipole, showing that at the optimum frequency for maximum broadside power density an almost omnidirectional pencil beam is radiated.

#### References

- J. Brown, "Artificial dielectrics having refractive indices less than unity," *Proc. IEE*, vol. 100, pp. 51–62, May 1953.
- [2] W. Rotman, "Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media," *IRE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-10, pp. 82–95, Jan. 1962.
- [3] P. A. Belov, R. Marquès, S. I. Maslovski, M. Silveirinha, C. R. Simovski, and S. A. Tretyakov, "Strong spatial dispersion in wire media in the very large wavelength limit," *Phys. Rev. B*, vol. 67, pp. 113103-1-113103-4, 2003.
- [4] K. C. Gupta, "Narrow-beam antennas using an artificial dielectric medium with permittivity less than unity," *Electronics Lett.*, vol. 7, pp. 16-18, Jan. 1971.
- [5] G. Poilasne, P. Pouliguen, J. Lenormand, K. Mahdjoubi, C. Terret, and P. Gelin, "Theoretical study of interactions between antennas and metallic photonic bandgap materials," *Microwave Opt. Techn. Lett.*, vol. 15, pp. 384-389, Mar. 1997.
- [6] S. Enoch, G. Tayeb, P. Sabouroux, N. Guerin, and P. Vincent, "A metamaterial for directive emission," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, pp. 213902-1 213902-4, Nov. 2002.
- [7] G. Lovat, P. Burghignoli, F. Capolino, D. R. Jackson, and D. R. Wilton, "Analysis of directive radiation from a line source in a metamaterial slab with low permittivity," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 54, pp. 1017-1030, March 2006.
- [8] P. Burghignoli, G. Lovat, F. Capolino, and D. R. Jackson, "3D directive radiation from horizontal dipole embedded in a homogenized grounded wire-medium slab," *Digest 2006 IEEE Int. Symp. Antennas Propagat.*, Albuquerque, NM, 9-16 July 2006.



**Fig. 1** – (a) Grounded wire-medium slab excited by an infinite electric line source. (b) Low-permittivity homogeneous metamaterial model of the structure in (a). (c) Ray-optic model showing the refractive lensing effect at the top interface. (d) Leaky-wave model showing a propagating leaky mode that is excited by the line source.



**Fig. 2** – (a) Normalized leaky-wave phase  $\beta/k_0$  (gray solid lines) and attenuation  $\alpha/k_0$  (gray dashed lines) constants and power density radiated at broadside for a structure as in Fig. 1(b). Parameters:  $f_p = 20$  GHz, h = 60 mm,  $h_s = h/2$ . (b) Power density radiated at broadside versus frequency: comparisons between full-wave simulations and results obtained with the homogeneous grounded-slab model, for the structure in Fig. 1(a) with N = 6 and N = 4 layers of PEC cylinders. Parameters: a = 0.5 mm, d = 20 mm. Parameters of the homogeneous model: h = Nd,  $f_p = 3.8413$  GHz.



**Fig. 4** – (a) Grounded wire-medium slab excited by a horizontal electric dipole. (b) Transverse network model used in the calculation of the far field radiated by the dipole based on the reciprocity theorem. (c) Normalized radiation patterns for a horizontal electric dipole embedded in a grounded wire-medium slab with *parameters*:  $f_p = 20$  GHz, h = 60 mm,  $h_s = h/2$ , f = 20.155 GHz.

### DIFFRAZIONE DA DIEDRI MULTIPLI: LA SOLUZIONE ANALITICA

P. De Cupis, G. Gerosa

Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università 'La Sapienza' di Roma Via Eudossiana 18, 00184 Roma decupis@mail.die.uniroma1.it; gerosa@mail.die.uniroma1.it

#### Abstract

The analytical solution to the problem of electromagnetic scattering by a set of N coplanar wedges is found by superposing N ensembles of Non-Integer Cylindrical Waves (i.e. products of a non-integer order Bessel function, dependent on the radial abscissa, times an exponential angular factor): the n-th ensemble represents the diffraction originated by the vertex of the n-th wedge. Superposition coefficients are evaluated by imposing the boundary conditions on all the 2N sides of the geometry; on such regard the use of Graf's addition formulas allows us to translate the pole of any cylindrical wave from one vertex to another, so that any side can be treated as a constant azimuth coordinate surface, and then a closed-form radial equations' set is obtained; finally, by projecting such radial equations on the Hilbert functional space defined by the Laguerre Associated Polynomials, an infinite order algebraic system is obtained, which can be computationally truncated for attaining any required accuracy.

### **INTRODUZIONE**

Lo scattering da diedri multipli rappresenta un paradigma fisico-matematico per svariate applicazioni Elettro-Magnetiche (EM) e ottiche; l'ampia letteratura a riguardo si articola prevalentemente su tecniche approssimate, ciascuna adeguata per limitati ambiti dei parametri fisico-geometrici. Di recente è stato proposto un approccio analitico esatto [1], generalizzando la soluzione del diedro singolo espressa in termini di una sovrapposizione discreta di Onde Cilindriche (OC) [2]: per N diedri il campo si sviluppa sovrapponendo altrettanti insiemi di OC, ciascuno centrato sul vertice di un dato diedro; i coefficienti di sviluppo derivano dall'imposizione delle condizioni al contorno sulle N coppie di lati; a tale riguardo le formule di Graf consentono di traslare il polo di ogni OC da un vertice all'altro, sicché ciascun lato viene trattato come superficie coordinata ad azimuth costante; di qui la possibilità di comporre le condizioni di bordo in termini di equazioni radiali in forma chiusa; proiettando queste ultime sullo spazio di Hilbert definito dai Polinomi di Laguerre, nel rif. [1] si otteneva un sistema algebrico risolvente di ordine infinito, il cui troncamento computazionale dava luogo a una soluzione con accuratezza ottimale nella regione prossima ai vertici. In questo lavoro, al fine di migliorare il profilo di accuratezza su domini radiali più ampi, viene proposta la proiezione sullo spazio di Hilbert definito dai Polinomi Associati di Laguerre.

### FORMULAZIONE

Si assuma che il campo EM incidente  $\{E_1, H_1\}_{\mathbf{r},t} = \operatorname{Re}\left\{\overline{F}_1^1, \zeta^{-1}\overline{F}_1^2\right\}_{\mathbf{r},t}$  sia un'onda piana uniforme, invariante lungo l'asse  $\hat{\mathbf{z}}$ , a dipendenza monocromatica dal tempo *t*:

$$\overline{F}_{\mathrm{I}}^{\eta}(\widetilde{\mathbf{r}}) = \mathbf{F}_{\mathrm{I}}^{\eta}(\mathbf{r}) \exp\left[-i\omega t\right]; \ \mathbf{F}_{\mathrm{I}}^{\eta}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{2} A^{j} \mathbf{G}_{j}^{\eta} \left[\exp\left[ic^{-1}\omega(x\cos\theta + y\sin\theta)\right]\right], \ \eta = 1,2; (1)$$

 $A^1, A^2$  sono le ampiezze delle sotto-polarizzazioni  $H^{\hat{z}}$  e  $E^{\hat{z}}$ ;  $G_2^1 = G_1^2 = \hat{z}$ ,  $G_2^2 = -G_1^1 = i\omega^{-1}c\hat{z} \times \nabla$ ;  $\nabla$  è l'operatore nabla rispetto alla variabile spaziale  $\mathbf{r} = x\hat{\mathbf{x}} + y\hat{\mathbf{y}} + z\hat{\mathbf{z}}$ ;  $\{\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}, \hat{\mathbf{z}}\}$  è la terna di versori cartesiani;  $\zeta = (\mu_0 / \varepsilon_0)^{1/2}$ ,  $c = (\mu_0 \varepsilon_0)^{-1/2}$ ;  $\theta$ è l'angolo di incidenza;  $\omega$  è la pulsazione. Applicando l'espansione di Jacobi-Anger [3] all'Eq. (1), il campo incidente può essere riespresso come serie di OC regolari, cfr. [1], i.e. (sia  $J_p$  la funzione di Bessel del primo tipo di ordine p):

$$\mathbf{F}_{1}^{\eta}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{2} A^{j} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \mathbf{G}_{j}^{\eta} \left[ J_{p}(\rho_{0}) \exp[ip\phi_{0}] \exp[ip\theta] \right], \quad \eta = 1, 2; \\ \rho_{0} = \omega c^{-1} \sqrt{x^{2} + y^{2}}, \quad \phi_{0} = \arg[x + iy], (2)$$

Gli *N* diedri co-planari, bi-dimensionali, invarianti lungo  $\hat{\mathbf{z}}$ , hanno pareti Conduttrici Elettriche Perfette (CEP)  $W_n$ ; il vertice del diedro *n*-simo ( $n \in \mathbf{N} = \{1, 2...N\}$ ) è in  $(x_n, y_n)$ [sia  $(x_0, y_0) = (0, 0)$  l'origine degli assi], e le orientazioni dei suoi lati  $\partial W_n^1$  e  $\partial W_n^2$  rispetto a  $\hat{\mathbf{x}}$  sono  $\chi_{1n}$  e  $\chi_{2n}$  ( $\xi_n = \chi_{2n} - \chi_{1n} \in (0, \pi)$  è l'angolo interno), vedi Fig. 1.a. Per rappresentare il campo EM diffratto  $\{E_D, H_D\} = \operatorname{Re}\{\overline{F}_D^1, \zeta^{-1}\overline{F}_D^2\}$  generalizziamo la soluzione del singolo diedro sviluppata nel rif. [2] nel modo seguente, cfr. [1]:

$$\overline{F}_{\mathrm{D}}^{\eta}(\widetilde{\mathbf{r}}) = \mathbf{F}_{\mathrm{D}}^{\eta}(\mathbf{r}) \exp\left[-i\omega t\right]; \mathbf{F}_{\mathrm{D}}^{\eta}(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{2} A^{j} \sum_{n=1}^{N} \sum_{k=0}^{+\infty} \sum_{b=1}^{2} a_{jkbn} \mathbf{G}_{j}^{\eta} \left[ J_{\boldsymbol{V}_{k}}(\boldsymbol{\rho}_{n}) \exp\left[\left(-1\right)^{b} i\boldsymbol{V}_{k}\boldsymbol{\phi}_{n}\right] \right], \ \eta = 1, 2, (3)$$

$$\rho_n = c^{-1}\omega\sqrt{(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2} ; \quad \phi_n = \operatorname{Arg}\left[(x - x_n) + i(y - y_n)\right] - \chi_{2n} \in [0, 2\pi - \xi_n] , (4)$$

ove l'indice OC  $v_{kn} = k\pi/(2\pi - \xi_n)$ , per  $k \in \mathbb{Z}^+, n \in \mathbb{N}$ , è in generale non intero;  $a_{jkbn}$ ,  $b_j = 1,2, k \in \mathbb{Z}^+, n \in \mathbb{N}$ , sono coefficienti da determinarsi imponendo le condizioni di bordo. L'espressione (3) (limitata alla regione di vuoto V fra i diedri) sovrappone insiemi di OC centrati sui diversi vertici; dacché ogni singola OC verifica puntualmente le equazioni di Maxwell omogenee in V, la sovrapposizione (3) è la soluzione del problema di scattering purché essa verifichi la condizione di parete elettrica ai bordi della geometria (sia  $\hat{\mathbf{n}}_m^h(\mathbf{r})$  è il versore normale dello h-esimo lato del diedro m-esimo):

$$\left[\mathbf{F}_{\mathrm{D}}^{1}\left(\mathbf{r}\right)+\mathbf{F}_{\mathrm{I}}^{1}\left(\mathbf{r}\right)\right]\times\hat{\mathbf{n}}_{m}^{h}\left(\mathbf{r}\right)=\mathbf{0},\,\mathbf{r}\in\partial W_{m}^{h},\,m\in\mathbf{N},h=1,2.$$
(5)

Utilizzando le formule di addizione di Graf, cfr. [1] (si ponga  $\chi_{20} = 0$ ),

$$J_{V}(\rho_{n})\exp[(-1)^{b}i\nu\phi_{n}] = \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_{S}(\rho_{m})\exp[(-1)^{b}is\phi_{m}]\gamma_{nmsb}[\nu], m \in \mathbf{N}; n \in \mathbf{N}_{0} = \{0,1,..N\}; n \neq m; b = 1,2 (6)$$
  
$$\gamma_{nmsb}[\nu] = J_{\nu-s}(\sigma_{nm})\exp[(-1)^{b}i\{(\nu-s)\vartheta_{nm} + (s\chi_{2m} - \nu\chi_{2n})\}], m \in \mathbf{N}; n \in \mathbf{N}_{0}; n \neq m; s \in \mathbb{Z}; b = 1,2 (7)$$

 $\sigma_{nm} = c^{-1}\omega\sqrt{(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2}, \ \vartheta_{nm} = \arg\left[(x_n - x_m) + i(y_n - y_m)\right] \in [0, 2\pi), m \in \mathbb{N}; n \in \mathbb{N}_0; n \neq m, (8)$ possiamo riesprimere il campo EM  $\mathbf{E} = \mathbf{F}_{\mathrm{I}}^1 + \mathbf{F}_{\mathrm{D}}^1$  dato dalle Eqq. (2) e (3), in *N* forme equivalenti  $\mathbf{E}(\rho_m, \phi_m), m \in \mathbb{N}$ , ove la *m*-esima impieghi unicamente le coordinate polari  $(\rho_m, \phi_m)$  riferite al vertice del diedro *m*-esimo; quindi, la condizione  $\mathbf{E} \times \hat{\mathbf{n}}_m^h = \mathbf{0}$  ai suoi lati *h*=1 e *h*=2, cioè per  $\phi_m = \phi_{1m} = 0$  e  $\phi_m = \phi_{2m} = 2\pi - \xi_m$ , si esprime nel modo seguente:  $\mathbf{E}(\rho_m, \phi_{hm}) \times \hat{\mathbf{n}}_m^h \equiv 0, \ \forall \rho_m \in [0, +\infty), \ h=1,2.$  (9) Per linearità possiamo trattare separatamente i casi  $E^{\hat{z}} e H^{\hat{z}}$ ; quindi, proiettando le condizioni vettoriali (9) sugli assi coordinati cilindrici, si può ottenere un sistema di condizioni scalari mutuamente indipendenti; per ciascuna polarizzazione, *j*=1,2, si ricavano le seguenti 2*N* equazioni radiali ( $\delta$  è il simbolo di Kronecker), cfr. [1]:

$$U_{jhm}(\rho_{m}) = \sum_{n=1}^{N} \sum_{k=0}^{+\infty} \sum_{b=1}^{2} a_{jkbn} \Psi_{jhm}^{kbn}(\rho_{m}) + \Omega_{jhm}(\rho_{m}) \equiv 0, \forall \rho_{m} \in [0, +\infty), j, h = 1, 2; m \in \mathbb{N}$$
(10)  
$$\Psi_{jhm}^{kbn}(\rho_{m}) = (1 - \delta_{nm}) \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_{s}(\rho_{m}) \{ (-1)^{b} s / \rho_{m} \}^{2-j} \exp[(-1)^{b} is \varphi_{hm}] \gamma_{nmsb} [v_{kn}] + \delta_{nm} J_{v_{kn}}(\rho_{m}) ((-1)^{b} v_{kn} / \rho_{m})^{2-j} \exp[(-1)^{b} iv_{kn} \varphi_{hm}], j, h, b = 1, 2; m, n \in \mathbb{N}; k \in \mathbb{Z}^{+}$$
(11)

$$\Omega_{jhm}(\rho_m) = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} J_s(\rho_m) (s/\rho_m)^{2-j} \exp[is\varphi_{hm}] \exp[ip\theta] \gamma_{0ms2}[p], j, h = 1, 2; m \in \mathbb{N} (12)$$

Un'appropriata 'forma debole' delle condizioni (10) può ottenersi, sostituendo all'ipotesi dell'identica nullità per le  $U_{jhm}(r) \forall r \in \mathbb{R}^+$  quella per le corrispondenti proiezioni  $\breve{U}_{jhm}(r) \doteq \sum_{q=0}^{\infty} \langle U_{jhm}, L_q \rangle L_q(r) \approx U_{jhm}(r)$  rispetto a una base ortogonale discreta  $\{L_q\}_{q\in\mathbb{Z}^+}$  (con  $\langle L_q, L_b \rangle = \delta_{qb}$ ,  $q, b \in \mathbb{Z}^+$ ), i.e.:

$$\vec{U}_{jhm}(r) \equiv 0, \forall r \Leftrightarrow u_{jhmq} = \left\langle U_{jhm}, L_q \right\rangle = 0, \forall q \in \mathbb{Z}^+; \quad j, h = 1, 2; m \in \mathbb{N}$$
(13)

Scegliendo come base i polinomi di Laguerre  $\Theta$ -associati  $\{L_q^{\Theta}(r)\}_{q \in \mathbb{Z}^+}$ ,  $\Theta \in \mathbb{Z}^+$ ,

$$L_q^{\Theta}(r) = \sum_{g=0}^q \zeta_{gq}^{\Theta} r^g , \qquad \zeta_{gq}^{\Theta} = \sqrt{\frac{q}{q+\Theta}} (-1)^g \binom{\Theta+q}{q-g} \frac{1}{g!}, \quad g \le q \in \mathbb{Z}^+ \quad ; \quad (14)$$

la proiezione si attua sullo spazio di Hilbert  $\Phi_{\Theta}$  delle funzioni U definite in  $\mathbb{R}^+$ , con  $\int_0^{\infty} r^{\Theta} \exp[-r] |U(r)|^2 dr < \infty$ , e prodotto Hermitiano  $\langle U, \Upsilon \rangle = \int_0^{\infty} r^{\Theta} \exp[-r] U(r) [\Upsilon(r)]^* dr$ , per  $U, \Upsilon \in \Phi_{\Theta}$ , cfr. [3]. Quindi, con immediati passaggi si ricava il seguente sistema lineare algebrico, le cui soluzioni individuano i coefficienti  $a_{ikbn}$ :

$$u_{jhmq} = \sum_{n=1}^{N} \sum_{k=0}^{+\infty} \sum_{b=1}^{2} a_{jkbn} \psi_{jhmq}^{kbn\Theta} + \overline{\sigma}_{jhmq}^{\Theta} = 0, \ j, h = 1, 2; m \in \mathbb{N}; q \in \mathbb{Z}^{+}$$
(15)

$$\Psi_{jhmq}^{kbn\Theta} = \sum_{g=0}^{q} \zeta_{gq}^{\Theta} \begin{cases} \left(1 - \delta_{nm}\right) \sum_{s=-\infty}^{\infty} \Lambda_{jgb}^{\Theta} \left[s\right] \exp\left[\left(-1\right)^{b} is\varphi_{hm}\right] \gamma_{nmsb} \left[\nu_{kn}\right] + \\ + \delta_{nm} \Lambda_{jgb}^{\Theta} \left[\nu_{kn}\right] \exp\left[\left(-1\right)^{b} i\nu_{kn}\varphi_{hm}\right] \end{cases}, \quad m, n \in \mathbf{N}; k, q \in \mathbb{Z}^{+} \end{cases}, \quad (16)$$

$$\boldsymbol{\varpi}_{jhmq}^{\Theta} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \sum_{g=0}^{q} \zeta_{gq}^{\Theta} s^{2-j} \Lambda_{jg2}^{\Theta} [s] \exp[is\varphi_{hm}] \exp[ip\theta] \gamma_{0ms2}[p], \quad j,h=1,2; m \in \mathbf{N}; q \in \mathbb{Z}^{+}$$
(17)

$$\Lambda_{jgb}^{\Theta}[\tau] = \left\{ \left(-1\right)^{b} \tau \right\}^{2-j} X_{\tau} \left[ g + \left(j-2\right) + \Theta \right] \quad j, b = 1, 2; \quad g \in \mathbb{Z}^{+}$$

$$(18)$$

$$X_{\tau}[u] = \int_{r=0}^{+\infty} r^{u} \exp[-r] J_{\tau}(r) = \frac{\Gamma(\tau+u+1)}{2^{\tau} \Gamma(1+\tau)} {}_{2}F_{1}[\frac{1}{2}(\tau+u+1);\frac{1}{2}(\tau+u+2);1+\tau;-1], (19)$$

ove  $\Gamma$  è la funzione Gamma, mentre  $_2F1$  è la funzione iper-geometrica [1],[3].

La risoluzione numerica del sistema di ordine infinito (15) prevede che l'espansione OC sia troncata entro il range finito  $\mathbb{Z}_{K}^{+} = \{0, 1, ..., K-1\}$  dell'indice k, i.e. che siano considerati solo i  $2 \cdot 2 \cdot K \cdot N$  coefficienti  $a_{jkbn}$  con  $k \in \mathbb{Z}_{K}^{+}$ ,  $n \in \mathbb{N}$ ; j, b = 1, 2; quindi per

ciascuna polarizzazione i = 1, 2 si ottiene un sistema di rango  $2KN \times 2KN$  selezionando dalla (15) le equazioni corrispondenti all'intervallo  $\mathbb{Z}_{K}^{+} = \{0, 1, ..., K-1\}$  dell'indice q. Analogamente, la computazione, secondo le Eqq. (16) e (17), dei coefficienti  $\psi_{jhmq}^{kbn\Theta}$ ,  $\varpi_{jhmq}^{\Theta}$ , per  $j, b, h = 1, 2; q \in \mathbb{Z}_{K}^{+}; m, n \in \mathbb{N}; k \in \mathbb{Z}_{K}$ , va approssimata troncando le somme infinite sugli indici s e p entro intervalli finiti, e.g.  $s \in \mathbb{Z}_s = \{-S \dots 0, \dots S - 1\},\$  $p \in \mathbb{Z}_{P} = \{-P...0, ...P-1\}$ . Siano  $U'_{ihm}(\rho_{m})$  le approssimazioni delle espressioni definite dall'Eq. (10), stante la suddetta procedura di troncamento, i.e.  $\{k, s, p\} \in \mathbb{Z}_{K}^{+} \times \mathbb{Z}_{S} \times \mathbb{Z}_{P}$ ; esse rappresentano l'errore sulla condizione di bordo, poiché in generale le  $U'_{ihm}(\rho_m)$ non sono identicamente nulle; comunque, la completezza della base ortogonale di Laguerre [3] garantisce a priori la seguente proprietà di convergenza:

$$0 = \lim_{K,S,P\to\infty} \left\langle U'_{jhm}, U'_{jhm} \right\rangle = \lim_{K,S,P\to\infty} \int_{0}^{\infty} \exp\left[-r\right] r^{\Theta} \left| U'_{jhm}\left(r\right) \right|^{2} dr , \quad j,h = 1,2; m \in \mathbb{N}$$
(20)

Ne risulta che gli estremi indiciali K, S, P possono essere fissati per mantenere l'errore entro qualsiasi limite. A tale riguardo è strategica la scelta del parametro  $\Theta$ : dall'Eq. (20) risulta evidente come  $\Theta$  controlli la dipendenza radiale del profilo di inaccuratezza; ceteris paribus, ordini minori di  $\Theta$  enfatizzano valori più bassi di ascissa radiale, vedi Fig. 1.b. Se le approssimazioni troncate  $U'_{jhm}(\rho_m)$  forniscono direttamente l'errore ai bordi,  $\{\Delta \mathbf{E}, \Delta \mathbf{H}\}_{\mathbf{r}}$ ,  $\mathbf{r} \in \partial V = \bigcup_{m \in \mathbf{N}}^{h=1,2} [-\partial W_{hm}]$ , esse possono altresì essere impiegate, applicando il Teorema di Reciprocità (cfr. [1]), per estrapolare l'errore della soluzione sull'intero volume di scattering V; invero si ha [2]:

$$\left[\Delta \mathbf{E}, \Delta \mathbf{H}\right]_{\mathbf{r}'} = \bigoplus_{\partial V} dS \hat{\mathbf{n}} \cdot \left[\Delta \mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \left\{-\underline{\underline{G}}_{H}^{e}, \underline{\underline{G}}_{H}^{m}\right\}_{\mathbf{r},\mathbf{r}'} + \Delta \mathbf{H}(\mathbf{r}) \times \left\{-\underline{\underline{G}}_{E}^{e}, \underline{\underline{G}}_{E}^{m}\right\}_{\mathbf{r},\mathbf{r}'}\right], \quad \mathbf{r}' \in V \quad (21)$$

ove  $\underline{G}_{E}^{e}, \underline{G}_{H}^{e}, \underline{G}_{E}^{m}, \underline{G}_{H}^{m}$  sono le appropriate diadi di Green bidimensionali elettriche (pedice 'E') e magnetiche (pedice 'H') relative a un impulso elettrico (apice 'e') e magnetico (apice 'm'), e  $\hat{\mathbf{n}}$  sia il versore normale  $\mathbf{r} \in \partial V$ .



**Fig. 1 a)** La geometria del problema. **b)** Errore  $\overline{\Phi}_R = \max_{V_R} \left[ \left\| \Delta \mathbf{E} \right\|^{1/2} \cdot \left\| \boldsymbol{\zeta}^{-1} \Delta \mathbf{H} \right\|^{1/2} \right]$  estrapolato al dominio  $V_{R} = \left\{ \mathbf{r} \in V : \rho_{m} \in [0, R), m = 1 - M \right\} \text{ vs. } R, \text{ per diversi valori di } K \in \Theta. S = P = 2K \cdot \theta = 0; A^{1} = A^{2} = 1;$  $(x_m, y_m) = (2\pi c / \omega) \cdot (\cos[2\pi m / N], \sin[2\pi m / N]); (\chi_{1m}, \chi_{2m}) = (m - 1/4, m + 1/4) \cdot 2\pi / N, m = 1 - N; N = 9.$ 

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] P. De Cupis, "An analytical solution for electromagnetic wave scattering by multiple wedges", Opt. Comm., Vol. 261, Issue 2, May 2006, pp. 203-208.
- [2] L. Felsen, N. Marcuvitz, Radiation and scattering of Waves, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1973.
- [3] Eric Weisstein, MathWorld A Wolfram Web Resource. http://mathworld.wolfram.com.

### **PROPAGAZIONE E DIFFUSIONE DA CILINDRI DIELETTRICI**

#### M. Lucido, F. Schettino

# DAEIMI, Università di Cassino Via di Biasio 43, 03043 Cassino (FR) lucido@unicas.it

#### Abstract

Aim of this work is the analysis of natural modes of dielectric waveguides and of the scattering of plane waves by homogeneous and isotropic dielectric cylinders with polygonal cross-section in a homogeneous isotropic medium. By introducing equivalent surface electric and magnetic currents, the boundary integral equations are obtained. The Galerkin method in the spectral domain with expansion functions factorizing the dominant edge behaviors of the unknowns is applied to reduce the system of integral equations to symmetric infinite-matrix equations the elements of which are single integrals that can be efficiently evaluated. In such a way the integral operator is discretized and analytically regularized thus leading to a fast converging method.

#### INTRODUZIONE

La propagazione in guide dielettriche e lo scattering da cilindri dielettrici è da tempo oggetto di studio. Un metodo utilizzato nel caso di cilindri omogenei in mezzo omogeneo consiste nell'esprimere i campi in funzione di sorgenti fittizie superficiali poste in corrispondenza della discontinuità tra i due mezzi. Imponendo la continuità delle componenti tangenziali dei campi alla discontinuità si ottiene un Sistema lineare di Equazioni Integrali (SEI). Diversi sono i metodi che consentono di ricondurre il SEI ad un sistema di equazioni lineare ed algebrico. In generale essi non garantiscono la convergenza alla soluzione esatta ed, in ogni caso, la convergenza è lenta in presenza di spigoli essendo limitate le funzioni di espansione generalmente utilizzate.

In questo lavoro ci si propone di studiare in modo efficiente la propagazione in guida dielettrica e lo scattering da cilindro dielettrico entrambi omogenei, isotropi ed a sezione poligonale, immersi in un mezzo omogeneo ed isotropo. A tal fine il SEI viene risolto utilizzando il metodo di Galerkin con una base ortogonale di funzioni che fattorizzano gli andamenti di bordo dominanti delle densità di corrente incognite [1-2]. Ciò consente di ottenere assieme la discretizzazione e la regolarizzazione analitica dell'operatore integrale originale garantendo, pertanto, la convergenza rapida del metodo [3-5].

### FORMULAZIONE DEL PROBLEMA

Si consideri un cilindro dielettrico omogeneo ed isotropo a sezione poligonale con L lati e generatrici parallele all'asse z, immerso in un mezzo omogeneo ed isotropo. Si supponga che l'andamento dei campi con z sia del tipo  $e^{-jk_z z}$  e si definisca un sistema di coordinate sull'i-sima faccia del tipo  $(x_i, y_i, z)$  con origine nel punto medio ed  $y_i$  ortogonale alla faccia stessa.

Siano

$$\underline{J}_{i}(x_{i}) = \hat{y}_{i} \times \left(\underline{H}_{1} + \underline{H}_{inc}\right)_{y_{i}=0} = -\hat{y}_{i} \times \underline{H}_{2}|_{y_{i}=0}, \underline{J}_{mi}(x_{i}) = -\hat{y}_{i} \times \left(\underline{E}_{1} + \underline{E}_{inc}\right)|_{y_{i}=0} = \hat{y}_{i} \times \underline{E}_{2}|_{y_{i}=0}$$
(1)

con i = 1, 2, ..., L, dove  $(\underline{E}_h, \underline{H}_h)$  è il campo diffuso all'esterno (h = 1) ed all'interno (h = 2) del cilindro dielettrico, e  $(\underline{E}_{inc}, \underline{H}_{inc})$  è il campo incidente. Procedendo analogamente a quanto riportato in [4], è facile dimostrare che il potenziale vettore magnetico nei due mezzi ha un'espressione del tipo

$$\underline{A}_{h}(x, y, z) = (-1)^{h} j \frac{\mu_{h}}{2} e^{-jk_{z}z} \sum_{i=1}^{L} \int_{-\infty}^{+\infty} \underbrace{\widetilde{J}}_{i}(u) \frac{e^{-j|y_{i}|\sqrt{k_{h}^{2}-k_{z}^{2}-u^{2}}}}{\sqrt{k_{h}^{2}-k_{z}^{2}-u^{2}}} e^{-jux_{i}} du$$
(2)

dove  $\underline{\widetilde{J}}_i(u)$  è la trasformata di Fourier della densità di corrente elettrica sull'i-simo lato,  $k_h$  è il numero d'onda e  $\mu_h$  la permeabilità magnetica del mezzo h. Un'analoga espressione si ottiene per il potenziale vettore elettrico  $\underline{F}_h(x, y, z)$  pur di sostituire  $\underline{\widetilde{J}}_i(u)$  con  $\underline{\widetilde{J}}_{mi}(u)$  e  $\mu_h$  con  $\varepsilon_h$  (permittività dielettrica). I campi diffusi nei due mezzi possono essere espressi in funzione delle sorgenti superficiali attraverso le relazioni

$$\underline{\underline{F}}_{h} = -j\omega\underline{\underline{A}}_{h} + \frac{\nabla\nabla\cdot\underline{\underline{A}}_{h}}{j\omega\varepsilon_{h}\mu_{h}} - \frac{1}{\varepsilon_{h}}\nabla\times\underline{\underline{F}}_{h}, \ \underline{\underline{H}}_{h} = -j\omega\underline{\underline{F}}_{h} + \frac{\nabla\nabla\cdot\underline{\underline{F}}_{h}}{j\omega\varepsilon_{h}\mu_{h}} + \frac{1}{\mu_{h}}\nabla\times\underline{\underline{A}}_{h}.$$
(3)

Il SEI si ottiene imponendo le condizioni di continuità delle componenti tangenziali dei campi elettrici e magnetici sulla superficie di discontinuità, ossia,

$$\hat{y}_{j} \times \left(\underline{E}_{1} + \underline{E}_{inc} - \underline{E}_{2}\right)|_{y_{j}=0} = 0, \ \hat{y}_{j} \times \left(\underline{H}_{1} + \underline{H}_{inc} - \underline{H}_{2}\right)|_{y_{j}=0} = 0 \quad \text{per} \quad \left|x_{j}\right| \le a_{j} \tag{4}$$

con j = 1, 2, ... L, dove  $2a_i$  è la larghezza della j-sima faccia.

# SOLUZIONE PROPOSTA

Poiché il metodo che si intende applicare è quello di Galerkin con funzioni di base che fattorizzano gli andamenti di bordo dominanti, possibili espansioni per le componenti trasverse e longitudinali delle densità di corrente elettrica e magnetica sono

$$\bar{J}_{iz}(x_i) = \sum_{n=0}^{+\infty} J_n^{iz} \varphi_n^{(\alpha_i^z, \beta_i^z)}(x_i/a_i),$$
(5)

$$\overline{J}_{ix_{i}}(x_{i}) = \left[J_{-2}^{ix_{i}} \frac{1}{a_{i}\sqrt{2}} + J_{-1}^{ix_{i}} \frac{B_{(1+x_{i}/a_{i})/2}(\beta_{i}^{x_{i}}, \alpha_{i}^{x_{i}})}{a_{i}\xi_{-1}^{(\alpha_{i}^{x_{i}}, \beta_{i}^{x_{i}})}}\right] \prod(x_{i}/a_{i}) + \sum_{n=0}^{+\infty} J_{n}^{ix_{i}}\varphi_{n}^{(\alpha_{i}^{x_{i}}, \beta_{i}^{x_{i}})}(x_{i}/a_{i})$$
(6)

per i = 1, ..., L, dove  $\underline{J}_i(\cdot)$  è la generica densità di corrente sul lato i-simo,

$$\varphi_n^{(\alpha,\beta)}(x/c) = (1-x/c)^{\alpha} (1+x/c)^{\beta} \frac{P_n^{(\alpha,\beta)}(x/c)}{c\xi_n^{(\alpha,\beta)}} \prod(x/c) \quad \text{per} \quad n \ge 0,$$
(7)

 $B_z(\beta, \alpha) \in P_n^{(\alpha,\beta)}(\cdot)$  sono rispettivamente la funzione beta incompleta e il polinomio di Jacobi di ordine *n* e i parametri  $\alpha, \beta > -1$  sono da scegliere in modo da fattorizzare gli andamenti di bordo dominanti delle correnti longitudinali o delle derivate delle correnti trasverse sugli spigoli adiacenti ad uno stesso lato,  $\Pi(\cdot)$  è la funzione finestra rettangolare e le  $\xi_n^{(\alpha,\beta)}$  sono opportune costanti di normalizzazione. Le funzioni di base sono analiticamente trasformabili secondo Fourier con trasformate esprimibili in termini di funzioni ipergeometriche confluenti di prima specie [4]. È possibile verificare che la matrice di scattering ottenuta imponendo la continuità delle correnti trasverse sugli spigoli dielettrici e proiettando su funzioni di test identiche a quelle di base è simmetrica per la reciprocità. Inoltre i coefficienti di tale matrice sono sempre riconducibili ad integrali singoli che possono essere efficacemente calcolati sottraendo opportunamente all'integrando il proprio andamento asintotico all'infinito ed osservando che l'integrale del contributo accelerante è sempre valutabile analiticamente.

## **RISULTATI NUMERICI**

In figura 1 sono riportati gli andamenti delle densità di corrente sulla superficie di un cilindro dielettrico a sezione triangolare nel caso di un'onda piana incidente ortogonalmente all'asse del cilindro (incidenza TM). I risultati, ottenuti utilizzando 8 funzioni di espansione al fine di ottenere un errore di troncamento normalizzato minore di 10<sup>-3</sup> [4], sono in buon accordo con quelli forniti da CST Microwave Studio. Tuttavia il confronto sulla corrente longitudinale elettrica mostra una certa difficoltà di CST a ricostruire le singolarità del campo. Le figure 2 e 3 riportano le curve di dispersione per i modi propagativi fondamentali in guide dielettriche a sezione triangolare equilatera e rettangolare ottenute con solo 4 funzioni di espansione essendo la variazione della costante di propagazione normalizzata inferiore a 0.025% passando da 4 a 7 funzioni di espansione. Come atteso i risultati presentati sono in ottimo accordo alle frequenze più basse con quelli ottenuti in [6] espandendo i campi in armoniche cilindriche ed alle frequenze più alte con quelli ottenuti in [7] con il metodo degli elementi finiti.

### CONCLUSIONI

È stato presentato un metodo accurato ed efficiente per lo studio della propagazione in guide dielettriche e dello scattering da cilindri dielettrici omogenei in mezzo omogeneo come dimostrano i confronti con CST Microwave Studio e la letteratura. Il metodo è già stato applicato a cilindri chiusi di conduttore elettrico perfetto [4,5] e allo studio di cilindri aperti [8]. Possibili generalizzazioni sono l'estensione a problemi cilindrici in presenza di mezzi stratificati e l'introduzione di cilindri a sezione curvilinea con spigoli e di mezzi con perdite e/o anisotropi.

### **BIBLIOGRAFIA**

- G.A. Greenberg, "On a Method of Solving the Fundamental Problem of Electrostatics and Allied Problems," Part 1, *Zh. Exp. Teor. Fiz.*, Vol. 8, (1938), 221-252, Part 2, *Zh. Exp. Teor. Fiz.*, Vol. 9, (1939), 725-728.
- [2] G.I. Makarov and A.V. Osipov, "Structure of Meixner's Series," *Radiophysics and Quantum Electronics*, Vol. 29, (1986), 554-549.
- [3] A.I. Nosich, "The Method of Analytical Regularization in Wave-Scattering and Eigenvalue Problems: Foundations and Review of Solutions," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, Vol. 41, (1999), 34-49.
- [4] M. Lucido, G. Panariello, F. Schettino, "Analysis of the Electromagnetic Scattering by Perfectly Conducting Convex Polygonal Cylinders," *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, Vol. 54, (2006), 1223-1231.
- [5] M. Lucido, G. Panariello, F. Schettino, "Electromagnetic Scattering by Concave Polygonal Section Cylinders," *APS 2006*, Albuquerque, 9-14 July 2006.
- [6] J.E. Goell, "A Circular Harmonic Computer Analysis of Rectangular Dielectric Waveguides," *The Bell System Tech. Journal*, Vol. 48, (1969), pp. 2133-2160.
- [7] M. Koshiba and K. Inoue, "Simple and Efficient Finite-Element Analysis of Microwave and Optical Waveguides," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 40, (1992), 371-377.
- [8] M. Lucido, G. Panariello, F. Schettino, "Scattering from Perfectly Conducting Open Cylinders," *MMS 2006*, Genova, 19-21 September 2006.



Figura 1: densità di corrente elettrica longitudinale normalizzata (a sinistra) e densità di corrente magnetica trasversa normalizzata (a destra) per incidenza TM.  $\varepsilon_{r1} = 1$ ,  $\varepsilon_{r2} = 2$ ,  $\mu_{r1} = \mu_{r2} = 1$ ,  $\overline{AB} = \lambda_1$ ,  $\overline{BC} = \lambda_1/2$ ,  $\overline{CA} = 3\lambda_1/\pi$  e  $\phi = \pi/3$ .



Figura 2: curva di dispersione del modo  $E_{11}^{y}$  in guida dielettrica a sezione triangolare equilatera.  $n_1 = 1.0$  e  $n_2 = 1.5$ .



Figura 3: curve di dispersione dei modi  $E_{11}^x$  e  $E_{11}^y$  in guida dielettrica a sezione rettangolare.  $n_1 = 1.0$  e  $n_2 = 1.5$ .

# SCATTERING DI IMPULSI ELETTROMAGNETICI DA OGGETTI CILINDRICI SEPOLTI

F. Frezza<sup>§</sup>, P. Martinelli<sup> $\stackrel{\circ}{\sim}$ </sup>, L. Pajewski<sup> $\stackrel{\circ}{\sim}$ </sup> e G. Schettini<sup> $\stackrel{\circ}{\sim}$ </sup>

<sup>§</sup> Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università "La Sapienza" Via Eudossiana 18, 00184 Roma
<sup>☆</sup> Dipartimento di Elettronica Applicata, Università degli Studi "Roma Tre" Via della Vasca Navale 84, 00146 Roma schettini@uniroma3.it

### Abstract

In this paper, we study the scattering from buried perfectly-conducting cylinders of an incident pulsed plane-wave, with a rather general time-domain shape. The solution to the scattering problem is carried out in the spectral domain by using a full-wave technique, next we reconstruct the scattered field in the time domain by means of an appropriate set of data sampled from its spectrum. The basis of the theoretical approach is presented. Numerical results are reported and commented on.

# INTRODUZIONE

Lo studio dello scattering elettromagnetico da oggetti dielettrici e conduttori sepolti può essere affrontato con diverse tecniche, nei domini della frequenza e del tempo. In [1] è stato proposto un metodo spettrale *full-wave* per risolvere il problema dello scattering di un'onda piana da un insieme finito di cilindri conduttori sepolti in un semispazio dielettrico. In questo lavoro presentiamo un'estensione al caso di onda piana impulsata, con forma generica nel dominio del tempo, e riportiamo alcuni risultati numerici.

# ANALISI TEORICA

Per studiare lo scattering di un'onda piana impulsata da oggetti cilindrici sepolti estendiamo la tecnica proposta in [1]: si tratta di un metodo analitico-numerico, nel dominio della frequenza, per la soluzione del problema di scattering di un'onda piana monocromatica da un insieme finito di cilindri conduttori sepolti in un semispazio dielettrico. Dopo aver calcolato i campi diffratti nel dominio della frequenza si ricostruisce il segnale nel dominio del tempo a partire da un numero finito ed opportuno di campioni del suo spettro.

La nostra tecnica nel dominio spettrale fornisce risultati accurati in regione vicina e lontana, per qualsiasi stato di polarizzazione, ed è applicabile per arbitrarie dimensioni degli oggetti e distanza tra gli ostacoli e la superficie di interfaccia ariaterreno. Il campo diffratto dai cilindri viene rappresentato in termini di sovrapposizione di onde cilindriche; si fa uso dello spettro in onde piane di tali onde per trattare la loro riflessione e trasmissione attraverso l'interfaccia tra aria e terreno. Si introducono opportune funzioni cilindriche riflesse e trasmesse, i cui integrali spettrali vengono risolti numericamente mediante opportune tecniche di integrazione adattive Gaussiane ed algoritmi di accelerazione della convergenza. Teniamo in considerazione tutte le interazioni tra cilindri e le riflessioni multiple con l'interfaccia. La validità del metodo è stata confermata da vari confronti con risultati della letteratura; la tecnica è stata applicata alla caratterizzazione di scenari di interesse per applicazioni georadar.

Supponiamo che la dipendenza temporale dell'onda piana ad impulso breve, banda ultra-larga e ampiezza  $G_0$ , sia del tipo [2]

$$g(\tau - \underline{\mathbf{n}} \cdot \underline{\mathbf{\rho}}) = G_0 e^{-\frac{(\tau - \underline{\mathbf{n}} \cdot \underline{\mathbf{\rho}})}{2}} \left[ e^{\frac{1}{2}} \cos(\tau - \underline{\mathbf{n}} \cdot \underline{\mathbf{\rho}}) - 1 \right]$$

dove  $\tau=\omega_0 t$  (t è il tempo,  $\omega_0=k_0c_0$  una pulsazione di riferimento,  $k_0$  il corrispondente numero d'onda nel vuoto e  $c_0$  la velocità della luce nel vuoto), <u>n=k/k\_0 (k</u> è il vettore dell'onda piana incidente alla pulsazione  $\omega_0$ ), <u>p=k\_0r</u> (<u>r</u> è il vettore che individua il punto di osservazione). L'andamento del nostro impulso al variare di  $\tau$  è riportato in figura 1(a) quando <u>n</u>·<u>p</u>=0: il suo valore massimo è g(0),  $|g(\tau)|$  decresce non monotonamente all'aumentare di  $\tau$ . Essendo g(4)≈-6 10<sup>-4</sup> g(0) possiamo considerare l'impulso approssimativamente di durata finita, supponendolo nullo oltre  $\tau$ =4. L'espressione dello spettro del campo incidente è data da

$$G(\psi) = G_0 \frac{\sqrt{2\pi}}{\omega_0} e^{-\frac{\psi^2}{2}} [\cosh(\psi) - 1] e^{j\underline{n}\cdot\psi\underline{p}}$$

dove  $\psi = \omega/\omega_0$  ed il suo andamento in frequenza è graficato in figura 1(b) quando <u>n</u>·<u>p</u>=0. Il suo valore massimo è G(1.5411) e possiamo trascurare il contenuto dello spettro oltre  $\psi=6$ . Con una scelta appropriata di  $\omega_0$  si può regolare la banda del segnale. Nella figura 1(b) abbiamo riportato anche i campioni che si possono impiegare per recuperare l'andamento temporale dell'impulso incidente: il risultato di tale ricostruzione è mostrato in figura 1(c) ed è essenzialmente coincidente con la curva di figura 1(a).



**Figura 1** – (a) Andamento temporale dell'impulso incidente (b) Spettro dell'impulso incidente e campioni (c) Ricostruzione dell'impulso nel tempo.

#### **RISULTATI NUMERICI**

Consideriamo un cilindro sepolto perfettamente conduttore, come schematizzato in figura 2. Ci concentreremo sulla risposta transitoria: l'andamento del campo scatterato

trasmesso  $V_{st}$  [1] in un intervallo temporale che tenga conto della durata dell'impulso incidente e della sua propagazione da un punto di riferimento all'ostacolo e fino al punto di osservazione. La risposta transitoria contiene la maggior parte dell'energia scatterata e tutte le informazioni su dimensione e posizione dell'oggetto sepolto.



Figura 2 – Geometria di riferimento per lo scattering da un cilindro perfettamente conduttore sepolto.

In figura 3 è riportato V<sub>st</sub> quando il raggio del cilindro è a=2 cm, le coordinate normalizzate dell'asse del cilindro sono  $\eta_s=0$  e  $\chi_s=0.32k_0$ ,  $\omega_0=30c_0$ , l'indice di rifrazione del semispazio dielettrico in cui è sepolto l'oggetto è  $n_1=(\epsilon_1/\epsilon_0)^{1/2}=1.5$ , la polarizzazione è TE e -<u>n</u>·<u>r</u>/c<sub>0</sub>=1 ns. Sono mostrati gli andamenti in funzione del tempo di V<sub>st</sub> negli intervalli in cui esso assume valori non nulli. L'istante nel quale è centrato il picco di ampiezza maggiore corrisponde alla somma dei tempi di propagazione, alla velocità della luce, da un punto di riferimento, al punto più vicino dell'ostacolo, fino poi allo stesso punto di riferimento (che coincide dunque con il punto di osservazione):

$$\mathbf{t}_0 = -\frac{\underline{\mathbf{n}} \cdot \underline{\mathbf{r}}}{\mathbf{c}_0} + \frac{2\left(\frac{\boldsymbol{\chi}_s}{\mathbf{k}_0} - \mathbf{a}\right)\mathbf{n}_1}{\mathbf{c}_0}$$

Si riscontra la presenza di picchi successivi, di ampiezza di volta in volta minore, centrati in  $t=t_{0m}$ , con m=1,2,3,... e

$$\mathbf{t}_{0m} = -\frac{\underline{\mathbf{n}} \cdot \underline{\mathbf{r}}}{\mathbf{c}_0} + \frac{2m\left(\frac{\boldsymbol{\chi}_s}{\mathbf{k}_0} - \mathbf{a}\right)\mathbf{n}_1}{\mathbf{c}_0}$$

Essi corrispondono alle riflessioni multiple tra cilindro ed interfaccia piana aria/terreno; si noti come la loro forma ricordi quella dell'impulso incidente.

Nell'andamento di  $V_{st}$  sono presenti ulteriori picchi, legati alla dimensione dell'oggetto sepolto (il raggio a) e dovuti probabilmente alle cosiddette *creeping waves* [3] guidate dalla superficie curva del cilindro: essi sono dunque connessi alla propagazione del segnale dal punto di riferimento all'ostacolo, intorno al cilindro a velocità propria della creeping wave e più lenta di quella della luce, ed infine dal cilindro indietro fino al punto di riferimento.



La figura 4 è analoga alla 3 ma la polarizzazione è TM<sup>(y)</sup>, a=5 cm e  $\chi_s=0.35k_0$ .

**Figura 3** – Campo scatterato-trasmesso V<sub>st</sub> in funzione del tempo quando la polarizzazione è TE<sup>(y)</sup>, a=2 cm,  $\eta_s=0$ ,  $\chi_s=0.32k_0$ ,  $\omega_0=30c_0$ ,  $n_1=(\epsilon_1/\epsilon_0)^{1/2}=1.5$ ,  $-\underline{n}\cdot\underline{r}/c_0=1$ ns.



**Figura 4** – Come in figura 3, quando la polarizzazione è  $TM^{(y)}$ , a=5 cm e  $\chi_s$ =0.35k<sub>0</sub>.

# CONCLUSIONI

In questo lavoro si è presentato un metodo per studiare lo scattering di un'onda piana impulsata da parte di oggetti cilindrici sepolti. Il problema viene risolto nel dominio spettrale, facendo uso di una tecnica full-wave. Si torna poi al dominio del tempo mediante campionamento.

Sono stati riportati e commentati alcuni risultati numerici. Il metodo può essere impiegato nell'ambito di applicazioni georadar [4], in procedure per l'estrazione di informazioni, dal campo misurato, riguardanti forma e posizione di oggetti sepolti.

### **BIBLIOGRAFIA**

[1] M. Di Vico, F. Frezza, L. Pajewski e G. Schettini, "Scattering by a finite set of perfectly conducting cylinders buried in a dielectric half-space: a spectral-domain solution", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 53, pp. 719-727, 2005.

[2] L. Carin e L. B. Felsen, Eds., *Ultra-Wideband, Short-Pulse Electromagnetics II*, New York: Plenum, 1995.

[3] L. B. Felsen e N. Marcuvitz, *Radiation and scattering of waves*, New York: IEEE Press, 1994.

[4] D. J. Daniels, Surface-Penetrating Radar, London: IEE, 1996.

# MULTISTRATI DIELETTRICI A GEOMETRIA FRATTALE PER FILTRI A BANDA STRETTA SINTONIZZABILI

F.Chiadini\*, V.Fiumara\*\*, I.Gallina\*\*\*, I.M.Pinto\*\*\*, A.Scaglione\*

\* D.I.I.I.E., Università di Salerno via Ponte don Melillo , 84084 Fisciano (SA) *(fchiadini@unisa.it)* 

\*\*D.I.F.A., Università della Basilicata

\*\*\* Dipartimento di Ingegneria, Università del Sannio, Benevento

### Abstract

Comparison between filtering properties of perturbed-periodic and Cantor multilayers is performed. Cantor multilayers are shown to exhibit better selectivity and to be easily tunable.

### **INTRODUZIONE**

Negli ultimi anni sono apparsi in letteratura diversi lavori riguardanti la realizzazione di filtri a banda stretta, per applicazioni prevalentemente a frequenze ottiche, basati su multistrati dielettrici periodici perturbati mediante l'inserzione di difetti (strati con indice di rifrazione diverso da quello degli strati costituenti la struttura periodica). La presenza del difetto provoca la comparsa di uno stretto picco di trasmittività nella banda proibita esibita dal multistrato periodico non perturbato. Tale proprietà (defect mode) conferisce alla struttura interessanti proprietà filtranti [1].

Proprietà simili si osservano nei multistrati dielettrici realizzati seguendo la costruzione frattale di Cantor, il cui spettro esibisce diverse regioni proibite separate da stretti picchi di trasmittività [2].

In questo lavoro confrontiamo le proprietà filtranti delle strutture periodiche perturbate e delle strutture frattali analizzandone lo spettro di trasmissione, nel caso di onda piana incidente normalmente, mediante il metodo delle matrici caratteristiche [3]. Dimostriamo che i multistrati di Cantor presentano caratteristiche nettamente migliori in termini di larghezza di banda, a parità del numero di strati e di materiali utilizzati. Mostriamo inoltre che, inserendo un opportuno difetto nella struttura frattale, si riesce a controllare facilmente la posizione spettrale dei picchi di trasmittività conservandone le ottime proprietà filtranti [4]. Il nostro lavoro, quindi, porta a concludere che i multistrati dielettrici di Cantor sono potenzialmente migliori dei multistrati periodici perturbati per la realizzazione di filtri sintonizzabili a banda stretta.

### MULTISTRATI PERIODICI PERTURBATI E FRATTALI DI CANTOR

La risposta elettromagnetica di una qualsiasi struttura dielettrica multistrato può essere calcolata applicando il metodo delle matrici caratteristiche [3]. Nel caso di un'onda piana incidente normalmente, la matrice caratteristica dello strato i-esimo è data da:

$$\underline{\underline{M}}_{i} = \begin{bmatrix} \cos(\beta_{0}d_{i}) & \frac{j}{p_{i}}\sin(\beta_{0}d_{i}) \\ jp_{i}\sin(\beta_{0}d_{i}) & \cos(\beta_{0}d_{i}) \end{bmatrix}$$
(1)

dove  $\beta_0$  è la costante di propagazione nel vuoto, e  $d_i$  e  $p_i = \sqrt{\varepsilon_i/\mu_0}$  sono rispettivamente la lunghezza ottica e l'ammettenza caratteristica dello strato.

Il coefficiente di trasmissione del multistrato  $\tau$  può essere espresso usando la formula

$$\tau = \frac{2p_{in}}{(M_{11} + M_{12}p_{out})p_{in} + (M_{21} + M_{22}p_{out})}$$
(2)

dove  $M_{kj}$  (k,j=1,2) sono gli elementi della matrice caratteristica complessiva del multistrato  $\underline{M} = \underline{M}_1 \underline{M}_2 \cdots \underline{M}_N$ ,  $\underline{M}_1$  è la matrice caratteristica del primo strato attraversato dall'onda piana,  $p_{in}$  e  $p_{out}$  sono le ammettenze caratteristiche dei mezzi all'esterno del multistrato adiacenti rispettivamente al primo e all'ultimo strato.

Consideriamo prima un multistrato dielettrico periodico realizzato ripetendo N volte una cella elementare costituita da due strati dielettrici con indice di rifrazione  $n_A$  e  $n_B$ , e lunghezza  $l_A$  e  $l_B$ , tali che  $n_A l_A = n_B l_B = \lambda_0/4$ . E' noto che la risposta elettromagnetica di tali strutture esibisce bande di trasmissione proibite centrate alle frequenze  $f_k = (2k-1)f_0$ , dove k è un intero positivo e  $f_0 = c/\lambda_0$ . Consideriamo ora la geometria mostrata in fig.1a, ottenuto inserendo all'interno del multistrato periodico un difetto costituito da uno strato con indice di rifrazione  $n_C$  ( $n_C \neq n_A$ ,  $n_C \neq n_B$ ) e lunghezza  $l_C$ . In fig.2 è riportato lo spettro di trasmittività del multistrato perturbato, inserito tra due semispazi con indice di rifrazione  $n_l = n_r = n_B$ , nel caso  $l_C = \lambda_0/(4n_C)$  e N=15, in un intorno di  $f_0=198.96$  THz. Si può osservare che la presenza del difetto provoca la comparsa di un picco di trasmittività (defect mode) all'interno della banda proibita esibita dal multistrato in assenza della perturbazione. Le simulazioni effettuate hanno dimostrato che la frequenza centrale del picco dipende dallo spessore del difetto  $l_C$ .

Lavori recentemente apparsi in letteratura hanno evidenziato alcune proprietà dei multistrati periodici perturbati sopra descritti, proponendo queste strutture per la realizzazione di filtri a banda stretta, potenzialmente utili, per esempio, nei sistemi di comunicazione ottica WDM (Wavelength Division Multiplexing) [1,5].

Una risposta elettromagnetica analoga a quella dei multistrati periodici perturbati può essere ottenuta usando un multistrato frattale di Cantor [2]. Una tale struttura può essere realizzata seguendo la costruzione triadica di Cantor riferita ai cammini ottici degli strati. In tale procedura si parte da uno strato dielettrico (iniziatore) con indice di rifrazione  $n_A$  e iterativamente si applica un'operazione elementare (generatore) che comporta la sostituzione di un'opportuna frazione centrale I/R degli strati di indice  $n_A$  con uno strato di indice  $n_B$  di pari lunghezza ottica. Ad ogni iterazione dell'operazione di generazione corrisponde uno stadio di crescita del frattale. Una descrizione dettagliata della costruzione triadica di Cantor è riportata in [2]. In fig.1b è mostrato un multistrato di Cantor allo stadio di crescita M=2, con R=3. Lo spettro di trasmittività in frequenza di queste strutture ha periodo  $2f_C=3^M c/L$ , dove L è la lunghezza ottica totale [2].

In fig.3 è mostrato lo spettro di trasmittività del frattale di Cantor allo stadio di crescita M=4 in un intorno di  $f_C=193.10$  THz. Si noti che allo stadio M=4 il frattale di Cantor è costituito dallo stesso numero di strati (31) del periodico perturbato la cui risposta è riportata in fig.2. Nella regione centrale dello spettro riportato in fig.3 sono presenti tre bande proibite separate da due picchi di trasmittività a banda molto stretta. La lunghezza ottica L del frattale è stata scelta in maniera tale che il picco a frequenza più elevata abbia frequenza centrale  $f_0=198.96$  THz. Le proprietà filtranti delle due strutture sopra descritte possono essere analizzate valutando il fattore di merito a 3-dB del picco di trasmittività  $Q=2f_0/\Delta f$ , dove  $\Delta f$  è la larghezza di banda a 3 dB. In fig.4 è riportato il fattore di merito per il multistrato frattale e per quello periodico perturbato, al variare di  $n_A$ , fissati  $n_l=n_r=n_B$ . Il comportamento del periodico perturbato è stato analizzato considerando diversi valori dell'indice di rifrazione del difetto. La curva riportata in figura si riferisce al caso  $n_C=3.5$ ; altri valori di  $n_C$ non hanno prodotto risultati significativamente differenti. E' evidente che il multistrato frattale esibisce proprietà filtranti migliori rispetto alla struttura periodica con difetto. Tutte le simulazioni effettuate variando i parametri delle due strutture hanno confermato tale evidenza, dimostrando che l'uso della geometria frattale comporta un significativo vantaggio rispetto alle geometrie periodiche perturbate finora proposte in letteratura, a parità del numero di strati e di materiali impiegati.

## MULTISTRATI DI CANTOR PERTURBATI

Consideriamo ora un multistrato di Cantor costruito usando mezzi dielettrici con indici di rifrazione  $n_A$  e  $n_B$ , perturbato inserendo nella sua zona centrale uno strato con indice di rifrazione  $n_D$  e spessore  $l_D$ . Contrariamente a quanto avviene per i multistrati periodici, in questo caso la perturbazione non causa la comparsa di un "defect mode" ma provoca la traslazione in frequenza dello spettro di trasmittività, come illustrato in fig.5. L'entità della traslazione può essere controllata agendo su  $n_D$  e  $l_D$ . Lo studio estensivo e la caratterizzazione completa di tale fenomeno è riportata in [4], dove si è mostrato che la variazione della risposta elettromagnetica della struttura risulta essere più sensibile a variazioni dello spessore del difetto. A titolo di esempio, consideriamo qui il caso in cui il difetto sia costituito da uno strato di aria. In fig.6 è riportata la traslazione in frequenza del picco di trasmittività a frequenza più alta di fig.3 in funzione dello spessore del difetto costituito da aria. I parametri del multistrato sono stati scelti in maniera tale che la banda coperta dalla traslazione (188.31-198.96 THz) corrisponda alla banda assegnata ai sistemi di trasmissione a portante ottica DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing) secondo lo standard ITU-T G.692, che prevede 234 frequenze portanti distanziate di 50 GHz. In fig.6 è inoltre riportata la larghezza di banda a 3-dB (FWHM -Full Width Half Maximum) del picco di trasmittività in funzione dello spessore dello strato di aria. La FWHM del filtro da noi proposto si mantiene al di sotto di 46.6 GHz.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] Z.Wang *et al.*, Structural fabrication and defect-dependent optical transmission of dielectric multilayer films, J. Crystal Growth, vol. 275 (2005), 209-214.
- [2] F. Chiadini, V.Fiumara, I.M.Pinto, A.Scaglione, Self-scaling properties of the reflection coefficient of Cantor prefractal multilayers, Microw. Optical Tech. Lett., vol. 37 (2003), 339-343
- [3] M. Born, E. Wolf, 'Principles of Optics', Cambridge University Press, 1980.
- [4] F.Chiadini, V.Fiumara, A,Scaglione, Transmission properties of perturbed optical Cantor multilayers, J. Appl. Phys., in stampa.
- [5] Z.Wang *et al.*, Selectable-frequency and tunable-Q perfect transmissions of electromagnetic waves in dielectric heterostructures, Appl. Phys. Lett., vol.84 (2004), 3969-3671.



**Figura 1**: (**a**): multistrato periodico perturbato ( $n_C \neq n_A$ ,  $n_C \neq n_B$ ), (**b**): multistrato di Cantor (M=2, R=3);



**Figura 3**: trasmittività di un multistrato di Cantor ( $n_A=2.17$ ,  $n_B=n_l=n_r=1.46$ , M=4).



**Figura 5**: trasmittività di un multistrato di Cantor perturbato con  $l_D$ =50nm,  $n_D$ =2.5 (linea tratteggiata) e in assenza di difetto (linea continua);  $n_A$ =2.17,  $n_B$ = $n_l$ = $n_r$ =1.46, M=4.



**Figura 2**: trasmittività di un multistrato periodico (15 periodi) perturbato ( $n_4$ =2.17,  $n_B=n_l=n_r=1.46, n_C=2.5$ ).



**Figura 4**: fattore di merito per il multistrato frattale (linea continua) e per il periodico perturbato (linea tratteggiata). al variare di  $n_A$ .



**Figura 6**: traslazione in frequenza (linea continua) e FWHM (linea tratteggiata) in funzione dello spessore del difetto ( $n_D=1$ ).

# SCATTERING BY A PLANAR JUNCTION BETWEEN TWO LOSSY SLABS IN RADIOPROPAGATION ENVIRONMENTS

D. Di Napoli, F. Ferrara, C. Gennarelli, G. Riccio D.I.I.I.E. - Università di Salerno, via Ponte Don Melillo, 84084 Fisciano (Salerno)

### Abstract

A method is here proposed for predicting the field scattered by a planar junction between two penetrable lossy slabs having different features. The Geometrical Optics response is attained by extending the approach developed by Burnside and Burgener for lossless slabs. The diffraction contribution is evaluated by using a Physical Optics approximation of the equivalent surface currents densities induced by an incident plane wave and by performing a uniform asymptotic evaluation of the resulting radiation integral. Several numerical simulations are presented to demonstrate the validity of the proposed technique.

### **INTRODUCTION**

As well-known, ray tracing is considered as the preferred approach for the coverage prediction of both micro- and picocellular networks. Unlike existing macrocellular prediction tools, those based on ray tracing require a much more detailed description of the urban environment for properly taking into account the reflection, transmission and diffraction properties of building structures. In particular, high frequency wave propagation through building walls is a complex process affected by several parameters such as the electrical properties of the wall material (brick, concrete, block masonry, etc.), the incident angle, and the presence of windows, which can be treated as a sequence of two planar junctions (see [1] for reference). In order to efficiently solve this propagation phenomenon, it is very important to understand the scattering related to the canonical problem of one planar junction between two lossy dielectric slabs. Obviously, a solution for this last problem can be applied also in other radio propagation environments, as the automotive one.

The aim of this work is to propose a solution for the above canonical problem in the case of a linearly polarized plane wave normally incident on the structure (see Fig. 1). It is based on the extension of the Burnside and Burgener's method [2] to determine the Geometrical Optics (GO) response of the junction, and on the development of the corresponding Uniform Asymptotic Physical Optics (UAPO) solution for predicting the diffraction contribution. Its resulting analytical expression is given in terms of the Uniform Geometrical Theory of Diffraction (UTD) transition function [3] and is easy to handle and to implement as subroutine also in complex computer codes.



### **GO FIELD PREDICTION MODEL**

A planar junction of two penetrable nonmagnetic lossy slabs having different geometric and electric characteristics is here considered. A linearly polarized plane wave is assumed to be orthogonally incident on the junction from a direction  $\phi_0$ . Since the scattering problem does not depend on the z coordinate, the resulting two-dimensional problem is considered in the plane z = 0 from this point on. The observation point P is identified by the polar coordinates  $\rho, \phi$ . The space surrounding the junction is divided in four regions by the reflection ( $RSB, \phi = \pi - \phi_0$ ) and transmission ( $TSB, \phi = \pi + \phi_0$ ) shadow boundaries. Accordingly, the GO field  $\underline{E}^{GO} = E^{GO} \hat{z}$  is so determined:

$$E^{GO} = \begin{cases} E^{i} + E^{r_{1}} & 0 < \phi < \pi - \phi_{0} \\ E^{i} + E^{r_{2}} & \pi - \phi_{0} < \phi < \pi \\ E^{t_{2}} & \pi < \phi < \pi + \phi_{0} \\ E^{t_{1}} & \pi + \phi_{0} < \phi < 2\pi \end{cases}$$
(1)

where

$$E^{l} = E_{0} \exp\left(jk_{0}\rho\cos(\phi - \phi_{0})\right)$$
<sup>(2)</sup>

is the incident field,

$$E^{r_1} = R_1 E_0 \exp(jk_0\rho\cos(\phi + \phi_0)); \qquad E^{r_2} = R_2 E_0 \exp(jk_0\rho\cos(\phi + \phi_0))$$
(3)

are the fields reflected by slab 1 and 2, respectively, and

$$E^{t_1} = T_1 E_0 \exp(jk_0\rho\cos(\phi - \phi_0)); \qquad E^{t_2} = T_2 E_0 \exp(jk_0\rho\cos(\phi - \phi_0))$$
(4)

are the fields transmitted through slab 1 and 2, respectively. In the above expressions,  $k_0$  is the free-space wavenumber,  $E_0$  denotes the electric field at the origin,  $R_1(R_2)$  and  $T_1(T_2)$  are the reflection and transmission coefficients related to slab 1(2), respectively. An extension of the Burnside and Burgener's method [2] to lossy slabs is here adopted

An extension of the Burnside and Burgener's method [2] to lossy slabs is here adopted for evaluating such coefficients. Since each slab is a lossy material, it must be taken into account that the transmitted field in the slab attenuates in the direction perpendicular to the incident face, whereas the phase propagates in a direction depending on the incident angle and the constitutive parameters of the slab [4]. The presence of the other face originates multiple reflection and transmission contributions. Accordingly, it results:

$$R = \frac{R_0 \left[ 1 - \left( P_{da} P_{att} \right)^2 P_a \right]}{1 - \left( P_{da} P_{att} \right)^2 P_a R_0^2}; \qquad T = \frac{\left( 1 - R_0^2 \right) P_{da} P_{att} P_t}{1 - \left( P_{da} P_{att} \right)^2 P_a R_0^2}$$
(5)

wherein the reflection coefficient  $R_0$  related to the incident face is:

$$R_0 = \frac{\cos\vartheta^i - \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\vartheta^i}}{\cos\vartheta^i + \sqrt{\varepsilon_r - \sin^2\vartheta^i}}$$
(6)

It depends on the standard incidence angle  $\vartheta^i$ , and the complex permittivity  $\varepsilon_r$  of the considered slab. Moreover,

$$P_{da}P_{att} = \exp\left(-j\beta_{eq}l\right)\exp\left(-\alpha_{eq}d\right)$$
(7)

where  $\beta_{eq}$  and  $\alpha_{eq}$  are the equivalent phase and attenuation factors, respectively, related to the propagation through the slab [4], and  $l = d/\cos \vartheta^t$ , d being the thickness of the considered slab and  $\vartheta^t$  being the angle between the propagation and attenuation directions. In addition,

$$P_a = \exp\left(j2k_0 l\sin\vartheta^i\sin\vartheta^t\right); \qquad P_t = \exp\left(-jk_0 l\cos\left(\vartheta^i - \vartheta^t\right)\right)$$
(8)

in which  $P_a$  represents the phase delay factor associated with the shift in the exit location after a double internal reflection, and  $P_t$  is a phase factor to refer the transmitted field phase to the front face of the slab.

#### **UAPO DIFFRACTED FIELD**

UAPO solutions have been recently developed for efficiently solving many diffraction problems. They have been obtained by using a PO approximation of the equivalent surface current densities induced by an incident field on the illuminated faces of the structure and by accomplishing a uniform asymptotic evaluation of the corresponding radiation integral. Every time such solutions have been applied, they are resulted to be simple to implement in an efficient computer code and accurate when compared with numerical and measured data available in literature.

For the considered canonical problem, the field diffracted by the planar junction is evaluated by summing the diffraction contributions (see [5] as reference for the method of evaluation) due to the edges of the slabs 1 and 2, thus obtaining:

$$\underline{E}^d = \left(E_1^d + E_2^d\right)\hat{z} \tag{9}$$

$$E_{1}^{d} = E_{0} \left[ \left( 1 - T_{1} - R_{1} \right) \sin \phi_{0} - \left( 1 - T_{1} + R_{1} \right) \sin \phi \right] \cdot F_{t} \left( 2k_{0}\rho \cos^{2} \left( \left( \phi \pm \phi_{0} \right)/2 \right) \right) \exp \left( -j\left( \pi/4 + k_{0}\rho \right) \right) / \left( 2\sqrt{2\pi k_{0}\rho} \left( \cos \phi + \cos \phi_{0} \right) \right)$$
(10)

$$E_{2}^{d} = E_{0} \left[ \left( 1 - T_{2} - R_{2} \right) \sin(\pi - \phi_{0}) - \left( 1 - T_{2} + R_{2} \right) \sin(\pi - \phi) \right] \cdot F_{t} \left( 2k_{0}\rho \cos^{2} \left( \left( (\pi - \phi) \pm (\pi - \phi_{0}) \right) / 2 \right) \right) \cdot \exp\left( -j(\pi/4 + k_{0}\rho) \right) / \left( 2\sqrt{2\pi k_{0}\rho} \left( \cos(\pi - \phi) + \cos(\pi - \phi_{0}) \right) \right) \right)$$
(11)

where + (–) sign applies if  $0 < \phi < \pi$  ( $\pi < \phi < 2\pi$ ).

#### NUMERICAL EXAMPLES

The reported results refer to a junction formed by brick wall (slab 1 with d = 0.3 m and  $\varepsilon_r = 4 - j0.23$ ) and glass (slab 2 with d = 0.01 m and  $\varepsilon_r = 5 - j10^{-11}$ ). In all the reported figures, the field is computed on the circular path having the radius equal to five times the wavelength at f = 1800 MHz. Figure 2 refers to  $\phi_0 = \pi/3$ . In particular, the GO response and the UAPO diffracted field are independently plotted in Fig. 2a). As can be seen, the diffraction term amplitude presents peaks in correspondence of the GO field discontinuities and this, as expected, allows one to compensate such discontinuities, as shown in Fig. 2b). Therefore, the total field amplitude is continuous throughout, including across the transmission and reflection shadow boundaries. Same considerations can be made about the results in Fig. 3, which are relevant to  $\phi_0 = 5\pi/6$ .

#### REFERENCES

- [1] B. De Backer, H. Borjeson, D. De Zutter, F. Olyslager, "Propagation mechanism for UHF wave transmission through walls and windows," IEEE Trans. Veh. Technol., vol. 52, no. 5, pp. 1297-1307, 2003.
- [2] W.D. Burnside, K.W. Burgener, "High frequency scattering by a thin lossless dielectric slab," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. AP-31, no. 1, pp. 104-110, 1983.
- [3] R.G. Kouyoumjian, P.H. Pathak, "A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfect conducting surface," Proc. IEEE, vol. 62, no. 11, pp. 1448-1461, 1974.
- [4] C.A. Balanis, Advanced engineering electromagnetics, Wiley, 1989.
- [5] C. Gennarelli, G. Pelosi, G. Riccio, G. Toso, "Diffraction by an anisotropic dielectric half-plane: a uniform asymptotic PO solution," IEEE Trans. Antennas Propagat., vol. 49, no. 12, pp. 1624-1627, 2001.



Fig. 2: a) Magnitudes of GO and UAPO contributions, and b) of the total field.  $\phi_0 = \pi/3$ .



a)

Fig. 3: a) Magnitudes of GO and UAPO contributions, and b) of the total field.  $\phi_0 = 5\pi/6$ .

This work was supported in part by MIUR COFIN 2005099984 002 (PRIN-2005)

### **COMPLEX SOURCE INCREMENTAL THEORY OF DIFFRACTION**

A. Polemi, M. Albani, G. Carluccio, A. Toccafondi, S. Maci

Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Siena Via Roma 56, 53100 Siena polemale@dii.unisi.it

#### Abstract

The effectiveness of Gaussian Beams (GBs) to efficiently represent arbitrarily shaped antenna radiation patterns has been widely demonstrated in literature [1][2]. GBs are solution of Maxwell equations only in the paraxial region but they are deeply concerned with the concept of the Complex Source Point (CSP) [3], whose field is Maxwellian throughout the space (also outside the paraxial region), as can be easily inferred via an analytic continuation of the source point Green's function when the source position is allowed to be complex [4]. Such a GBs/CSPs representation can be used within a ray code to predict the interaction between antenna and the actual environment, if standard diffraction formulations are extended to the CSP case, i.e., when the illuminating source is treated as a CSP. The CSP extension of ray techniques like Geometrical Theory of Diffraction (GTD) and its uniform version (UTD) [5] appears to be substantially more problematic that that of incremental ray incremental theories, such as Physical Theory of Diffraction (PTD) [6], Incremental Length Diffraction Coefficient (ILDC) [7] and Incremental Theory of Diffraction (ITD) [8]. In this paper we analyze this CSP extension of discrete and incremental ray techniques, with particular reference to the ITD formulation.

#### **INTRODUCTION**

As well known, the GTD/UTD is a ray-based diffraction theory which gives a description of the diffracted field in terms of rays, emanating from a diffraction point located on the scattering objects. The diffraction point locations on the structure are calculated using a ray tracing, dictated by the minimum path Fermat principle; then, a field contribution is associated with each ray by resorting to a canonical problem which fits the actual structure at the diffraction point. Conversely PTD/ILDC/ITD distributes incremental current/field contributions along the structure and construct the diffracted field by superposing the contribution is again calculating invoking the high-frequency localization principle, and resorting to a locally fitting canonical problem. The superposition is performed via a numerical integration, which substitutes the ray tracing operation and, although generally more time consuming, can overcome some GTD/UTD impairments usually associated with edge caustic problems. When one performs the analytical continuation of the UTD wedge canonical solution, the diffracted field can be written in the typical UTD format

$$\underline{\underline{E}}^{d}(r) = \underline{\underline{D}}(\widetilde{L}, \phi, \widetilde{\phi}', \beta, \beta') \underline{\underline{E}}^{i}(Q_{D}) A(r, \widetilde{r}')$$
(1)

only when  $\beta'$  is real. In this case the diffracted field admits a clear interpretation as a ray arising from the diffraction point  $Q_D$  on the edge for which  $\beta = \beta'$ . Indeed in (1), primed/unprimed coordinates refer to source/observation point (see Figure 1(a)),  $\tilde{L}$  is the UTD distance factor,  $\underline{D}$  is the dyadic diffraction coefficient and  $\underline{E}^i(Q_D)$  is the

incident field at the diffraction point  $Q_D$  [5]. Complex parameters are tagged with a tilde. When also  $\beta' \rightarrow \tilde{\beta}'$  becomes complex, such an interpretation is no longer possible, unless resorting to a "complex ray tracing"; i.e., by determining a ray coming from a complex diffraction point whose geometrical interpretation is definitely no more straightforward. This aspect can be a strong drawback when applying UTD formulas to implement ray-tracing algorithms, where the estimate of diffraction points must be performed at first. Conversely, this drawback does not appear when one performs the analytic continuation of an incremental theory. PTD/ILDC/ITD contributions are readily calculated allowing geometrical source coordinates to be complex and by integrating them on the structure edges, as usual. In this paper we address the question whether the CSP extension of the UTD and ITD techniques still provide analogous result on the wedge canonical problem (where UTD is available). Furthermore we try to test ITD for CSP to a more arbitrary structure such as a circular perfectly conducting disc.

#### FORMULATION

Referring to the canonical problem in Figure 1(a), a complex source point is considered as the elementary source. The ITD solution for the incremental diffracted field (refer to [8] for mathematical details in the real case) can be obtained as

$$\begin{bmatrix} dE_{\beta}^{d}(P) \\ dE_{\phi}^{d}(P) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} D_{e}(\widetilde{v},\phi,\widetilde{\phi}') & 0 \\ 0 & D_{h}(\widetilde{v},\phi,\widetilde{\phi}') \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\beta'}^{i}(Q_{l}) \\ E_{\phi'}^{i}(Q_{l}) \end{bmatrix} \frac{e^{-jkr}}{2\pi r}$$
(2)

where the  $dE^{d}_{\beta,\phi}(P)$  increment will be integrated along the locally tangent canonical problem to produce the total diffracted field as  $\underline{E}^{d}(P) = \int_{-\infty}^{\infty} d\underline{E}^{d}(P)$ . In (2),  $D_{e,h}(\widetilde{\nu},\phi,\widetilde{\phi}')$ are the soft (e) and hard (h) diffraction coefficients, calculated as  $D_{e,h}(\widetilde{\nu},\phi,\widetilde{\phi}') = D_{2}(\widetilde{\nu},\widetilde{\Phi}^{-}) \mp D_{2}(\widetilde{\nu},\widetilde{\Phi}^{+})$  with  $\widetilde{\Phi}^{\pm} = \phi \pm \widetilde{\phi}'$ , where

$$D_{2}(\widetilde{\nu},\chi) = \frac{1}{4} \left[ \frac{\cos(\chi/2)}{\cos(\widetilde{\nu}/2) - \sin(\chi/2)} + \frac{\cos(\chi/2)}{\cos(\widetilde{\nu}/2) + \sin(\chi/2)} \right]$$
(3)

and  $\tilde{\nu} = -j \log \left[ \frac{1 - \cos \beta}{\sin \beta} \frac{1 + \cos \tilde{\beta}'}{\sin \tilde{\beta}'} \right]$ . All the geometric parameters appearing throughout

this paragraph are now complex, and explicit expressions are not given here for lack of space. If we assume y' > 0, the incremental field becomes singular for certain values of  $\beta$  and  $\phi$ . In particular, by setting  $\tau = \tan \beta'/2$ :

$$\beta_{1} = 2 \tan^{-1} \left[ \tau \mid e^{\operatorname{Im}\widetilde{\phi}^{\dagger}} \right] \phi_{1} = \pi + \operatorname{Re}\widetilde{\phi}^{\dagger} - \operatorname{Arg}[\tau]; \quad \beta_{2} = 2 \tan^{-1} \left[ \tau \mid e^{-\operatorname{Im}\widetilde{\phi}^{\dagger}} \right] \phi_{2} = \pi + \operatorname{Re}\widetilde{\phi}^{\dagger} + \operatorname{Arg}[\tau]; \quad \beta_{3} = 2 \tan^{-1} \left[ \tau \mid e^{-\operatorname{Im}\widetilde{\phi}^{\dagger}} \right] \phi_{3} = \pi - \operatorname{Re}\widetilde{\phi}^{\dagger} + \operatorname{Arg}[\tau]; \quad \beta_{4} = 2 \tan^{-1} \left[ \tau \mid e^{-\operatorname{Im}\widetilde{\phi}^{\dagger}} \right] \phi_{4} = \pi - \operatorname{Re}\widetilde{\phi}^{\dagger} - \operatorname{Arg}[\tau]$$

$$(4)$$

Each of these couples of angles identify a half-line, branching from each edge increment. The first two couples,  $(\beta_1, \phi_1)$  and  $(\beta_2, \phi_2)$ , identify two half-line defining two Incident Shadow Boundary Surfaces (ISBSs), respectively  $S_1$  and  $S_2$  in Figure

2(b). While the other two couples,  $(\beta_3, \phi_3)$  and  $(\beta_4, \phi_4)$ , identify two half-line belonging to two Reflection Shadow Boundary Surfaces (RSBSs), respectively  $S_3$  and  $S_4$  in Figure 2(b). With reference to the incident field (the same conclusions can be inferred for the reflected field as well) it can be seen that between  $S_1$  and  $S_2$  (*Region 2* and *Region 3*) only half of the incident field is present, contrarily to what happen in standard real source GO field description. While, inside Region 4, no incident field is present, as usual beyond a GO ISBS. Thus, the GO field can be finally written as

$$\overline{E}^{GO}(P) = \begin{cases} \overline{E}^{i}(P) + \overline{E}^{r}(P) & \text{if } 0 < \phi < \phi_{4} \\ \overline{E}^{i}(P) + \frac{1}{2}\overline{E}^{r}(P) & \text{if } \phi_{4} \le \phi \le \phi_{3} \\ \overline{E}^{i}(P) & \text{if } \phi_{3} < \phi < \phi_{1} \\ \frac{1}{2}\overline{E}^{i}(P) & \text{if } \phi_{1} \le \phi \le \phi_{2} \\ 0 & \text{if } \phi_{2} < \phi < 2\pi \end{cases}$$
(5)

The total field is constructed by adding the ITD diffracted field, obtained by the integration process, i.e.  $\overline{E}^{tot}(P) = \overline{E}^{GO}(P) + \overline{E}^{d}(P)$ .



Figure 1. (a) Reference geometry of the canonical problem. Perfectly conducting half plane illuminated be a complex source point. (b) Branching of the ISBS from an edge illuminated by a CSP.

#### NUMERICAL RESULTS

Here, some numerical results are shown to demonstrate the effectiveness of the present formulation. Referring to the configuration of Figure 1(a), a z-directed dipole is placed at  $(x', y', z') = (r', \beta', \phi')$ , and it is moved in the complex plane through the transformation  $x' = r' \sin \beta' \cos \phi' - jb \sin \beta_b \cos \phi_b$ ,  $y' = r' \sin \beta' \sin \phi' - jb \sin \beta_b \sin \phi_b$  and  $z' = -r' \cos \beta' - jb \cos \beta_b$  which transforms the source from isotropic to directive, whit a gaussian profile. The directivity of the returned beam is related to the factor b; greater is b, more directive is the beam, and viceversa. The beam pointing is regulated by the angles  $\phi_b$  and  $\beta_b$  (see inset of Figure 2(a)). As a first investigation, we compare the UTD and ITD solutions, for a test case where the source is located at  $r' = 2\lambda, \phi' = \beta' = 90^\circ$  and the beam is pointing with  $b = 2\lambda, \phi_b = 260^\circ, \beta_b = 90^\circ$ . The

observation is performed at a distance of  $r = 4.5\lambda$ . Figure 2(a) shows the good agreement between the two solutions, even if the SBs estimates are quite different. For UTD diffracted field they come out from the study of the Fresnel function argument [9], while for the ITD they arise directly from the integration procedure. This suggests again that in the UTD solution for a CSP some basic behaviours need to be more investigated. These aspects will be discussed during the oral presentation. Finally, in order to apply the ITD solution to the case of a finite object, the scattering from a perfectly conducting circular disc is shown in Figure 2(b). The inset shows the relevant geometry. A horizontal dipole (*y*-*z* plane) is placed at a distance of  $h = 2.5\lambda$  from a disc with radius  $a = 2.5\lambda$ . The beam points towards the disc, with  $b = \lambda, \phi_b = 0, \beta_b = 160^\circ$ . The observation is made at a distance of  $r = 5.75\lambda$  on the *y*-*z* plane. This particular configuration underlines the branching of the reflection and incidence SBSs (see the inset), and the consequent right compensation provided by the diffracted field. Further results will be shown during the oral presentation.



Figure 2. Normalized co-polar component of the electric field (a) Comparison with UTD solution. (b) Application of the ITD process to a circular PEC disc.

#### REFERENCES

- [1] J. J. Maciel, L. B. Felsen, "Systematic Study of Fields due to Extended Apertures by Gaussian Beam Discretization," *IEEE Trans. on Antennas and Propag.*, vol. 37, n. 7, pp. 884-892, July 1989
- [2] H.-T. Chou, P. Pathak, "Fast Gaussian beam based synthesis of shaped reflector antennas for contoured beam applications" *IEEE Proc. Microwaves, Antennas and Propagation*, vol. 151, n.1, pp. 13-20, Feb. 2004
- [3] S. H. Shyn, L. B. Felsen, "Gaussian Beams in Anisotropic Media," *Applied Physics*, Springer-Verlag, n.5, pp.239-250, 1974
- [4] G. Deschamps, "Gaussian Beams as a Bundle of Complex Rays," *Electronics Letters*, Vol. 7, pp. 684-685, 1971
- [5] R. G. Kouyomjian, P. H. Pathak, "A uniform geometrical theory of diffraction for an edge in a perfectly conducting surface," *Proc. of the IEEE*, vol. 62, pp. 1448-1461, 1974
- [6] P. Ya. Ufimtsev, "Method of edge waves in the Physical Theory of Diffraction," Air Force System Command, *Foreign Tech. Div.*, Document ID No. FTD-HC-23-259-71, 1971
- [7] K.M. Mitzner, "Incremental Length Diffraction Coefficients," *Tech. Rep.*, No. AFAL-TR-73-296, April 1974
- [8] R. Tiberio, A. Toccafondi, A. Polemi, S. Maci, "Incremental theory of diffraction: a new-improved formulation", *IEEE Trans. on Antennas and Propag.*, vol. 52, n. 9, pp. 2234-2243, Sept. 2004
- [9] A. C. Green, H. L. Bertoni, and L. B. Felsen, "Properties of the shadow cast by a half-screen when illuminated by a Gaussian beam," *J. Opt. Soc. Amer.*, vol. 69, n. 11, pp. 1503–1508, Nov. 1979

# ANALISI DI SENSIBILITA' PER LA STIMA DELL'ALTEZZA DI EDIFICI DA IMMAGINI SAR

Giorgio Franceschetti, Raffaella Guida, Antonio Iodice, Daniele Riccio, Giuseppe Ruello

Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni, Università di Napoli "Federico II", Via Claudio 21, 80125 Napoli {gfrance; rafguida; iodice; dariccio; ruello}@unina.it

### Abstract

In the last years, new approaches for feature extraction from high resolution SAR images have been presented. One of them is the deterministic approach for building height retrieval from double reflection contribution on SAR images of urban areas. Actually, promising results can be guaranteed only if a high aprioristic knowledge of involved radar and scene parameters is available, but this requirement is not always satisfied. For this reason, here we investigate the influence of an imperfect knowledge of the scene on the final result of building height estimation. In particular, by means of sensitivity analyses and simulation examples, the influence on the height retrieval of an error on the knowledge of the angle between the building wall and the radar flight trajectory is investigated and discussed.

# INTRODUZIONE

Di recente sono stati presentati approcci innovativi per l'estrazione di parametri geometrici ed elettromagnetici da immagini SAR ad elevata risoluzione. Tra questi si colloca l'approccio deterministico [1] per la stima dell'altezza di edifici dal contributo di riflessione doppia in immagini SAR di aree urbane. I risultati promettenti sono però garantiti se si possiede una accurata conoscenza della scena indagata. Risulta evidente che non è sempre possibile soddisfare tale requisito. Pertanto, in questi casi, è indispensabile tentare di estrarre dall'immagine stessa le informazioni necessarie. Naturalmente questa operazione è intrinsecamente affetta da errore sia che si proceda in maniera semi-automatica (assistiti dal calcolatore), sia che ci si affidi esclusivamente all'operatore umano.

In questo lavoro ci proponiamo di studiare l'influenza esercitata da una imperfetta conoscenza della scena osservata sulla stima dell'altezza degli edifici da contributo di riflessione doppia secondo l'approccio presentato in [1].

Essendo molteplici i parametri influenti, ma non potendo prenderli tutti in considerazione in questa sede per ovvie esigenze di brevità, abbiamo concentrato l'attenzione su un parametro in particolare, ossia sull'angolo  $\varphi$  formato dalle pareti degli edifici con la traiettoria di volo del sensore.

Nella Sezione I è brevemente ripresa la relazione che vede coinvolti l'altezza degli edifici e l'angolo  $\varphi$  attraverso il contributo di riflessione doppia alla sezione radar. Nella stessa sezione viene quindi illustrata la metodologia adoperata nell'analisi di sensibilità.

Nella Sezione II sono mostrati i risultati ottenuti con l'uso del simulatore e sono commentati i limiti dell'approccio insieme ai campi di applicabilità.

#### I. STIMA DELL'ALTEZZA DI EDIFICI

In [1] è stato dimostrato che, almeno in linea teorica, è possibile estrarre l'altezza degli edifici da parametri radiometrici misurabili sulle immagini SAR di aree urbane. Uno di questi è il contributo di riflessione doppia alla sezione radar. In particolare, se alla frequenza di lavoro siamo nelle ipotesi per applicare l'approssimazione di Ottica Geometrica (GO) al calcolo del segnale radar retrodiffuso dall'edificio, è possibile trovare la seguente relazione tra l'altezza dell'edificio h e i parametri del radar e della scena osservata [1]:

$$h = \frac{\sigma^{\circ} \cdot 8\pi^{2} \cos^{2} \vartheta \cdot \sigma^{2} \left(-2/L^{2}\right)}{\left|S_{pq}\right| \tan \vartheta \cos \varphi \left(1 + \tan^{2} \vartheta \sin^{2} \varphi\right)} \exp\left[\frac{\tan^{2} \vartheta \sin^{2} \varphi}{2\sigma^{2} \left(-2/L^{2}\right)}\right] = f(\varphi, \cdot), \qquad (1)$$

dove  $\sigma^{\theta}$  è la sezione radar,  $\theta$  è l'angolo di vista,  $\sigma$  ed *L* sono, rispettivamente, la deviazione standard e la lunghezza di correlazione del processo aleatorio che descrive il profilo microscopico del terreno,  $S_{pq}$  è il generico elemento della matrice di scattering, con *p* e *q* ad indicare la polarizzazione orizzontale (H) o verticale (V).

Ora, supponiamo di conoscere perfettamente tutti i parametri presenti in (1) ad eccezione dell'angolo  $\varphi$  noto a meno di un errore  $\Delta \varphi$ . Come conseguenza di ciò, l'altezza *h* dell'edificio sara' anch'essa nota con un errore  $\Delta h$  dato da:

$$\Delta h = \frac{\partial f}{\partial \varphi} \Delta \varphi \tag{2}$$

con

$$\frac{\partial f}{\partial \varphi} = \frac{h}{\left|S_{pq}\right|} \cdot \left\{ -\frac{S_{pq}}{\left|S_{pq}\right|^{2}} \cdot \frac{\partial S_{pq}}{\partial \varphi} + \tan \vartheta - \frac{\operatorname{sen} 2\varphi \tan^{2} \vartheta}{1 + \tan^{2} \vartheta \operatorname{sen}^{2} \varphi} + \operatorname{sen} 2\varphi \right\}.$$
(3)

Sebbene il calcolo della derivata in (3) non sia del tutto sviluppato è possibile notare il legame di proporzionalità diretta tra l'altezza dell'edificio e l'errore  $\Delta h$ , ossia quanto più è elevato l'edificio tanto più peserà sulla stima della sua altezza un errore sulla conoscenza dell'angolo  $\varphi$ . A questo punto è necessario conoscere la polarizzazione in trasmissione e ricezione per proseguire nello sviluppo della derivata in (3). Nonostante il calcolo si mostrasse molto articolato, per completezza lo abbiamo comunque derivato almeno in polarizzazione HH; tuttavia l'espressione finale ricavata si presenta così complicata da scoraggiarne l'uso per una stima dell'errore derivato su h da una imperfetta conoscenza di  $\varphi$ .

Per questo motivo, abbiamo preferito proseguire empiricamente l'analisi di sensibilità, aiutati cioè da esempi di simulazione, consci del fatto che tale metodologia se da un lato si presenta senza dubbio più agevole dell'analisi teorica dall'altro non sempre conduce a conclusioni generali. La Sezione II illustra i passi di questo approccio alternativo e ne commenta i risultati.

## II. ANALISI DI SENSIBILITA'

Consideriamo un suolo rugoso sul quale siano posti tre edifici descritti dallo stesso modello geometrico adottato in [1]. Per il radar si assumano i parametri tipici di un sensore da aereo con una frequenza di 1.282 GHz, funzionante in polarizzazione HH. Supponiamo che gli edifici abbiano altezze rispettivamente di 10, 20 e 30 metri e che i muri formino un angolo  $\varphi$  con la direzione di volo del sensore. La Figura 1 mostra una



delle tipiche immagini simulate in coordinate azimut x e slant range r relative alla scena appena descritta. Nel caso in Figura 1 l'angolo  $\varphi$  è stato assunto pari a 35°. Negli esempi di simulazione abbiamo fatto variare  $\varphi$  da un minimo di 15° ad un massimo di 40° con passo di 5° (colonna 1 in Tabella I) e abbiamo proceduto in tre diversi modi per l'estrazione dell'altezza. In ciascuno si sono sempre supposte note le altezze di due edifici per stimare quella di 20m del palazzo centrale al fine di calibrare radiometricamente l'immagine SAR. Inizialmente, l'altezza dell'edificio centrale è stata estratta in assenza di errore su  $\varphi$ . I relativi risultati sono riportati nella colonna 2 della Tabella I. In una seconda fase abbiamo supposto di non conoscere l'angolo  $\varphi$  e abbiamo provato a ricavarlo dalle immagini in coordinate azimut e slant range con l'espressione:

$$\varphi = tg^{-1} \left[ \frac{d_y}{d_x} \right] , \quad d_y = \frac{d_r}{sen\vartheta}$$

$$\tag{4}$$

dove  $d_r$  e  $d_x$  rappresentano le lunghezze dei segmenti indicati in Figura 2 e, in particolare,  $d_r$  è la proiezione di  $d_y$  nel piano di coordinate azimut e slant range. I valori estratti di  $\varphi$  e le relative altezze sono riportate, rispettivamente nelle colonne 3 e 5 della Tabella I. Osservando questi risultati si nota che l'angolo  $\varphi$  è solitamente sovrastimato ma di un'entità abbastanza variabile sebbene inferiore a 7° nel 95% dei casi (colonna 4 in Tabella I). Infatti, un'analisi statistica mostra un errore medio sulla stima di  $\varphi$  di 3.4° con una deviazione standard di 3.1°. In realtà, come si vede dalla (4), essendo questa stima fortemente legata alla risoluzione sia in azimut che in slant range dell'immagine, rispettivamente di 2.57m e 4.84m nelle simulazioni considerate, è ragionevole credere che sia suscettibile di miglioramento con la ormai imminente disponibilità di sensori ad elevata risoluzione.

φ	<i>h</i> [m]	<i>e</i> [m]	$\boldsymbol{\varphi}_1, \boldsymbol{\varphi}_2, \boldsymbol{\varphi}_3$	$\Delta arphi_1, \Delta arphi_2, \Delta arphi_3$	<i>h</i> [m]	<i>e</i> [m]
15°	18.38	-1.62	19.5°; 21.8°; 17.6°	4.5°; 6.8°; 2.6°	19.93	-0.07
20°	23.25	3.25	26.6°; 24.0°; 19.5°	6.6°; 4.0°; -0.5°	22.32	2.32
25°	18.87	-1.13	27.4°; 29.8°; 26.6°	2.4°; 4.8°; 1.6°	20.66	0.66
30°	19.79	-0.21	29.8°; 29.8°; 34.7°	-0.2°; -0.2°; 4.7°	18.79	-1.21
35°	20.71	0.71	36.1°; 38.7°; 41.7°	1.1°; 3.7°; 6.7°	21.56	1.56
40°	19.95	-0.05	51.5°; 40.2°; 41.1°	11.5°; 0.2°; 1.1°	16.31	-3.69

### Tabella I

Questi primi risultati permettono due considerazioni sulla stima dell'altezza. La prima è che, nonostante la presenza di errori sulla conoscenza di  $\varphi$  dei tre palazzi nella scena, è ancora possibile stimare l'altezza dell'edificio centrale con un errore inferiore a 2.5m

nell'80% dei casi (colonna 7). Inoltre, nel 50% dei casi, la stima di *h* risulta addirittura migliore rispetto alla situazione di perfetta conoscenza di  $\varphi$  (cfr. colonne 3 e 7).

Sempre dalla Tabella I, però, si vede che gli stessi risultati non sono di grande aiuto per comprendere le conseguenze sulla stima di h in quanto più errori di diversa entità sono presi contemporaneamente in considerazione. Per sperare quindi di individuare un possibile andamento dell'errore su h in funzione dell'errore su  $\varphi$  era necessario considerare un solo errore per volta. Abbiamo pertanto ripetuto l'esperimento supponendo, questa volta, di stimare solo l'angolo  $\varphi$  del palazzo centrale con un errore di 5°. I risultati sulla stima di h e il relativo errore sono mostrati in Tabella II.

φ	$\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$	<i>h</i> <sub>ephi</sub> [m]	e		
15°	15°; 20°; 15°	20.67	0.67		
20°	20°; 25°; 20°	27.25	7.25		
25°	25°; 30°; 25°	22.23	2.23		
30°	30°; 35°; 30°	23.54	3.54		
35°	35°; 40°; 35°	24.55	4.55		
40°	40°; 45°; 40°	23.20	3.20		
Tabella II					

Dalla Tabella II si osserva che l'errore su *h* ha lo stesso segno dell'errore su  $\varphi$ . Sebbene questo risultato non sia immediatamente deducibile dalla (3) può essere spiegato osservando che, all'aumentare di  $\varphi$ , diminuisce il contributo retrodiffuso verso il radar, per cui un ritorno più forte è attribuito ad un'altezza maggiore. Inoltre, l'errore sembra peggiore per angoli di rotazione maggiori. Un andamento simile si poteva anche osservare per le simulazioni in Tabella I. È curioso notare, in linea con quanto già cominciato a dire, che ora l'errore su h è sempre peggiore rispetto al caso in cui tutti gli angoli  $\varphi$  sono stimati con errore.

Al momento gli autori stanno lavorando con ulteriori simulazioni diversificando la scena osservata e i parametri del radar [2].

# CONCLUSIONI

Il lavoro analizza la robustezza del metodo deterministico per l'estrazione dell'altezza di edifici da immagini SAR rispetto alla presenza di errori nella conoscenza di parametri della scena estraibili dall'immagine stessa. Dopo aver mostrato la non convenienza di un approccio meramente teorico, gli autori hanno condotto un'analisi di sensibilità con l'aiuto di tecniche di simulazione mostrando come, in certi casi, il metodo analizzato risulti ancora affidabile. Simulazioni di scene più complesse e l'applicazione ad immagini reali sono in corso per indagare a fondo i campi di applicabilità dell'approccio deterministico.

# **BIBLIOGRAFIA**

[1]G. Franceschetti, R. Guida, A. Iodice, D. Riccio, G. Ruello, "Deterministic Extraction of Building Parameters from High Resolution SAR Images", *Proceedings of the 3rd RSS/ISPRS joint Symposium on Remote Sensing and Data Fusion over Urban Areas*, Tempe (Arizona, USA), 2005.

[2]G. Franceschetti, R. Guida, A. Iodice, D. Riccio, G. Ruello, "Accuracy of Building Height Estimation from SAR images", *Proceedings of the International Geoscience and Remote Sensing Symposium*, Denver (Colorado), 2006, in stampa.
# STUDIO DELLA SENSIBILITA' DI UN SISTEMA BISTATICO AI PARAMETRI GEOFISICI DEL SUOLO

Francesca Ticconi<sup>1</sup>, Nazzareno Pierdicca<sup>1</sup>, Luca Pulvirenti<sup>1</sup>, Marco Brogioni<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Dip. Ingegneria Elettronica, Univ. "La Sapienza" di Roma, Italia <sup>2</sup>CNR-IFAC, Firenze, Italia nazzareno.pierdicca@uniroma1.it.

#### Abstract

A research activity aiming to assess the potential of bistatic measurements of scattered radiation from the land surface is presented. The purpose is to identify the best configuration of a passive system measuring the signal originated by sources of opportunity, like GNSS or radars aboard a satellite. The preliminary result of the study consists of the validation of the electromagnetic model simulating bistatic scattering from bare soil, including the coherent component. A very preliminary sensitivity analysis to soil moisture is also presented.

## INTRODUZIONE

Questo lavoro ha lo scopo di analizzare la possibilità di impiego di un sistema satellitare a microonde in configurazione bistatica per l'osservazione della superficie terrestre. Molte infatti sono le possibili applicazioni che possono trarre beneficio da misure bistatiche del coefficiente di diffusione. Tra queste, quella di maggior rilievo è il monitoraggio dell'umidità del suolo, insieme all'acquisizione di informazioni riguardanti la rugosità superficiale ed il contenuto di biomassa della vegetazione.

La configurazione di un sensore bistatico prevede l'uso di un ricevitore, il quale cattura sia la radiazione emessa, sia quella ridiffusa a seguito di illuminazione della superficie da parte di una sorgente a microonde. Il segnale illuminante può provenire da trasmettitori cooperanti o non. Una soluzione attraente e redditizia è quella che utilizza sorgenti già esistenti e operanti su piattaforme satellitari, quali radar di telerilevamento, satelliti GNSS, satelliti DVB-S e così via. L'obiettivo è quello di mettere a punto una configurazione che massimizzi la sensibilità ai vari parametri geofisici che caratterizzano il suolo. Diverse sono le variabili di sistema da scegliere, quali la frequenza, la polarizzazione in trasmissione e ricezione, gli angoli di osservazione (sia in elevazione sia in azimuth) e l'angolo di incidenza. L'uso di sorgenti di comodo determina molti vincoli sul sistema passivo quali la geometria di osservazione e la sensibilità del ricevitore. Un'analisi del coefficiente di diffusione bistatico può essere quindi molto utile per predire la migliore configurazione di sistema, o quanto meno per valutare la sensibilità ai parametri geofisici della configurazione più fattibile dal punto di vista tecnico ed economico.

Questo lavoro affronta, in particolare, lo studio della sensibilità all'umidità del suolo delle misure bistatiche del coefficiente di diffusione. A tale fine, è stato implementato e validato un software, basato sul modello elettromagnetico noto come AIEM (*Advanced Integral Equation Model*), che simula la diffusione di una superficie rugosa aleatoria in ogni possibile direzione, a varie frequenze e polarizzazioni [1],[2]. Inoltre, è stata studiata la sensibilità di tale modello all'umidità.

Per studiare la configurazione speculare fra il trasmettitore e il ricevitore è stata presa in esame la componente coerente della radiazione diffusa. In letteratura sono state trovate formulazioni diverse e per lo scopo di questo lavoro è stato necessario estendere la teoria di una di queste.

Il lavoro presenta una fase preliminare di un'attività di ricerca finanziata dall'Agenzia Spaziale Europea.

## MODELLO PER IL COEFFICIENTE BISTATICO DI DIFFUSIONE

Diversi modelli teorici sono stati sviluppati con lo scopo di comprendere l'interazione tra le onde elettromagnetiche e la superficie terrestre. Per questo lavoro è stato preso in considerazione il modello AIEM, il quale fornisce una versione migliorata della soluzione delle equazioni integrali proposta da Fung [1],[3].

La componente coerente, essendo associata alla superficie media, è rappresentata, nel caso di superficie illimitata, da una funzione di Dirac dell'angolo di osservazione. In letteratura i lavori più noti calcolano tale componente nel contesto del metodo di Kirchhoff o del metodo delle piccole perturbazioni SPM (*Small Perturbation Method*). Due sono gli approcci che tengono conto della limitazione dell'area illuminata: uno considera l'onda incidente come un'onda piana, mentre l'altro tiene conto della sfericità del fronte d'onda. Il primo è stato presentato da De Roo e Ulaby [4] e considera l'approssimazione scalare della soluzione di Kirchhoff, mentre il secondo, descritto da Fung e Eom in [5], permette di introdurre per la componente coerente un coefficiente di diffusione normalizzato che tiene conto anche del diagramma di radiazione dell'antenna e delle distanze tra le antenne e il punto di osservazione.

In questa sezione è riportata l'estensione dell'espressione del campo diffuso ottenuta con questo secondo approccio, ma generalizzata ad ogni direzione di osservazione, come richiesto dallo studio che si vuole effettuare. Assumendo sia per l'antenna trasmettente e sia per quella ricevente un fascio gaussiano e descrivendo la superficie come un processo aleatorio stazionario gaussiano, il campo  $E_s$  diffuso in un generico punto di osservazione è dato da:

$$E_{s} = \frac{jk(\cos\theta_{0} + \cos\theta_{s})}{4\pi} \frac{e^{-jk(R_{0} + R_{2})}}{R_{0}R_{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R(\vec{r}) e^{-jk\left(\frac{x^{2} + y^{2}}{2R_{0}} + \frac{x^{2} + y^{2}}{2R_{2}}\right)} e^{j\left[k_{x}x + k_{y}y + k_{z}\zeta(x,y)\right]} e^{-g_{0}^{2}\left(x^{2}\cos^{2}\theta_{0} + y^{2}\right)} e^{-g_{s}^{2}\left(\alpha_{s}x^{2} + \beta_{s}y^{2} + \gamma_{s}xy\right)} dxdy$$
(1)

dove  $R(\vec{r})$  è il coefficiente di riflessione di Fresnel valutato nel generico punto  $\vec{r}$  sulla superficie;  $\zeta(x.y)$  è l'altezza della superficie;  $\vartheta_0, \vartheta_s$  sono rispettivamente gli angoli di incidenza e di osservazione in elevazione;  $\varphi_s$  è l'angolo di osservazione in azimuth mentre, senza perdere di generalità, si è assunto nullo l'angolo di azimuth della direzione di incidenza ( $\varphi_0 = 0$ );  $R_0, R_2$  sono rispettivamente le distanze dall'origine del sistema di riferimento al punto di sorgente e al punto di osservazione;  $\beta_0, \beta_s$  sono le aperture del fascio dell'antenna trasmittente e ricevente;  $g_0=1/R_0\beta_0$ ;  $g_s=1/R_2\beta_s$ ;  $\alpha_s, \beta_s, \gamma_s$ sono coefficienti geometrici che tengono conto della posizione generica dell'antenna ricevente nel sistema di riferimento considerato;  $k = 2\pi/\lambda$  è il numero d'onda elettromagnetico nel mezzo nel quale avviene la diffusione;  $k_x = k(\sin \vartheta_s \cos \varphi_s - \sin \vartheta_0)$ ;  $k_y = k \sin \vartheta_s \sin \varphi_s$ ;  $k_z = k(\cos \vartheta_0 + \cos \vartheta_s)$ .

Il calcolo della componente coerente richiede di determinare il modulo quadro del valor atteso di  $E_s$ . Con lo scopo di semplificare tale sviluppo, il coefficiente di Fresnel che compare nella (1) è stato approssimato dal valore assunto nel punto di riflessione che soddisfa la condizione di minimo percorso tra le due antenne ( $\theta_{sp}$ ). In questo modo, seguendo lo stesso procedimento riportato in [5], l'espressione del coefficiente di diffusione del campo coerente diviene:

$$\sigma^{\circ(coh)} = \frac{k^2 a_0^2 e^{-k_z^2 \sigma^2}}{4(ab)^{1/2}} e^{-k_y^2/(4a)} e^{-c^2/(4b)}$$
(2)

dove

$$a_0 = R(\mathcal{G}_{sp})(\cos\mathcal{G}_i + \cos\mathcal{G}_s) \tag{3}$$

Gli altri coefficienti che compaiono nella (2), non riportati per questioni di brevità, dipendono dalle distanze del punto di osservazione e di trasmissione, dagli angoli che individuano le direzioni di incidenza e di osservazione e dalle larghezze dei fasci delle due antenne.

## VALIDAZIONE DEL MODELLO

La fase successiva dello studio ha riguardato la validazione del modello AIEM. Le misure sperimentali bistatiche usate sono state condotte al JRC di Ispra su superfici artificiali a varie frequenze e scale di rugosità [6]. In Fig. 1 sono rappresentati gli andamenti del coefficiente di diffusione della sola componente incoerente per un angolo di incidenza di 20° nel caso "molto liscio", (*f*=5 GHz, *s*=0.4cm, *l*=6cm,  $\varepsilon_r$ =6.8-*j*2.8) e "molto rugoso" (*f*=10 GHz, *s*=2.5cm, *l*=6cm,  $\varepsilon_r$ =5.5-*j*2.2) per le polarizzazioni VV ed HH. Da entrambe le figure si osserva un ottimo accordo con i dati sperimentali, rappresentati in figura dai punti, su un ampio intervallo di rugosità e di frequenza.



Fig. 1 – Andamento del coefficiente di diffusione nei casi (a) "molto liscio" e (b) "molto rugoso". Il tratto continuo indica il modello e i punti indicano i dati sperimentali. In blu la pol. VV e in rosa la pol. HH

## ANALISI PRELIMINARE DELLA SENSIBILITA'

Un esempio di simulazione del coefficiente di diffusione che include anche la componente coerente è mostrato in Fig. 2 per una situazione di misura nel piano di incidenza e ipotizzando l'antenna trasmittente e quella ricevente ad una distanza di 3 km dal punto di osservazione. Si può osservare che la variazione del coefficiente di diffusione (sigma zero) al variare del contenuto di umidità ( $m_v$ ) (passaggio dalle curve con tonalità di blu a quelle con tonalità di rosso) rimane pressoché costante con l'angolo di osservazione, mentre l'effetto della rugosità (s) (passaggio dalle curve solide alle curve tratteggiate) è maggiore nella direzione speculare. Questo comportamento si osserva per entrambe le polarizzazioni e conferma la potenzialità delle misure nella direzione speculare già indicate in Ceraldi et al [7].

In Fig. 3 è invece riportato il rapporto HH/VV della sola componente incoerente in funzione dell'angolo di osservazione per due casi estremi di umidità e di rugosità e per due diversi angoli di incidenza. In entrambe, le curve relative ai due valori estremi di umidità mostrano una dinamica maggiore rispetto alle curve corrispondenti ai due valori limite di deviazione standard. Quest'ultime inoltre si intersecano proprio in

corrispondenza dell'angolo che individua la direzione speculare a conferma del fatto che tale rapporto risulta più sensibile all'umidità.



Fig. 2 – Coefficiente di diffusione bistatico (in dB) in funzione dell'angolo di osservazione  $\theta_s$  per diversi valori di umidità  $m_v$  e di deviazione standard s. f=5 GHz, lunghezza di correlazione l=6 cm,  $R_{tx}=R_{rx}=3$  km. A sinistra polarizzazione HH, a destra VV.



Fig. 3 – Rapporto tra il coefficiente di diffusione HH e VV (in dB) in funzione dell'angolo di osservazione  $\theta_s$  per diversi valori di umidità  $m_v$  e di deviazione standard s. f=1.5 GHz, lunghezza di correlazione *l*=6 cm,  $R_{tx}=R_{rx}=3$  km. A sinistra  $\theta t=30^\circ$ , a destra  $\theta t=60^\circ$ .

## CONCLUSIONI

Per un sistema bistatico, la configurazione nella direzione speculare sembra essere la migliore riguardo la sensibilità delle misure bistatiche all'umidità del suolo. Il modello AIEM è stato utilizzato proprio per l'analisi di tale sensibilità. Il modello per la componente coerente valido nell'approssimazione di Kirchhoff e per onde sferiche è stato generalizzato per qualsiasi direzione di osservazione.

## **BIBLIOGRAFIA**

- K.S. Chen, Wu T.-D., Tsang L., Li Q., Shi J., and A. K. Fung, "Emission of Rough Surfaces Calculated by the Integral Equation Method With Comparison to Three-Dimensional Moment Method Simulations," *IEEE Trans. Geosci. and Remote* Sensing, Vol. 41, No. 1, pp. 90-101, Jan. 2003.
- [2] T.-D. Wu, and K.-S. Chen, "A Repprasail of the Validity of the IEM Model for Backscattering From Rough Surfaces," IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing, Vol. 42, No. 4, pp. 743-753, April 2004.
- [3] A.K. Fung, Microwave Scattering and Emission Models and Their Applications, Artech House, Norwood, MA, 1994.
- [4] R. D. De Roo, and F. T. Ulaby, "Bistatic Specular Scattering from Rough Dielectric Surfaces," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 42, No. 2, pp. 220-231, Feb. 1994.
- [5] A. K Fung., and H. J. Eom, "Coherent Scattering of a Spherical Wave from an Irregular Surface," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-31, No. 1, pp. 68-72, Jan. 1983.G.
- [6] Macelloni G., G. Nesti, P. Pampaloni, S. Sigismondi, D. Tarchi, and S. Lolli, "Experimental Validation of Surface Scattering and Emission Models", *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, vol. 38, No. 1, pp. 459-469, Jan. 2000.
- [7] E. Ceraldi, G. Franceschetti, A. Iodice, and D. Riccio, "Estimating the Soil Dielectric Constant via Scattering Measurements Along the Specular Direction," *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, vol. 43, No. 2, pp. 295-305, Feb. 2005.

# MONITORAGGIO DI VEGETAZIONE AGRICOLA NELLE BANDE DI FREQUENZA TRA 1 E 11 GHz

A. Della Vecchia, P. Ferrazzoli, L. Guerriero

Dipartimento di Informatica, Sistemi e Produzione, Università di Roma "Tor Vergata" Via del Politecnico 1, 00133 Roma ferrazzoli@disp.uniroma2.it

## Abstract

This paper shows recent efforts aimed at simulating the backscattering coefficient of agricultural fields in a frequency range from 1 to 11 GHz. Results of comparisons with spaceborne and ground based radar data are summarized. This work may be useful in view of a full exploitation of data collected by near future spaceborne SAR instrument, operating at L and X band.

# INTRODUZIONE

Ai fini di un pieno utilizzo dei dati acquisiti da sistemi SAR a bordo di satellite, sono in corso da anni numerosi studi, aventi per oggetto la potenzialità del radar nella stima delle variabili che caratterizzano la superficie osservata. Nel caso particolare delle applicazioni agricole, variabili fondamentali sono l'umidità del suolo e la biomassa. Perché i risultati degli studi siano completi e affidabili, è necessario disporre di dati sperimentali multitemporali, tali da coprire l'intero ciclo di crescita e diverse condizioni di suolo. Al tempo stesso è riconosciuto che l'uso di modelli consente sia di interpretare correttamente dal punto di vista elettromagnetico gli andamenti dei coefficienti di backscattering, sia di completare le analisi, anche ai fini applicativi.

Nonostante gli intensi sforzi, le analisi finora effettuate hanno sofferto limitazioni. Da un lato, i dati sperimentali sono presenti solo per singole frequenze e/o singole condizioni ambientali delle aree osservate. Al tempo stesso i modelli sono validi in limitati intervalli di frequenza o, anche quando l'intervallo di validità è esteso, non sono possibili validazioni complete a causa della stessa limitatezza dei dati sperimentali.

Finora gli studi sono stati particolarmente concentrati sulla banda C (5.3 GHz), che è quella dei principali sistemi SAR che hanno acquisito o stanno acquisendo dati da satellite (ERS-1, ERS-2, RADARSAT, ENVISAT-ASAR). Tali studi hanno prodotto risultati utili, evidenziando le potenzialità di questa banda [1], [2] e consentendo di migliorare la modellistica al fine di risolvere alcune criticità presenti nelle simulazioni [3]. Tuttavia, ulteriori sforzi sono ancora richiesti. Infatti, la risposta radar è influenzata da numerosi parametri. Solo una parte di essi ha interesse applicativo, ma tutti contribuiscono comunque a determinare gli effetti di scattering. Questa complessità rende difficilmente praticabile un sistema di monitoraggio basato su una singola configurazione SAR, quale ad esempio quella dei satelliti ERS. Anche un sistema che sia diversificato solo nella polarizzazione mostra limiti. Pertanto, è utile considerare anche altre bande di frequenza. Tra queste, particolare interesse possono avere la banda L (1.2 GHz, operativa sul sistema ALOS e sul futuro SAOCOM) e la banda X (9.6 GHz, prevista per il sistema COSMO-SKYMED). Risulta pertanto necessario estendere

quanto possibile le simulazioni a frequenze che coprano tutto l'intervallo tra 1 e 11 GHz. In questo lavoro, saranno riassunti alcuni recenti sviluppi modellistici di vegetazione agricola, validi nell'intervallo di frequenza precedentemente indicato. Saranno mostrati risultati di analisi parametriche multifrequenza, particolarmente su campi di grano. Infine, verranno riassunti i risultati di recenti confronti tra simulazioni modellistiche e risultati sperimentali, per campi di mais e grano, per varie configurazioni radar.

# **RECENTI SVILUPPI MODELLISTICI**

Il modello elettromagnetico di scattering dovuto a vegetazione agricola sviluppato presso l'Università Tor Vergata [4] è stato recentemente affinato per varie finalità, teoriche ed applicative. Per quanto riguarda la descrizione dello schema basilare, si rinvia a precedenti articoli [4]. Si richiama qui brevemente che il modello è basato sulla teoria del trasferimento radiativo ed un approccio discreto. Inoltre, utilizza strutture geometriche canoniche (dischi, cilindri) per la rappresentazione degli elementi della vegetazione e un semispazio dielettrico infinito con interfaccia rugosa per la rappresentazione del suolo.

Un limite di questo approccio si manifesta quando sono presenti foglie curve e lunghe, come quelle del mais. Una suddivisione di tale struttura in numerosi dischi circolari produce una perdita di continuità. Per risolvere questo problema, è stato sviluppato un modello che rappresenta la foglia come una lamina dielettrica curva [5].

Un problema che è stato recentemente oggetto di numerosi studi è il valore particolarmente alto dell'attenuazione degli steli che modelli discreti di questo tipo prevedono. Questo effetto era stato particolarmente notato in banda C, nel caso di steli sottili e densi come quelli del grano. Un'analisi dettagliata di dati geometrici e biofisici, misurati nel corso di alcune campagne sperimentali, ha evidenziato che lo stelo è cavo nella fase matura e questa è una possibile interpretazione della sovrastima. Per risolvere il problema, è stato sviluppato un modello di cilindro dielettrico dissipativo cavo, valido anche nel caso di incidenza obliqua. Tale modello è basato su un'applicazione ricorsiva delle condizioni di continuità su interfacce cilindriche e su un calcolo del campo reirradiato basato sul teorema di equivalenza [6].

Nell'analisi di dati multitemporali si sono manifestati ulteriori problemi, per i quali sono state adottate tecniche di tipo semi-empirico. Un'ipotesi su cui il modello era stato costruito era quella di una copertura omogenea del suolo da parte della vegetazione. Per alcune colture, come il mais, la struttura a filari fa sì che questa ipotesi è verificata soltanto in piena crescita. Nella fase giovane, invece, soltanto una percentuale limitata di suolo è effettivamente coperta, come evidenziano anche le osservazioni a terra. La superficie è stata pertanto suddivisa in due parti: una parte è costituita da suolo non coperto, mentre l'altra è coperta da vegetazione concentrata con densità maggiore di quella che si avrebbe nell'ipotesi di copertura uniforme. Le due parti sono state simulate indipendentemente e il coefficiente di backscattering totale è stato calcolato combinandole con un fattore peso dato dalla percentuale di copertura.

Un ulteriore problema è dovuto al crescente uso di dati crosspolari (polarizzazione HV), resi disponibili dai più recenti sistemi SAR spaziali. Questa configurazione si mostra particolarmente potente nel monitoraggio della crescita della vegetazione [1],[2]. Tuttavia, i modelli di scattering superficiale oggi disponibili producono una evidente

sottostima di tale componente. Data la difficoltà di risolvere il problema con strumenti puramente teorici, si è imposto che il rapporto tra il coefficiente di backscattering in polarizzazione VV e quello in polarizzazione HV dovuti al suolo si mantenesse costante nel tempo. Il coefficiente di backscattering in HV viene così stimato dalle misure radar effettuate nel periodo invernale, prima della crescita della vegetazione.

## RISULTATI

Come precedentemente esposto, è stato sviluppato un modello che rappresenta gli steli come cilindri dielettrici cavi. Anche se lo stimolo iniziale era costituito dalle discrepanze osservate nei risultati in banda C, il modello è stato successivamente esteso a varie configurazioni radar. E' stato considerato un campo di grano in piena crescita e ne è stato simulato il coefficiente di backscattering usando, come dati di ingresso, le misure effettuate sul sito di Avignone nel 1993 [7].



Figura 1: Simulazioni coefficiente di backscattering per grano sviluppato

La Figura 1 mostra gli andamenti in funzione della frequenza del coefficiente di backscattering a 25° nelle polarizzazioni VV (a) ed HH (b). Le simulazioni sono state effettuate sia nell'ipotesi classica di cilindro "pieno", sia col modello di cilindro "cavo". Le differenze sono particolarmente evidenti in polarizzazione VV e banda C, quando il contributo di backscattering dovuto al suolo è forte, ma subisce apprezzabile attenuazione dovuta agli steli. Sempre in polarizzazione VV, l'attenuazione è più debole in banda L, mentre in banda X diventa dominante lo scattering diretto della vegetazione. In polarizzazione HH l'attenuazione degli steli è bassa e l'effetto della cavità interna al cilindro poco apprezzabile. In questo caso, domina il contributo del suolo nelle bande L e C, mentre diventa importante lo scattering diretto della vegetazione in banda X.

Le simulazioni sono state messe a confronto con risultati sperimentali. Nel caso del grano, si sono usati i dati sperimentali ottenuti dal SAR di ERS-2 e da ENVISAT-ASAR, nei siti di Matera (anni 2001 e 2003) e Loamy (Belgio, anno 2003) durante tutta la fase di crescita, in polarizzazione VV. Gli errori standard sono riportati in tabella 1.

Sito	Matera (2001 e 2003)	Loamy (2003)
N. campioni	15	5
Errore rms (dB)	1.78	2.43

I abella I	ıbella 1
------------	----------

Nel caso del mais, sono stati effettuati confronti con i coefficienti di backscattering multitemporali misurati sul sito svizzero di Central Plain [3] dal sistema RASAM, alle frequenze di 2.5 GHz, 3.1 GHz, 4.6 GHz, 7.2 GHz, 10.2 GHz e 11.0 GHz , nelle polarizzazioni VV, HH e HV e agli angoli 20°, 30°. 40° e 50°

Gli errori standard sono riportati in tabella 2, raggruppati in frequenza. Per ogni frequenza si hanno circa 150 campioni.

Frequenza (GHz)	2.5	3.1	4.6	7.2	10.2	11.0
Errore rms (dB)	1.58	1.22	1.34	2.12	1.84	2.12
T-1-111-2						

Tabella	2
---------	---

# RINGRAZIAMENTI

I dati sperimentali sono stati resi disponibili da: INRA (sito di Avignone), CNR-ISSIA (sito di Matera), Università di Louvain (sito di Loamy), Gamma Remote Sensing (sito di Central Plain)

# RIFERIMENTI

[1] H. McNairn, B. Brisco, "The application of C-band polarimetric SAR for agricolture: a review", Can. J. Remote Sensing, vol. 30, pp. 525-542, 2004

[2] X. Blaes, P. Defourny, U. Wegmuller, A. Della Vecchia, L. Guerriero, P. Ferrazzoli, "C band polarimetric indexes for maize monitoring based on a validated Radiative Transfer model", IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol. 44, pp. 791 – 800, 2006

[3] A. Della Vecchia, P. Ferrazzoli, L. Guerriero, X. Blaes, P. Defourny, L. Dente, F. Mattia, G. Satalino, T. Strozzi, U. Wegmuller, "Influence of geometrical factors on crop backscattering at C band", IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol. 44, pp. 778–790, 2006

[4] M. Bracaglia, P. Ferrazzoli, L. Guerriero, "A fully polarimetric multiple scattering model for crops", Remote Sensing Environ., vol. 54, pp. 170-179, 1995

[5] A. Della Vecchia, P. Ferrazzoli, L. Guerriero, "Modeling microwave scattering from long curved leaves", Waves in Random Media, vol. 14, pp. S333 - S343, 2004

[6] A. Della Vecchia, L. Guerriero, I. Bruni, P. Ferrazzoli, "Hollow cylinder microwave model for stems", J. Electromagn. Waves Applicat., vol. 20, pp. 301-318, 2006

[7] P. Ferrazzoli, J. P. Wigneron, L. Guerriero, A. Chanzy, "Multifrequency emission of wheat: modelling and applications", IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol. 38, pp. 2598-2607, 2000

# ANALISI DI SENSIBILITA' DEI DATI ENVISAT-ASAR ALL'UMIDITA' DEL TERRENO: RISULTATI PRELIMINARI DI CAMPAGNE SPERIMENTALI

# C. Bignami, N. Pierdicca, L. Pulvirenti, F. Ticconi Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università "La Sapienza" di Roma Via Eudossiana 18, 00184Roma bignami@mail.die.uniroma1.it

## Abstract

Since November 2003, a series of experimental campaigns have been carried out to measure soil moisture and roughness parameters, with the purpose to analyse the potential of terrain monitoring by the ENVISAT ASAR (Advanced Synthetic Aperture Radar). Simultaneously to ENVISAT overpasses, in situ measurements have been collected in agricultural areas, nearby the city of Alessandria. Subsequently, the selected agricultural fields have been identified on ENVISAT ASAR images by means of a geo-coding process and pixels of each area have been averaged in order to compute the mean backscattering coefficient. The results concerning the sensitivity of the backscattering coefficient to soil moisture have been derived and compared to the values simulated by a semi-empirical scattering model.

## INTRODUZIONE

Il presente lavoro riporta i risultati di una ricerca iniziata nel Novembre del 2003 ed ancora in corso, con l'obiettivo di analizzare e valutare le potenzialità dell'ASAR per il monitoraggio dell'umidità del terreno. Fino ad oggi sono state condotte sei campagne sperimentali in un'area agricola nella provincia di Alessandria, in diverse stagioni, durante le quali sono state collezionate una serie di misure di umidità e rugosità del terreno. Le misure sono state effettuate in corrispondenza dei passaggi ENVISAT e le immagini acquisite dall'ASAR sono state elaborate con lo scopo di estrarre il coefficiente di retrodiffusione misurato dal sensore in diverse polarizzazioni.

I risultati, ancora preliminari, riportano una prima analisi di sensibilità dell'ASAR al contenuto d'acqua del terreno attraverso la comparazione, su scala di bacino, tra le variazioni stagionali di umidità e le misure radar stesse. Viene inoltre mostrato un confronto tra i coefficienti di retrodiffusione delle immagini ASAR e quelli predetti da un modello semi-empirico di diffusione da terreni nudi, proposto in letteratura e derivato da numerose campagne sperimentali condotte negli Stati Uniti e Corea. Da misure sulle condizioni della vegetazione è anche proposto, in forma preliminare, un approccio per la correzione del contributo di una moderata copertura vegetale per la stima dell'umidità del suolo.

# LE CAMPAGNE DI MISURA A TERRA E LE IMMAGINI ASAR

I siti sperimentali considerati in questo lavoro sono localizzati nella provincia di Alessandria lungo la valle del Torrente Scrivia, in prossimità della confluenza con il fiume Po. Le misure sono state effettuate in collaborazione con l'IFAC di Firenze e con l'Assessorato all'Ambiente della Provincia di Alessandria. In particolare, nel territorio del comune di Castelnuovo Scrivia sono state eseguite misure del contenuto di umidità

per mezzo di una sonda TDR, mentre i rilevamenti della rugosità sono stati effettuati in parte con un profilometro ad aste metalliche e in parte (quelli relativi all'ultima campagna di marzo 2006) con un profilometro laser realizzato appositamente per gli scopi della ricerca.

Le immagini ASAR fornite dall'ESA, sono state acquisite sia in modalità *Alternating Polarisation* (*AP*) con polarizzazioni HH e HV, che in modalità singola polarizzazione HH o VV (*IMP: Image Precision*). Sono tutti prodotti multilook in *ground range* con *pixel spacing* in *range* e in *azimut* pari a 12.5 m. In tabella 1 sono riportati i tipi di dato disponibili per le diverse campagne di misura utilizzate per questo lavoro.

Le immagini, preventivamente calibrate, sono state geo-codificate sulla base della cartografia tecnica della regione e per mezzo delle misure GPS raccolte durante le campagne sperimentali, sono stati individuati i campi oggetto delle misure a terra.

Tabella1	
Data della Campagna	Immagine ASAR
6-7 Novembre 2003	7-11-2003 AP, pol. HH-HV
3-4 Giugno 2004	4-6-2004 AP, pol. HH-HV
21-22 Ottobre 2004	22-10-2004 IMP, pol. VV
25-26 Novembre 2004	26-11-2004 AP, pol. HH-HV
30-31 Marzo 2006	31-3-2006 IMP, pol. HH

# RISULTATI

Un'analisi preliminare sulla sensibilità dell'ASAR alle variazioni di umidità è stata condotta mettendo a confronto le misure a terra con i valori dei coefficienti di retrodiffusione estratti dalle immagini radar su scala di bacino. Tale confronto è stato fatto considerando le medie di contenuto volumetrico d'acqua e le misure ASAR sull'insieme dei campi esaminati nel corso delle diverse campagne. I grafici riportati in figura 1 evidenziano una buona coerenza tra le misure a terra e i coefficienti di retrodiffusione  $\sigma^{0}$ . Un paio di discrepanze si notano in corrispondenza dei dati di ottobre 2004 e marzo 2006. Se il primo caso è spiegabile in quanto l'acquisizione ASAR è in modalità singola polarizzazione VV, per la quale gli effetti di rugosità possono essere più marcati che nel caso HH, il secondo caso (singola polarizzazione HH) sembra più difficile da interpretare.



Figura 1. Confronto tra i dati di umidità misurati in situ (a) e i coefficienti di retrodiffusione estratti dalle immagini ASAR (b).

Questa "anomalia" è confermata se viene effettuato un confronto tra i dati ASAR e il modello semi-empirico (per brevità indicato dall'acronimo SEM) di Oh e Sarabandi [3]. In Figura 2 sono riportati i grafici relativi alle campagne sperimentali di novembre 2003 e 2004 (figura 2 a) e quella di marzo 2006 (figura 2 b). Mentre per i primi è molto chiara la forte correlazione tra dato ASAR e dato simulato, per marzo 2006 il dato ASAR sembra essere al disotto (circa 2.3 dB) dei valori predetti dal SEM.



Figura 2 Confronto tra dati simulati mediante SEM e dati ASAR: (a) campagne di novembre 2003 e 2004; (b) campagna di marzo 2006.

Una fenomeno analogo era stato osservato in precedenza, analizzando i dati radar acquisiti nell'aprile 2004, per i quali si era supposto un problema di calibrazione [2] e ulteriori verifiche sono pertanto necessarie.

Per quanto concerne i dati raccolti nella campagna di giugno 2004, è stata sperimentata l'applicazione di un modello di diffusione da superficie vegetata per tentare di recuperare il coefficiente di retrodiffusione dei campi moderatamente coperti da colture. A tale scopo, oltre a quelle di umidità, sono state fatte misure sullo stato della vegetazione (peso, altezza e densità delle piante) delle diverse specie presenti nell'area di interesse. Il modello proposto è il noto *water-cluod* [1], secondo il quale il coefficiente di retrodiffusione da un terreno ricoperto da uno strato vegetato può essere espresso come funzione della biomassa *Bio*, altezza delle piante *h*, angolo di incidenza  $\theta$ ,  $\sigma^{0}$  del suolo nudo e di due parametri *A* e *B*, dipendenti dal tipo di pianta:

$$\sigma^{0} = f(Bio, h, \theta, \sigma^{0}_{suolo}, A, B)$$
<sup>(1)</sup>

La (1) può ritenersi valida per i termini co-polari. In questi casi è infatti possibile trascurare il fenomeno diffusione multipla dovuto all'interazione suolo-vegetazione, fenomeno che risulta essere dominante per i termini cross-polari.

Le misure a terra sono state usate per stimare i parametri  $A \in B$  dei tre tipi di colture che maggiormente sono presenti nel sito sperimentale (grano, mais e barbabietole). Tali parametri sono stati ricavati utilizzando una funzione di *curve fitting* basata su un algoritmo di *fit* non lineare con metodo dei minimi quadrati.

In figura 3 sono mostrati i risultati dell'esperimento di recupero del coefficiente di retrodiffusione per la polarizzazione HH. Come si vede, dopo la correzione del contributo della vegetazione, i valori della  $\sigma^{0}$  appaiono decisamente più coerenti con quelli simulati dal SEM per due valori tipici della deviazione standard delle rugosità (s=0.6 cm e s= 1 cm). Tale correzione è concepita per ricavare l'umidità del terreno

circostante anche in presenza di una moderata copertura vegetale, ammessa quest'ultima nota ad esempio mediante dati di indice di verde forniti da sensori nelle bande ottiche.



Figura 3. Correzione dell'effetto dello strato di vegetazione. Le linee continue rappresentano gli andamenti del SEM per due tipi di terreno liscio.

## CONCLUSIONI

In questo lavoro è stato preliminarmente analizzato il comportamento dei coefficienti di retrodiffusione di immagini SAR al variare del contenuto volumetrico di umidità per terreni nudi. Allo scopo sono state utilizzate misure raccolte durante una serie di campagne sperimentale e le immagini del sensore ASAR a bordo del satellite ENVISAT. Le misure ricavate dalle immagini sono state confrontate con i dati simulati mediante un modello semi-empirico di diffusione da terreni rugosi. L'ASAR conferma una buona sensibilità alla variazione di umidità del terreno, almeno su scala di bacino. Inoltre, è stato proposta l'applicazione di un modello di diffusione da terreno vegetato con lo scopo di recuperare il valore del coefficiente di retrodiffusione del terreno nudo sottostante. L'obiettivo finale della ricerca è quello di stimare l'umidità del terreno dai dati SAR integrati con dati ottici, anche in presenza di una moderata copertura vegetale.

## **BIBLIOGRAFIA**

[1] Attema E. P. W. e Ulaby F. T., "Vegetation modeled as a water cloud," Radio Science, vol. 13, pp. 357-364, 1978.

[2] Bignami C., Pierdicca N., Pulvirenti L., Ticconi F., Paloscia S., Pettinato S., Santi E., Solbo S., "Preliminary results on soil moisture mapping in Alessandria area (Northern Italy) using Envisat A-SAR," Geoscience and Remote Sensing Symposium, 2004. IGARSS '04. Proceedings. 2004 IEEE International, Volume 5, 2004 Page(s):3529 - 3531 vol.5

[3] Oh Y., Sarabandi K. and Ulaby F.T., "Semi-empirical Model of the Ensemble-averaged Differential Mueller Matrix for Microwave Backscattering from Bare Soil Surface,", IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, volume 40, pp 1348-1355, 2002

## SISM: Simulatore di Immagini SAR relative al Mare

F. Nunziata<sup>1</sup>, A. Gambardella<sup>2</sup>, M. Migliaccio<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Università degli Studi di Napoli "Parthenope", Dipartimento per le Tecnologie, via Medina 40, 80133 Napoli, Italy - telefono: +390815475262; e-mail: {ferdinando.nunziata, maurizio.migliaccio}@uniparthenope.it.

<sup>2</sup>Università degli Studi di Cagliari, Dipartimento di Ingegneria Elettrica ed Elettronica, Piazza d'Armi 19, 09233 Cagliari, Italy. e-mail: attgamba@diee.unica.it.

#### Abstract

This paper describes a Synthetic Aperture Radar (SAR) image simulator for ocean surface. The simulator is based on the velocity bunching theory (VB) and is developed in the Matlab programming language. The software has been conceived and implemented modularly and a Graphic User Interface makes the simulator user-friendly. The present version of this software is run in classes at National Oceanographic Centre of Southampton (NOCS), UK and at the Università di Napoli Parthenope, Italy.

## **INTRODUZIONE**

Negli ultimi decenni il telerilevamento è diventato uno strumento sempre più indispensabile per lo studio e l'osservazione del mare. In particolare, le applicazioni del Radar ad Apertura Sintetica (SAR) sono sempre più numerose ed importanti sia in ambito costiero che oceanografico [1]. L'intrinseca dinamicità della scena marina, unitamente alla natura coerente dell'illuminazione SAR, rendono il meccanismo di formazione dell'immagine SAR molto complesso. In questo contesto si è ritenuto opportuno sviluppare un simulatore del ritorno elettromagnetico dovuto alla superficie marina, in modo da poter implementare e validare modelli elettromagnetici atti a descrivere l'interazione tra il segnale trasmesso dal sensore e la scena osservata. Tale simulatore può essere utilizzato per simulare uno scenario complesso, quale la superficie oceanica, in un ambiente controllato in modo da poter comprendere meglio il meccanismo che governa la formazione della struttura ondosa nell'immagine SAR. Esso può, inoltre, essere utile per testare tecniche di pattern recognition, nonché per studiare il rumore che caratterizza le immagini SAR. Esistono fondamentalmente due scuole di pensiero, spesso contrapposte, per la descrizione del meccanismo fisico che governa la formazione delle immagini SAR relative allo scenario marino: superficie distribuita (DS) [2] e velocity bunching (VB) [3]. Il simulatore di immagini SAR sviluppato è basato sulla teoria del VB e su una descrizione fisica della sezione radar, delle caratteristiche della scena osservata, delle proprietà filtranti del sistema e del rumore. Per renderne l'utilizzo più semplice ed efficiente è stata realizzata una interfaccia grafica (GUI).

## IL MODELLO ELETTROMAGNETICO

Il sensore SAR è un radar d'immagini ad alta risoluzione. Tale risoluzione, in *range* è ottenuta attraverso tecniche di compressione dell'impulso mentre, in azimut, attraverso

la misurazione della storia Doppler dell'eco ricevuto, in un intervallo temporale finito chiamato tempo di integrazione del sensore. Lo *shift Doppler* manifestato dall'eco ricevuto dovrebbe essere esclusivamente legato alla velocità relativa tra la scena osservata e la piattaforma in movimento. In realtà, poiché la scena marina è in movimento, vi è un ulteriore *shift Doppler* che rende il meccanismo di rappresentazione di tale scenario nelle immagini SAR molto più complicato rispetto ad altri scenari stazionari. Secondo la teoria del VB il *pattern* ondoso spesso visibile nelle immagini SAR del mare è attribuibile a due fenomeni fondamentali: modulazione della sezione radar normalizzata (NRCS) da parte delle onde lunghe e moti orbitali delle particelle d'acqua. Mentre il primo meccanismo caratterizza anche la formazione della SAR [3].

Il modello di VB usato per lo sviluppo di questo simulatore include la modulazione della NRCS e l'incremento della velocità orbitale associata alle particelle d'acqua, unitamente alla degradazione della risoluzione in azimut ed all'accelerazione orbitale delle particelle [4]. In particolare l'intensità media relativa ad un'immagine SAR single-look è data da [5]:

$$I(\mathbf{x}) = \int \frac{\overline{\sigma}^{o}(\mathbf{x}_{0})}{\overline{\rho}_{a}^{2}(\mathbf{x}_{0})} \delta(y - y_{0}) \exp\left\{-\frac{\pi^{2}}{\overline{\rho}_{a}^{2}(\mathbf{x}_{0})} \left[x - x_{0} - \frac{R}{V}u_{r}(\mathbf{x}_{0})\right]^{2}\right\} d\mathbf{x}_{0} \quad , \qquad (1)$$

dove  $\bar{\sigma}^{\circ}(.)$  è la NRCS modulata dalle onde lunghe. Tale modulazione è espressa attraverso una funzione lineare RAR *Modulation Transfer Function* (RAR MTF), che è essenzialmente basata sul modello di *scattering* a due scale [4].  $\bar{\rho}_a(.)$  è la risoluzione in azimut degradata per effetto della accelerazione orbitale delle particelle e del tempo di coerenza della scena normalizzato al tempo di integrazione del sensore [5].  $u_r(.)$  descrive la velocità radiale delle particelle [3]. La natura coerente dell'illuminazione radar determina nelle immagini SAR un rumore moltiplicativo (*speckle*) che, in questo simulatore, viene descritto da un punto di vista statistico mediante la distribuzione Weibull, opportunamente filtrata.

## ESPERIMENTI

In questa sezione sono mostrati alcuni significativi esperimenti per evidenziare le caratteristiche di funzionamento del simulatore. Per quanto riguarda le caratteristiche del sensore, in tutti gli esperimenti si fa riferimento ai parametri del sensore AMI, operante in banda C, montato a bordo delle piattaforme ERS-1/2. Lo *speckle* è distribuito secondo una densità di probabilità Weibull con parametro di forma pari a 2. Per quanto riguarda i parametri relativi alla scena, si fa riferimento alla Tabella I. La direzione delle onde lunghe segue quella del vento e le dimensioni del pixel (in azimut e *range*) sono pari alla metà delle corrispondenti risoluzioni spaziali del sensore.

Nel primo esperimento è stata simulata una scena marina caratterizzata da un'onda lunga che si propaga in direzione Nord, di lunghezza d'onda pari a 60 m. L'intensità della corrispondente immagine SAR (500x500 pixel) è mostrata in Fig.1, dove l'asse orizzontale corrisponde al *range* e quello verticale all'azimut. Lo stesso formato è usato anche negli altri esperimenti.

Tabella I: Caratteristiche della scena osservata

Parametri input	Valore	
Temperatura del mare	15 °C	
Salinità	0.035 psu	
Tempo di coerenza	2 s	
$u^*$	0.2 m/s	



Figura 1: Immagine SAR simulata (intensità).



Figura 3: Immagine SAR simulata (intensità).



Figura 5: Immagine SAR simulata (intensità).



**Figura 2**: Confronto tra l'onda lunga simulata (alto), relativa alla Fig.1, e quella in input (basso).



**Figura 4**: Confronto tra l'onda lunga simulata (alto), relativa alla Fig.3, e quella in input (basso).



Figura 6: Immagine SAR simulata (intensità).

Poiché in questa simulazione è stata considerata un'onda lunga che si propaga nella direzione dell'azimut il meccanismo di formazione dell'immagine SAR è fortemente non lineare [3], come mostrato in Fig.2. E' possibile descrivere tale grado di non linearità attraverso il parametro adimensionale *f*. In particolare per f < 0.3 il VB è un processo lineare, in questa simulazione f=1 [3].

Nel secondo esperimento è stata simulata una scena marina caratterizzata da un'onda lunga che si propaga in direzione 90° rispetto al Nord, la cui lunghezza d'onda è pari a 200 m. L'intensità della corrispondente immagine SAR è mostrata in Fig.3. In questo caso si tratta di onde che si propagano nella direzione del *range*, quindi, secondo [3] il VB non ha alcun effetto nella formazione dell'immagine SAR. Quindi il *pattern* ondoso visibile nell'immagine di Fig.3 è legato prevalentemente all'effetto di modulazione lineare della NRCS, ovvero dovuto alla RAR MTF [3] (Fig.4).

Nel terzo esperimento è stata simulata una scena marina caratterizzata da un'onda lunga, che si propaga con direzione  $45^{\circ}$  rispetto al Nord, di lunghezza d'onda pari a 60 m. L'intensità della corrispondente immagine SAR è mostrata in Fig.5. In questo caso la formazione dell'immagine SAR è legata sia al VB che alla RAR MTF. Ancora una volta il meccanismo di formazione dell'immagine è non lineare, come testimoniato dal parametro *f* pari a 0.7.

Nel quarto esperimento è stata simulata una scena marina caratterizzata da un treno di tre onde lunghe, che si propagano in direzione Nord, di lunghezze d'onda pari a 50, 60 e 70 m. L'intensità della corrispondente immagine SAR è mostrata in Fig.6. In questo caso la simulazione è più complessa e sebbene il meccanismo di formazione dell'immagine SAR sia ancora una volta non lineare, non è possibile definire il parametro f. Tutti gli esperimenti mostrati sono in accordo con i risultati sperimentali descritti per esempio in [3].

# CONCLUSIONI

In questo lavoro è stato presentato e discusso un simulatore di immagini SAR basato sul modello elettromagnetico a due scale e sulla descrizione dei fenomeni dinamici ed idrodinamici secondo la teoria del VB. Gli esperimenti hanno mostrato l'affidabilità del simulatore.

# **BIBLIOGRAFIA**

- [1] C.R.Jackson, J.R.Apel Editors. "Synthetic Aperture Radar Marine Users Manual", NOAA, Washington, DC, 2004.
- [2] R.O.Harger, "The Synthetic Aperture Image of Time-Variant Scenes", Radio Sci., vol.15,pp.749-756, 1980.
- [3] W.Alpers, et al., "On the Detectability of Ocean Surface Waves by Real and Synthetic Aperture Radar". J. Geophys. Res., vol.86, no.C7, pp.6481-6498, 1981.
- [4] M.Bao, "On the Imaging of Two-Dimensional Ocean Surface Wave Field by an Along-Track Interferometric Synthetic Aperture Radar". Ph.D. dissertation. The University of Hamburg, Germany, 1995.
- [5] M.Bao, W.Alpers, "On the Cross Spectrum Between Individual-Look Synthetic Aperture Radar Images of Ocean Waves". IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, vol.36, no.3, pp.922-932, 1998.

# USO DI RETI NEURALI PER EMULARE IL MODELLO A DUE SCALE DI EMISSIONE E SCATTERING DELLA SUPERFICE MARINA

L. Pulvirenti, F. S. Marzano, N. Pierdicca

Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università "La Sapienza" di Roma Via Eudossiana 18, 00184 Roma pulvirenti@mail.die.uniroma1.it, marzano@mail.die.uniroma1.it, nazzareno.pierdicca@uniroma1.itt

## Abstract

The two-scale approach is a theory for modeling the sea surface which is widely adopted to simulate microwave polarimetric passive observations over such background. To deal with the problem of the high computational time required to run the model, a neural network technique is proposed in this work. We have adopted the neural network to emulate a simulator, named SEAWIND and validated in previous works, which implements the two-scale model. Two training algorithms, namely the Levemberg-Marquardt and the Bayesian Regularization, have been considered and compared. Model functions based on a regression approach have been also used as benchmarks. The neural network technique has been verified by comparing neural network-derived simulations with SEAWIND-derived ones. The scope of our study consists of demonstrating the feasibility of a neural network approach to the efficient and effective modeling of sea surface thermal emission and scattering.

## **INTRODUZIONE**

Il radiometro WindSat, lanciato nel 2003 a bordo della piattaforma Coriolis, è il primo strumento che permette di acquisire in modo continuo dati polarimetrici a microonde su superficie marina. Disporre di un modello elettromagnetico diretto di tali dati è di fondamentale importanza nell'ambito di una metodologia di stima del campo di vento (velocità e direzione) su mare. Tra i diversi modelli di letteratura, l'approccio a due scale [1] è uno dei più utilizzati per simulare le osservazioni di un radiometro polarimetrico a microonde satellitare. Per tale strumento, le grandezze oggetto di misura sono le quattro componenti del vettore di Stokes modificato ( $\mathbf{T}_B$ ), ossia le temperature di brillanza in polarizzazione verticale ( $T_{Bv}$ ) ed orizzontale ( $T_{Bv}$ ) ed i parametri di correlazione ( $U \in V$ ).

Nel modello a due scale, che combina l'approssimazione di Ottica Geometrica con il metodo delle piccole perturbazioni, la superficie marina è costituita da faccette piane inclinate (la cui estensione è molto maggiore della lunghezza d'onda  $\lambda$ ) sulle quali sono presenti rugosità di piccola scala. Un aspetto critico è costituito dalla scarsa efficienza computazionale. Infatti, simulare un singolo vettore  $T_B$  implica il calcolo di quattro integrali. Un integrale doppio è necessario per valutare il vettore di Stokes emesso/diffuso da una singola faccetta (applicazione della legge di Kirchoff generalizzata al caso polarimetrico). Un altro integrale doppio permette di determinare la media integrale della radiazione emessa/diffusa dalle singole faccette, pesata dalla densità di probabilità delle pendenze.

In studi precedenti [2]-[3], era stato sviluppato e validato un simulatore (chiamato SEAWIND) delle misure di un radiometro polarimetrico satellitare a microonde. SEAWIND implementa l'approccio a due scale proposto da Yueh [1] e permette di tenere conto degli effetti atmosferici. In questo lavoro si affronta il problema del miglioramento dell'efficienza di tale simulatore. Dato che le reti neurali (*neural networks*: NN), aventi almeno uno strato nascosto, possono essere considerate degli approssimatori universali, nel presente studio esse sono utilizzate per emulare il comportamento di SEAWIND, ovvero del modello a due scale, migliorandone l'efficienza e mantenendone l'accuratezza.

Per verificare il metodo proposto, le simulazioni prodotte da SEAWIND sono state paragonate a quelle generate dalle reti neurali da noi sviluppate ed a quelle calcolate tramite procedure più convenzionali usate nella soluzione di problemi d'inversione, quali *model functions* (MF) basate su tecniche di regressione [4]. Le simulazioni riguardano le tre bande polarimetriche di WindSat (10.7, 18.7 and 37.0 GHz) ed i corrispondenti angoli di osservazione (49.9°, 55.3° e 53.0°, rispettivamente).

# PROGETTO DELLE RETI NEURALI

Per mettere a punto delle NN capaci di approssimare il comportamento di SEAWIND e quindi di emulare il modello a due scale, è stato generato un insieme di dati di allenamento (*training*) consistenti in coppie di vettori di ingresso e di uscita ( $\mathbf{T}_B$ ) del simulatore. Come ingressi sono stati scelti l'angolo tra la direzione del vento e la direzione di puntamento del radiometro ( $\varphi$ ), la velocità del vento (u), la temperatura superficiale del mare ( $T_S$ ), lo spessore ottico dell'atmosfera ( $\tau$ ) e la sua temperatura media radiativa verso il basso ( $T_{mrdn}$ ). I suddetti ingressi sono stati generati aleatoriamente. Altri parametri sono stati considerati costanti (salinità), o strettamente correlati con quelli scelti come ingressi ( $T_{mrup}$ ). Da un'analisi preliminare di sensibilità dell'accuratezza delle reti al numero di campioni del set di dati di *training*, tale numero è stato fissato a 1000 per ciascuna rete.

E' stato scelto di progettare tre architetture identiche per le tre bande considerate consistenti in 5 neuroni d'ingresso (corrispondenti alle 5 variabili elencate prima), uno strato nascosto da 20 neuroni con funzioni di attivazione *tan-sigmoidi*, e quattro neuroni di uscita (corrispondenti alle 4 componenti del vettore di Stokes) con funzioni di attivazione lineari. Di conseguenza, le componenti di  $T_B$  prodotte da una singola NN possono essere espresse dalla seguente formula:

$$T_{Bq}(f) = \sum_{j=1}^{20} \omega_{qj} \left[ \operatorname{tansig}\left(\sum_{i=1}^{5} w_{ji} x_i + bj\right) \right] + \beta_q, \quad (q=1,\dots,4)$$
(1)

Nell'equazione (1), *f* indica la frequenza,  $w_{ji} e b_j$  rappresentano i pesi ed i *bias* del *j*esimo neurone dello strato nascosto (*j*=1,...,20),  $\omega_{qj} e \beta_q$  denotano pesi e *bias* del *q*esimo neurone dello strato di uscita e la generica variabile d'ingresso è indicata da  $x_i$ (*i*=1,...,5).  $T_{Bq}$  è la generica componente di  $\mathbf{T}_B (T_{B1} = T_{Bv}, T_{B2} = T_{Bh}, T_{B3} = U, T_{B4} = V)$ . I pesi ed i *bias* dipendono dall'algoritmo di allenamento. In questo lavoro sono stati scelti il Levemberg-Marquardt (LM) [5], che è l'algoritmo più veloce per reti di dimensioni moderate e la Regolarizzazione Bayesiana (BR) [6] che è una modifica dell'algoritmo LM per produrre NN dotate di eccellenti capacità di generalizzazione. Quest'ultima proprietà è fondamentale per progettare reti capaci di generare simulazioni affidabili in presenza di nuovi ingressi. E' stato inoltre verificato che un numero di cicli pari a 200 è sufficiente per un completo addestramento delle reti sia per LM che per BR.

# ANALISI DEI RISULTATI E CONCLUSIONI

Il confronto tra i  $\mathbf{T}_B$  prodotti dai vari simulatori (SEAWIND, NN e MF) è stato effettuato considerando un set di dati di validazione indipendente dal database di *training* in modo da valutare la capacità delle reti di generalizzare e quindi la loro robustezza. Il database di validazione è stato derivato dalle analisi meteorologiche fornite dall'ECMWF (*European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*) e riguardanti il Mar Mediterraneo (anno 2000).

I risultati del confronto sono stati valutati in termini di errore medio rispetto alle simulazioni SEAWIND e di deviazione standard dell'errore. Tali parametri, denotati rispettivamente con  $\varepsilon_q$ , (q=1,...,4) e con  $\sigma_q$ , (q=1,...,4), sono stati normalizzati rispetto alla deviazione standard del parametro. In Figura 1 sono mostrati i valori di  $\varepsilon_q$ ,  $\pm \sigma_q$  per ciascuna componente di **T**<sub>B</sub> in funzione della frequenza. I segmenti rappresentano l'intervallo  $[-\sigma_q, + \sigma_q]$  intorno all'errore medio normalizzato. I valori di quest'ultimo parametro sono indicati con quadrati (MF), croci (LM) e cerchi (BR).

I valori di  $\varepsilon_q$  delle reti sono praticamente nulli per ogni componente di  $\mathbf{T}_B$ , mentre le MF sottostimano  $T_{Bv}$  e  $T_{Bh}$ , specialmente a 18.7 e 37.0 GHz. Appare notevole la differenza di prestazioni tra reti e MF per quanto riguarda le deviazioni standard normalizzate dell'errore di  $U \in V$ . Tale differenza mette in luce le proprietà di robustezza delle reti rispetto alle MF. Da questo punto di vista la capacità di generalizzazione dell'algoritmo BR permette di ottenere un'accuratezza migliore nella riproduzione del comportamento del simulatore SEAWIND rispetto a quella fornita dal metodo LM.

Uno degli utilizzi di un modello elettromagnetico diretto come quello a due scale, consiste nella generazione di un database di temperature di brillanza simulate su cui addestrare algoritmi di stima di parametri geofisici, quali la velocità del vento sul mare. Dato che, per tenere conto di errori di modello e strumentali, viene generalmente aggiunto alle simulazioni un rumore a media nulla e deviazione standard di 1 K e poiché osservando Figura 2 si può notare come l'errore di simulazione sia molto minore di 1 K, si può concludere che tale rumore tende a mascherare l'errore commesso sostituendo al simulatore basato sul modello a due scale una rete neurale. L'impatto di tale errore è quindi basso.

È' infine fondamentale una valutazione del miglioramento dell'efficienza. Il database di validazione è costituito da 1000 campioni. Per generare 1000 simulazioni mediante il software SEAWIND sono necessari un paio di giorni circa (con un personal computer avente un processore Pentium 4 e con 1 GB di RAM). Invece, una volta addestrata opportunamente (il tempo necessario è circa due minuti), la rete neurale impiega circa 0.03 secondi per produrre 1000 simulazioni. Questo la rende uno strumento adatto ad un impiego all'interno di algoritmi di stima di tipo iterativo.



Figura 1. Valore medio e deviazione standard della differenza tra le simulazioni di  $T_B$  ottenute col modello a due scale e quelle prodotte da MF (quadrati) e reti allenate con l'algoritmo LM (croci) e BR (cerchi). Sono prese in considerazione le tre bande polarimetriche di WindSat.

#### **BIBLIOGRAFIA**

- S. H. Yueh, "Modeling of wind direction signals in polarimetric sea surface brightness temperatures," *IEEE Trans. Geosci. and Rem. Sens.*, vol. 35, pp. 1400-1418, 1997.
- [2] P. Pampaloni, L. Guerriero, G. Macelloni, and N. Pierdicca, "SEAWIND': a physical model for simulating ocean wind measurements by means of radio polarimetry," *Proc. of Int. Workshop POLRAD '96*, ESA WPP-135, ISSN 1022-6656, August 1996.
- [3] N. Pierdicca, F.S. Marzano, L. Guerriero, and P. Pampaloni, "On the effect of atmospheric emission upon the passive microwave polarimetric response of an azimuthally anisotropic sea surface," *Progress Electrom. Res.*, *PIER 26*, Kong Editor, EMW Publishing, pp. 223-248, 2000.
- [4] S.T. Brown, C. S. Ruf, and D.R. Lyzenga, "An Emissivity-Based Wind Vector Retrieval Algorithm for the WindSat Polarimetric Radiometer," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 44, no. 3, pp. 611–621, March 2006.
- [5] M.T. Hagan, H.B. Demuth, and M.H. Beale, *Neural Network Design*, Boston, MA: PWS Publishing, 1996.
- [6] D.J.C. MacKay, "Bayesian interpolation", *Neural Computation*, vol. 4, pp. 415-447, 1992.

## La Differenza di fase co-polare per l'osservazione degli idrocarburi a mare

F. Nunziata<sup>1</sup>, A. Gambardella<sup>2</sup>, M. Migliaccio<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Università degli Studi di Napoli "Parthenope", Dipartimento per le Tecnologie, via Medina 40, 80133 Napoli, Itala – tel.: +390815475262; e-mail: {ferdinando.nunziata, maurizio.migliaccio}@uniparthenope.it.

<sup>2</sup>Università degli Studi di Cagliari, Dipartimento di Ingegneria Elettrica ed Elettronica, Piazza d'Armi 19, 09233 Cagliari, Italia. e-mail: attgamba@diee.unica.it

## Abstract

In this paper the capability of the of the phase difference standard deviation value ( $\varphi_{c_{std}}$ ) to distinguish among different dark patches in polarimetric SAR images is investigated. The  $\varphi_{c_{std}}$  evaluated between the co-polarized terms of the scattering matrix, needs only HH and VV data and can be applied also on dual-polarized SAR sensors such as the ASAR operated on board of the ENVISAT satellite. The  $\varphi_{c_{std}}$  estimation has been performed through a simple and effective filter, which can assist oil spill classification.

## INTRODUZIONE

L'inquinamento marino legato allo sversamento di idrocarburi in mare è un serio problema ambientale. Gli sversamenti dovuti ad incidenti che coinvolgono le petroliere contribuiscono solo per il 5% all'ammontare dell'olio versato in mare, la rimanente parte è per lo più legata agli sversamenti intenzionali da parte di imbarcazioni medio-grandi. Questi ultimi sono fortemente correlati con le principali rotte di navigazione e con gli impianti per l'estrazione del petrolio in mare.

Già da alcuni anni si è capito che solo grazie ad un'osservazione continuativa ed efficace è possibile contrastare seriamente questo fenomeno. Da questo punto di vista le tecniche di telerilevamento a microonde, con particolare riferimento alle applicazioni del sensore Radar ad Apertura Sintetica (SAR), sono uno strumento essenziale.

In questo lavoro si mostra la possibilità e l'efficacia di rivelare sversamenti di idrocarburi usando dati SAR polarimetrici. In particolare si fa riferimento alle informazioni contenute nell'angolo di fase tra le componenti co-polari della matrice di scattering. Infatti tale angolo può essere descritto mediante una densità di probabilità di tipo gaussiana, con valore medio e deviazione standard fortemente legati alle proprietà fisiche e dielettriche della porzione di scena osservata. In questo lavoro si mostra come, a partire dalla deviazione standard dell'angolo di fase ( $\varphi_{c_std}$ ), è possibile individuare eventuali macchie scure nell'immagine SAR e discriminare tra idrocarburi e *look-alike*. Il metodo si basa su dati *dual-polarized* ovvero è impiegabile ai dati ASAR-ENVISAT, a differenza di quelli basati su dati SAR pienamente polarimetrici, necessita solo delle misure riferite ai canali HH e VV, quindi è utilizzabile anche con i dati relativi alla missione ENVISAT.

# IL MODELLO DI RETRODIFFUSIONE

Un SAR polarimetrico misura la matrice complessa di scattering **S** per ogni cella di risoluzione. Tale matrice consente di ricavare la sezione radar normalizzata,  $\sigma^{o}$ , per una qualunque combinazione di polarizzazione trasmessa e ricevuta. In particolare, facendo riferimento a polarizzazioni di tipo lineare (orizzontale e verticale), in configurazione di *backscattering* e invocando la reciprocità [1], si può affermare che  $S_{hv}=S_{vh}$ . Poiché il generico  $S_{pq}$ , dove i pedici p, q indicano rispettivamente la polarizzazione ricevuta e trasmessa, è un numero complesso, lo si può esprimere come  $\dot{S}_{pq} = S_{pq} \exp(j\varphi_{pq})$ . Pertanto:

$$\mathbf{S} = e^{j\varphi_{vv}} \begin{bmatrix} S_{vv} & S_{vh}e^{j\varphi_x} \\ S_{vh}e^{j\varphi_x} & S_{hh}e^{j\varphi_c} \end{bmatrix} , \qquad (1)$$

dove  $\varphi_x = \varphi_{hv} - \varphi_{vv} = \varphi_{vh} - \varphi_{vv}$  è l'angolo di fase cross-polare, mentre  $\varphi_c = \varphi_{hh} - \varphi_{vv}$  è quello co-polare. Quando un SAR illumina un target distribuito, il campo elettrico totale retrodiffuso al sensore consiste di molti contributi legati ai vari elementi scatteratori presenti nell'area illuminata. Quindi la generica ampiezza di scattering  $S_{pq}$ , misurata dal radar, è rappresentata da:

$$\dot{S}_{pq} = S_{pq} e^{j\varphi_{pq}} = \sum_{n=1}^{N} S_{pq}^{(n)} e^{j\varphi_{pq}^{(n)}} \qquad p, q = v, h$$
<sup>(2)</sup>

dove *N* rappresenta il numero totale di scatteratori elementari presenti nella cella di risoluzione,  $S_{pq}^{(n)}$  e  $e^{j\varphi_{pq}^{(n)}}$  sono, rispettivamente, il modulo e la fase del campo retrodiffuso dall'*n*-esimo elemento. In particolare si dimostra che queste due quantità sono variabili aleatorie statisticamente indipendenti e, per *N* grande [2], la parte reale ed immaginaria di  $\dot{S}_{pq}$  sono descritte attraverso variabili aleatorie gaussiane a media nulla e con la stessa varianza [2]. Ne consegue allora che il modulo di  $\dot{S}_{pq}$  è descritto da una variabile aleatoria di tipo Rayleigh, mentre la fase è uniformemente distribuita nell'intervallo [- $\pi \pi$ ] [2].

Sebbene le fasi  $\varphi_{hv}$ ,  $\varphi_{vv} \in \varphi_{hh}$  risultano uniformemente distribuite, non è detto che lo siano le differenze di fase  $\varphi_c \in \varphi_x$ . Generalmente, quest'ultima è uniformemente distribuita nell'intervallo  $[-\pi \pi]$ , mentre la  $\varphi_c$  è distribuita secondo una gaussiana con media e varianza legate alle caratteristiche della scena [2],[3]. Sia la media che la deviazione standard della  $\varphi_c$  variano in funzione della rugosità superficiale, dell'angolo di incidenza locale e della lunghezza d'onda elettromagnetica [3]. Tuttavia, le variazioni della media sono piccole, se confrontate con quelle della deviazione standard [2]. Inoltre quest'ultima è una misura del grado di correlazione tra  $\dot{S}_{hh}$  e  $\dot{S}_{vv}$  [2],[4].

## **ESPERIMENTI**

In questa sezione sono presentati alcuni significativi esperimenti condotti su immagini SAR in banda C, acquisite dal sensore SIR-C/X-SAR montato a bordo dello *Shuttle Endevour* e relative alle missioni STS-59 (9-20 Aprile, 1994) e STS-68 (30 Settembre – 11 Ottobre, 1994). Il sensore SAR è stato progettato e costruito misurare i coefficienti della matrice di scattering **S** sia in banda C che in banda L.

Sono esaminate due tipologie di macchie scure. Nelle immagini di Fig. 1,2 (a) sono mostrati i dettagli di due differenti acquisizioni, in condizioni di vento pari a 8.8 e 5.7 m/s, rispettivamente, in cui è presente una macchia scura dovuta ad uno sversamento di *Oleyl Achool* (OLA). L'OLA forma un film mono-molecolare che genera un *look-alike* di origine biogenica [5]. Nelle Fig. 1-2 (b) sono mostrate le immagini dei valori di  $\varphi_{c\_std}$ . Si nota come il film non sia facilmente distinguibile dal *background* circostante, soprattutto in condizioni di vento debole. Il filtraggio, operato sulla base del modello elettromagnetico, mostra come in questo caso il *look-alike* dovuto alla presenza di film biogenici non è evidenziato, ovvero il parametro  $\varphi_{c\_std}$  non è sensibile alla presenza di tali *look-alike*.



**Figura 1:** Total power (a) e std della differenza di fase (b) relative all'immagine SIR-C in banda C acquisita il 15-04-94 alle 02:14 in cui è presente uno film biogenico (OLA).



**Figura 2:** Total power (a) e std della differenza di fase (b) relative all'immagine SIR-C in banda C acquisita il 01-10-94 alle 05:33 in cui è presente uno film biogenico (OLA).



**Figura 3:** Total power (a) e std della differenza di fase (b) relative all'immagine SIR-C in banda C acquisita il 01-10-94 alle 08:14 in cui è presente un idrocarburo.

Nelle immagini di Fig. 3-4 (a) sono mostrati i dettagli di due differenti acquisizioni, in condizioni di vento medio-debole, in cui è presente una macchia scura dovuta alla presenza di un idrocarburo. A differenza del caso precedente la  $\varphi_{c\_std}$  risulta molto sensibile alla presenza di tale sostanza, come si nota nelle Fig. 3-4 (b).



**Figura 4:** Total power (a) e std della differenza di fase (b) relative all'immagine SIR-C in banda C acquisita il 08-10-94 alle 05:57 in cui è presente un idrocarburo.

# CONCLUSIONI

In questo lavoro si è mostrato come un innovativo filtraggio basato su un modello elettromagnetico polarimetrico delle retrodiffusione marina può essere utilmente ed efficacemente impiegato per classificare le macchie scure presenti nelle immagini SAR dovute a sversamenti di idrocarburi rispetto ai cosiddetti look-alike. Il metodo è estremamente efficace in termini computazionali e richiede dati *dual-polarized* come quelli acquisiti dal sensore ASAR operato a bordo del satellite ENVISAT.

# RINGRAZIAMENTI

Gli autori ringraziano il Jet Propulsion Laboratory (JPL) della NASA ed il Joint Research Centre (JRC) per aver fornito i dati utilizzati in questo studio.

# RIFERIMENTI

- [1] A.Guissard, "Introduction to Radar Polarimetry". Universite Catholique de Louvain, Belgium, 2005.
- [2] F.T.Ulaby, K.Sarabandi, A.Nashashibi, "Statistical Properties of the Mueller Matrix of Distributed Targets". *IEE Proceedings-F*, vol.139, no.2, pp.136-146, 1992.
- [3] F.Mattia, T.L.Toan J.Souyrie, G.D.Carolis, N.Floury, F.Posa, G.Pasquariello, "The Effect of Surface Roughness on Multifrequency Polarimetric SAR Data". *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, vol.35, no.4, pp.954-966. 1997.
- [4] I.R.Joughin, D.P.Winebrenner and D.B.Percival, "Probability Density Functions for Multilook Polarimetric Signatures". *IEEE Trans. Geosci. and Remote Sensing*, vol.32, no.3, pp.562-574, 1994.
- [5] M.Gade, W.Alpers, H.Huhnerfuss, H.Masuko, and T.Kobayashi, "Imaging of biogenic and anthropogenic ocean surface films by the multifrequency/multipolarization SIR-C/X-SAR". *J. Geophys. Res.*, vol.103, no.C9, pp.18851-18866, 1998.

# A Brief History of Wireless Including Who Was James Clerk Maxwell and What Did He Do?

Tapan K. Sarkar<sup>(1)</sup>, Magdalena Salazar-Palma<sup>(2)</sup>

<sup>1</sup>Department of Electrical Engineering, Syracuse University, Syracuse, New York 13244-1240, USA, tksarkar@syr.edu <sup>2</sup>Grupo de Radiofrecuencia, Dpto. de Teoria de la Senal y Comunicaciones, Escuela Politecnica Superior, Universidad Carlos III de Madrid, Avenida de la Universidad, 30, 28911 Leganes – Madrid, Spain, salazar@tsc.uc3m.es

#### Abstract

First, a brief overview [1] will be presented of some of the interesting developments in electricity, magnetism and optics till the time of Maxwell. This will create the scenario in which Maxwell came in. Then we will do a review of the contributions of Maxwell's work.

Next, the contribution of one of the greatest scientist - James Clerk Maxwell - will be presented as his name is synonymous with the development of modern physics. He laid the basic foundation for electricity, magnetism, and optics. The theory on electromagnetism is one of the few theories where the equations have not changed since its original conception, whereas their interpretations have gone through revolutionary changes at least twice. He introduced the terms "curl", "convergence" and "gradient". Nowadays, the convergence is replaced by its negative, which is called "divergence", and the other two are still in the standard mathematical literature. The first revolution was by Hertz and Heaviside and the second by Larmor. Maxwell's work on electromagnetic theory was only a very small part of his research. In his hands electricity first became a mathematically exact science and the same might be said of other larger parts of Physics. In whatever area he worked, he brought new innovation. He published five books and approximately 100 papers. Maxwell can be considered as one of the world's greatest scientists even if he had never worked on electricity and magnetism. His influence is everywhere, which surprisingly is quite unknown to most scientists and engineers! The talk will describe some of that research including for example, the ophthalmoscope and the Maxwell's yellow spot test for macular degeneration, the three colors used in color television, as inventor of the concept of ensemble averaging and the developer of the concept of entropy which was expounded by Leo Szilard and others as information theory. He took the first color photograph, laid the basic foundation on the choice of three primary colors in characterizing any color, and developed accessories for color blind people, which are still used today. He developed general laws of Optical instruments and even developed a theory on the composition of Saturn's rings. He created a standard for electrical resistance. He also wrote the first paper on negative feed back which was the cornerstone of Norbert Wiener's work on cybernetics. He also developed the system of dimensional analysis and surprisingly the method of solving the loop currents as the ratio of determinants, to name a few. He developed a coherent set of units of measurement of electricity and magnetism, which became misleadingly known as the Gaussian system.

Even though Maxwell has influenced development in many areas of physical sciences and had started a revolution in the way physicists look at the world, he is not very well know, unfortunately, outside some selected scientific communities. The reasons for that will also be described.

#### REFERENCE

 Tapan K. Sarkar, Robert J. Mailloux, Arthur A. Oliner, Magdalena Salazar-Palma and Dipak L. Sengupta, *History of Wireless*, John Wiley and Sons, Inc., 2006.

# VERIFICA DI UN SOFTWARE PER LA PREVISIONE DELLA RADIOCOPERTURA

Giorgio Franceschetti, Raffaella Guida, Antonio Iodice, Daniele Riccio, Giuseppe Ruello

Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni, Università di Napoli "Federico II" – via Claudio 21, 80125 Napoli {gfrance, iodice, daniele.riccio, ruello}@unina.it

## Abstract

In this paper a measurement procedure for the validation of a software for the evaluation of the electromagnetic field levels in urban environment is presented. The considered software is a ray-tracing based tool. It relies on a deterministic description of the macroscopic environment and a statistical contribution to account for the several random phenomena typical of urban scenarios. The measurements are performed in an area made of different building density and properties. A transmitting antenna radiated a field, whose values were acquired by a receiver mounted on a car. The obtained measured data are compared with the software evaluation. Matching and differences between measurements and theoretical results are provided.

## **INTRODUZIONE**

L'impiego di affidabili strumenti di calcolo che consentano (prima di effettuare l'installazione) di prevedere il livello di campo elettromagnetico in una data area, assegnate le posizioni delle antenne e la topografia della zona, è estremamente importante ai fini di un efficiente dimensionamento delle reti wireless nelle città.

La geometria e le proprietà dielettriche degli edifici, la posizione, il diagramma di irradiazione e il guadagno dell'antenna trasmittente, la topografia, e così via, influenzano sensibilmente la radiocopertura fornita da una rete cellulare e devono essere adeguatamente tenuti in conto dagli algoritmi dedicati allo studio del campo. Gli strumenti di calcolo esistenti possono essere classificati in base all'approccio che utilizzano per la descrizione dell'ambiente urbano: i modelli statistici, particolarmente utili per descrivere la propagazione del campo su grandi aree in funzione di parametri medi, i modelli deterministici, efficienti per la descrizione in zone di piccole dimensioni (dell'ordine del chilometro), basati sulla conoscenza esatta della cella che si vuole esaminare. Questi ultimi sono oggetto di questo lavoro e si basano su tecniche di ottica geometrica e teoria geometrica della diffrazione, descrivendo la propagazione del campo in termini di raggi [1]. In questo articolo si presenta una campagna di misure realizzata per verificare sperimentalmente la validità delle previsioni realizzate da uno di tali strumenti, presentato in un lavoro recente [2], [3].

Lo strumento di calcolo è qui brevemente presentato. Si forniscono, poi, dettagli sulla tecnica utilizzata per realizzare le misure di campo elettromagnetico in aree urbane. I risultati delle misure sono presentati e confrontati con i valori di campo elettromagnetico previsti dallo strumento di calcolo.

# LO STRUMENTO DI CALCOLO

Il software di calcolo che si intende verificare, assegnata la topografia del territorio e dell'insediamento urbano, calcola il valore di campo elettromagnetico generato da una o più stazioni radio base poste in un qualsiasi punto della scena in esame. Il software richiede la posizione dell'antenna, il suo diagramma di irradiazione, ed il suo guadagno. La conformazione del terreno e degli edifici sono descritte in maniera deterministica (su scala macroscopica) e stocastica (su scala microscopica). Gli edifici sono descritti come prismi retti di base qualsiasi e la loro interazione con il campo irradiato dall'antenna trasmittente da luogo a fenomeni di riflessione e diffrazione, descritti in accordo alle leggi di Fresnel e alla teoria uniforme della diffrazione, come presentato in [2]. In Figura 1a e 1b si mostrano rispettivamente i dati di ingresso per una simulazione nel quartiere di Fuorigrotta, a Napoli, ed i relativi valori di campo elettromagnetico irradiato da un'antenna posizionata in prossimità dello stadio San Paolo (vedi punto rosso in Figura 1a).



Figura 1a: Visione 3D dello scenario di ingresso allo strumento di calcolo; 1b: Risultato della simulazione.

# LA PROCEDURA DI MISURA

In questo capitolo si presenta la procedura di misura proposta ai fini della verifica sperimentale della validità dei risultati del software. La definizione di una procedura di misura e di valutazione del campo irradiato è necessaria al fine di ottenere dati sperimentali confrontabili. Tale aspetto è particolarmente critico per le misure in esterno, dove vi è una grande variabilità dei parametri che intervengono nella rilevazione del dato e nella sua analisi.

La strumentazione di misura utilizzata è formata da una sezione trasmittente ed una ricevente. La sezione trasmittente è costituita da un trasmettitore e da un'antenna omnidirezionale *Kathrein Serie 736 350*, mostrata in Figura 2a, operanti a frequenze prossime a quelle di downlink del GSM. La sezione ricevente (vedi Figura 2b), composta da un'antenna ricevente collegata ad un ricevitore *GRIFFIN SMR 9000* 

*Series*, un sistema di posizionamento *GPS III Plus Garmin* per stimare le coordinate dei punti in corrispondenza dei quali sono effettuate le misure, ed un laptop per l'elaborazione e l'immagazzinamento in tempo reale dei dati, è stato montato su un'auto che ha consentito di misurare i livelli di campo irradiato nella zona circostante l'antenna in trasmissione. L'antenna trasmittente è stata montata in prossimità dello stadio San Paolo, in corrispondenza del punto rosso di Figura 1a, ed ha trasmesso un'onda continua (CW).



Figura 2a: Fotografia dell'antenna trasmittente; 2b: gli strumenti di ricezione.

# **VERIFICA SPERIMENTALE**

L'acquisizione delle misure è stata realizzata su opportuni percorsi, scelti al fine di evidenziare alcune caratteristiche del software. In questo articolo è presentato un percorso, descritto dalla serie di punti colorati in Figura 3a. La previsione di campo nella stessa area è presentata in Figura 3b.



*Figura 3a: Percorso di misura effettuato; 3b: livelli di campo previsti dal software di calcolo.* 

In Figura 4 si mostra il confronto tra dati misurati (linea rossa) e valori teorici (linea bianca). Si noti che il comportamento è mediamente ben rappresentato dal software (la differenza media tra misure e simulazione risulta essere pari a 2.06 dB, con una deviazione standard di 8 dB). È però evidente che, il campo previsto dal software presenta delle variazioni più brusche, (come mostrato negli zoom evidenziati nei riquadri) dovute alla descrizione per raggi che non tiene in conto delle transizioni esistenti a causa della diffusione del campo legata alla rugosità delle pareti, alla presenza di auto, vegetazione, e così via. Tali fenomeni sono poi stati presi in considerazione, inserendo un contributo statistico che ha consentito di ridurre la differenza media tra misure e simulazione fino a 0.013 dB, con una deviazione standard di 7dB.



Figura 4: Confronto tra la misura (linea rossa) e la previsione del software (linea bianca).

## CONCLUSIONI

Una campagna di misure è stata condotta per verificare le prestazioni di uno strumento di calcolo del campo elettromagnetico in ambiente urbano. Una strumentazione di misura montata su un'auto ha consentito di misurare il campo elettromagnetico irradiato da un sistema trasmittente. I risultati ottenuti dimostrano un buon accordo tra simulazioni e misure.

## **BIBLIOGRAFIA**

- [1] G. Liang, H.L. Bretoni "A new approach to 3-D ray tracing for propagation prediction in cities", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol 46, pp. 853-863, 1998.
- [2] G.Franceschetti, A.Iodice, D.Riccio, G.Ruello, "Pianificazione dei Livelli di Campo Elettromagnetico", *Atti della XIV Riunione Nazionale di Elettromagnetismo*, pp.226-229, Ancona, sett.2002.
- [3] G.Franceschetti, A.Iodice, D.Riccio, G.Ruello, "Determinazione della Radiocopertura per Reti di Telecomunicazioni", *Atti della XV Riunione Nazionale di Elettromagnetismo*, pp.477-480, Cagliari, sett.2004.

# STUDIO DELLA PROPAGAZIONE INDOOR DI SEGNALI UWB MEDIANTE GO

D. Cassioli<sup>(1)</sup>, E. Di Giampaolo<sup>(2)</sup>, P. Tognolatti<sup>(3)</sup>

<sup>3)</sup> Dip. Ingegneria Elettrica e dell'Informazione, Università di L'Aquila

## Abstract

Recently, Ultra Wide Band (UWB) techniques aroused a great interest in wireless communications and in particular in radio-localization. UWB channel characterization based on statistic models does not permit to obtain as sufficient accuracy in multipath and angle of arrival estimation as deterministic techniques. A UWB ray-tracing tool based on geometrical optics able to model complex and dispersive environment has been developed. Good accuracy together with restricted computational time has been obtained.

## INTRODUZIONE

I sistemi di trasmissione Ultra Wide Band (UWB) hanno suscitato di recente un grande interesse, soprattutto per applicazioni nell'ambito delle comunicazioni wireless [1]. Tale interesse è legato anche all'emanazione della prima regolamentazione ufficiale, quella statunitense del 2002, che autorizza la trasmissione intenzionale di segnali UWB su bande già utilizzate da altri sistemi e servizi, purché siano rispettati certi limiti di potenza. In questo modo l'UWB consente un efficiente "riuso di frequenza" che permette di offrire servizi a larghissima banda, pur nell'attuale scenario di scarsezza delle risorse spettrali. I crescenti interessi commerciali, stimolati anche dal fatto che regolamentazioni alle trasmissioni UWB sono in fase di finalizzazione in molti altri paesi, si sono riflessi in maniera diretta e visibile nella costituzione di organismi di standardizzazione in ambito IEEE. Se la spinta iniziale puntava a finalizzare uno standard per comunicazioni wireless a larga banda basati su UWB come tecnologia di strato fisico (IEEE 802.15.3a), attualmente gli interessi si sono spostati su applicazioni a basso data rate per reti di sensori dotati anche di capacità di localizzazione. Le reti di sensori impongono due vincoli principali: basso consumo di potenza e bassa complessità del sistema. Queste specifiche sono entrambe ben supportate da dispositivi UWB. Inoltre l'UWB offre la possibilità di effettuare localizzazione in maniera molto accurata, in relazione alla risoluzione temporale del sistema UWB utilizzato. L'informazione di localizzazione è molto importante nei sistemi wireless basati su reti ad hoc che utilizzino i più avanzati algoritmi di instradamento dell'informazione.

Le prestazioni di un sistema di comunicazioni wireless sono molto sensibili al tipo di canale in cui si trovano ad operare. Ma se le prestazioni di un sistema di comunicazioni sono penalizzate dall'effetto del multipath sul rapporto segnale rumore in ricezione, che può essere tuttavia compensato con varie tecniche ben note, l'accuratezza di un sistema di localizzazione è molto sensibile al multipath ed anche alla direzione di arrivo dei cammini multipli. L'esigenza di ottimizzare il progetto di sistemi di comunicazioni e di localizzazione UWB ha portato negli ultimi anni a derivare una serie di modelli del canale di propagazione UWB, molti basati su misure sperimentali [1,2]. Tuttavia per la maggior parte, si tratta di modelli statistici che non consentono uno studio accurato dell'effetto del multipath e dell'angolo di arrivo.

In questo lavoro proponiamo una tecnica numerica innovativa per simulare il canale UWB con elevata accuratezza in scenari complessi pur mantenendo accettabili i tempi di elaborazione. Tale tecnica consente di gestire la simulazione di un qualsivoglia ambiente in cui un sistema UWB possa trovarsi ad operare, considerando segnali a banda molto larga e tenendo in conto

<sup>&</sup>lt;sup>(1)</sup> Consorzio RadioLabs, laboratorio associato di L'Aquila <sup>(2)</sup> DISP, Università "Tor Vergata", Roma

l'interazione con mezzi e strutture temporalmente dispersive. Inoltre, essendo tale tecnica basata sul ray-tracing, essa ci consente anche di valutare la direzione di arrivo dei vari contributi di multipath. Al momento un buon accordo qualitativo è stato osservato tra i risultati del metodo proposto e quelli sperimentali.

## **ANALISI UWB CON TECNICHE ASINTOTICHE**

Le tecniche ad alta frequenza come la GO/UTD possono essere applicate considerando la propagazione del campo lungo cammini rettilinei a tratti allorquando le condizioni di asintoticità ad alta frequenza del campo irradiato dalla sorgente siano soddisfatte. Difatti, nel caso più semplice di propagazione in un mezzo non dispersivo il campo associato ad un impulso irradiato dall'antenna su una superficie di riferimento  $\Sigma_0$  può essere espresso, similmente al caso monocromatico con l'espansione di Debye

$$\underline{\widetilde{E}}(\underline{r}_{0},\omega) = \widetilde{u}_{0}(\omega) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\underline{E}_{m}(\underline{r}_{0})}{(jk_{0})^{m}} e^{-jk_{0}\psi(\underline{r}_{0})}$$
(1)

con  $\widetilde{u}_0(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u_0(t) e^{j\omega t} dt$  (trasformata di Fourier) è l'ampiezza spettrale dell'impulso irradiato  $u_0(t)$ .

Nel dominio del tempo e'

$$\underline{E}(\underline{r}_{0},t) = \frac{1}{2\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\underline{E}_{m}(\underline{r}_{0})}{(-c)^{m}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\widetilde{u}_{0}(\omega)}{(-j\omega)^{m}} e^{j\omega\left(t - \frac{\psi(\underline{r}_{0})}{c}\right)} d\omega$$
(2)

Nell'approssimazione asintotica viene preservato solo il termine di ordine zero dell'espansione, pertanto

$$\underline{E}(\underline{r}_{0},t) \approx \underline{E}_{0}(\underline{r}_{0})u_{0}\left(t - \frac{\psi(\underline{r}_{0})}{c}\right)$$
(3)

cioè l'impulso ritardato ma non distorto. Chiaramente i termini di ordine superiore possono essere trascurati alle frequenze più alte; esiste tuttavia un limite inferiore di frequenza al di sotto della quale la mancanza di tali contributi costituisce una significativa distorsione del segnale. Quindi, indipendentemente dall'ambiente di propagazione, la stessa approssimazione di ottica geometrica e' un elemento di distorsione. D'altra parte ogni antenna e' caratterizzata da un limite inferiore di frequenza alla quale può irradiare perciò l'applicazione delle tecniche ad alta frequenza e' subordinata alla verifica dell'accuratezza di tali tecniche alla frequenza inferiore dell'antenna. Inoltre, relativamente agli scopi specifici di questo lavoro, l'attuale regolamentazione UWB impone che lo spettro dei segnali UWB sia al di sopra dei 3.1 GHz per non degradare le prestazioni di alcuni sistemi e servizi strategici.

In un ambiente complesso, in generale, in un punto di osservazione O il campo dovuto ad una sorgente posta in S e' costituito dalla sovrapposizione di molteplici contributi di riflessione e diffrazione

$$\underline{\widetilde{E}}(O) = \underline{E}(S)\underline{\underline{\widetilde{G}}}(S, O, \omega) \tag{4}$$

con

$$\underline{\underline{\widetilde{G}}}(\cdot,\cdot,\omega) = \sum_{k=1}^{K} \underline{\underline{\widetilde{M}}}_{k} e^{-j\frac{\omega}{c_{0}}s_{k}}$$

dove la sommatoria e' estesa a K contributi che pervengono al punto di osservazione dopo aver subito molteplici interazioni (riflessioni/diffrazioni) con gli oggetti. E(S) e' il campo emesso

dalla sorgente,  $s_k = \sum_{h=1}^{H_k} n_h s_h$  e' il cammino ottico del k-esimo raggio costituito da  $H_k$  rimbalzi successivi di riflassione, diffrazione a trasmissione (n. e' l'indice di riflassione per le h esime

successivi di riflessione, diffrazione e trasmissione ( $n_h$  e' l'indice di rifrazione per lo *h*-esimo

segmento del cammino ottico),  $\underline{\widetilde{M}}_{k} = \prod_{h=1}^{H_{k}} \underline{\widetilde{I}}_{h}(\cdot,\cdot,\omega) A_{h}$  e' un diadico che tiene conto degli effetti

delle  $H_k$  interazioni.

Nei limiti dell'approssimazione d'alta frequenza il campo in O e' tanto meglio approssimato quanto meno vengono trascurati alcuni dei diversi possibili contributi che concorrono a formare il campo. La funzione di trasferimento del sistema segnale(antenna)-ambiente di propagazione nel punto di osservazione O si ottiene combinando la trasformata di Fourier del segnale irradiato dall'antenna  $\tilde{u}(\omega)$ con (4) cioe'

$$\underline{\widetilde{H}}_{s}(O,\omega) = \sum_{k=1}^{K} \widetilde{u}(\omega) \cdot \underline{\widetilde{M}}_{k}(.,\omega) e^{-j\frac{\omega}{c_{0}}s_{k}}$$
(5)

In uno scenario indoor l'architettura dell'ambiente e la disposizione degli ostacoli richiede una modellazione piuttosto dettagliata dell'ambiente di propagazione. Nel nostro approccio si prendono in considerazione non solo le pareti degli edifici ma anche gli oggetti di arredamento che maggiormente possono influenzare la propagazione. Pertanto le mura sono modellate come slab dielettriche (anche stratificate) con parametri dielettrici complessi e dipendenti dalla frequenza. Lo spessore dei muri può essere variabile, e l'effetto complessivo sulla propagazione e' descritto tramite il coefficiente di riflessione e trasmissione dipendente dall'angolo di incidenza e dalle proprietà dielettriche e geometriche della parete. Particolari come porte in legno e finestre di vetro, benché di minore impatto, sono stati ugualmente inclusi nel modello, così come armadi, bacheche e porte metalliche. In tali ambienti il calcolo della propagazione del campo e' particolarmente oneroso e richiede tecniche di ray tracing sofisticate. A tale scopo e' stata usata una tecnica di ray tracing basata sulle mappe di visibilità [3]. La mappa di visibilità e' costituita da un insieme di punti di una superficie reale o fittizia proiezione, tramite i raggi della congruenza che passa per essa, dei punti degli oggetti colpiti da tali raggi. Tale tecnica consente di memorizzare l'informazione sufficiente per poter calcolare i cammini ottici in maniera particolarmente veloce. Grazie a tali caratteristiche il programma di calcolo e' stato arricchito con una analisi in frequenza su bande molto larghe contenendo i tempi di calcolo. In particolare per i risultati mostrati in questo lavoro l'analisi e' stata estesa a 2048 frequenze, con uno step di 5MHz. Nello scenario di Fig. 1 i tempi di calcolo necessari alla stima completa del campo sono meno di una decina di secondi per ognuno dei punti di osservazione. La sorgente, puntiforme, spazialmente isotropica, si ipotizza che irradi nel tempo un impulso gaussiano (Fig. 2). In Figg. 3, 4 sono riportati i grafici del segnale ricevuto in situazione LOS ed NLOS.

## CONCLUSIONI

E' stata presentata una tecnica innovativa e accurata per l'analisi della propagazione UWB in ambienti complessi. Tale tecnica, che i basa su un tracciatore di raggi che impiega mappe di visibilità, consente di simulare scenari qualsiasi e di tenere in conto l'interazione con mezzi e strutture temporalmente dispersive. E' in grado di considerare con grande accuratezza larghezze di banda elevate, pur mantenendo accettabili i tempi di elaborazione.



Fig. 1 Scenario indoor. S indica la posizione della sorgente, i punti la posizione dei ricevitori. Il soffitto (non mostrato) è presente nell'analisi elettromagnetica.



Fig. 2 Impulso gaussiano irradiato dalla sorgente:  $u_0(t)$ .



Fig.3 Campo LOS sul ricevitore y4 di Fig.1

Fig.4 Campo NLOS sul ricevitore x4 di Fig.1

## RIFERIMENTI

[1] Molish A.F., "Ultrawideband Propagation Channels-Theory, Measurement, and Modeling", IEEE Trans. Vehicular Technology, Vol. 54, No. 5, Sept. 2005 pp. 1528-1545.

[2] Ciccognani W., A. Durantini, and D. Cassioli, "Time Domain Propagation Measurements of the UWB Indoor Channel Using PN-Sequence in the FCC-Compliant Band 3.6–6 GHz", IEEE Trans. Antennas and Propagation, Vol. 53, No. 4, 2005 ,pp.1542-1549.

[3] Di Giampaolo E., and F. Bardati, "GTD Ray Tracing by Topological Mapping", IEEE AP-S, Whashington DC, July 2005, IEEE Catalog Number: 05CH37629C.

## AN ENHANCED 3D RAY TRACING ALGORITHM FOR INDOOR EM PROPAGATION

M.Allegretti, L.Coppo, R.Notarpietro, G.Perona

Dipartimento di Elettronica, Politecnico di Torino C.so Duca degli Abruzzi, 24 - 10129 Torino marco.allegretti@polito.it

## Abstract

An enhanced 3D Ray Tracing Propagation Algorithm for indoor EM Wave Propagation useful at various frequencies (e.g. UMTS, TETRA) is presented. By adopting reasonable simplifying assumptions, computation time is reduced of at least an order of magnitude, if compared to a brute force approach. In order to evaluate path losses, a classical recursive image method has been modified and 3D geometry was reduced to multiple 2D. By using the proposed approach, an higher number of reflections can be evaluated, thus increasing simulation accuracy.

#### INTRODUCTION

The analysis and simulation of electromagnetic (EM) wave propagation represent a crucial task in planning wireless networks for ICT application in complex indoor environments: for example, when emergency communication requirements must be fulfilled, an adequate planning is unavoidable in order to grant a service reliable both for quality and confidence. Deterministic wave propagation models are growing their importance day after day, becoming fundamental for the characterization of indoor propagation. Moreover an high simulation accuracy often requires a huge computation time that sorely tries CPU's strength and speed. In most cases hardware empowering is not enough to reduce computer simulation time, which can vary from minutes to weeks. Therefore it is necessary to perform a deep optimization on the algorithm and simplifying assumptions on the propagation models are often unavoidable to increase performances. Ray tracing is a good deterministic approach when wavelength becomes nearly negligible if compared to obstacle dimensions and the total field can be evaluated as a sum of independent components propagated in different directions. Each component (ray) is roughly modified by the propagation media in terms of phase and amplitude (attenuation) following an exponential equation. The focal point of the method is to find "all" the possible paths from a source to a receiver and evaluate the attenuation by the path length of the ray. The weak point of this approach is the unavoidable CPU's calculation time "explosion" with complex geometry. In this work, ray tracing approach is applied to indoor propagation where the complexity is reduced by simplifying assumptions.

## **BRUTE FORCE APPROACH ANALYSIS AND FURTHER OPTIMIZATION**

An indoor environment is characterized by lots of geometric objects. It would be nearly



Fig. 1. Simple 2D indoor environment: transmitter, receiver and ray paths.

impossible to analyze the original environment, so a digital (quantized) representation is required. In other words objects belonging to the environment can be represented by faces. Smaller the faces, higher the resolution. Objects, imperfections and everything smaller than wavelength can be neglected with good approximation. Moreover, we suppose that the indoor environment is empty, furnitureless.

The first approach to the ray tracing method is to consider a receiver and a transmitter placed everywhere in the environment, as shown in Fig. 1, for the simple case of 2D environment, where TX is the transmitter and RX the receiver. Ray paths are traced considering the one in line of sight (LOS) and the others are obtained by wall reflections: a classical recursive image method can be used.

The total attenuation (path loss) of the EM field belonging to each ray is given by a component of path loss and a component of reflection loss, due to the not perfect reflecting wall.

The number of paths with one reflection is given by the number of walls (faces) N in the environment, because one image per face has to be computed (1<sup>st</sup> order images). With two reflections each image (associated to a face) calculated before is a new equivalent source that requires to be reflected on the other N-1 walls, generating 2<sup>th</sup> order images. So, a path with K reflections requires to evaluate N(N-1)M-1 images.

The total field is given by the sum of the contribute of each ray; if we consider a max of reflection order equal to *K*, the number of path evaluation (complexity) is:

$$C = 1 + N \sum_{i=1}^{K} (N - 1)^{i-1}$$
(1)

The relevant assumption we can made for an indoor environment is that floor and ceiling, in most cases, are parallel and walls are perpendicular to the floor. Considering a ray's projection on the floor we individuate a family of rays which have the same vertical projection. Consequently we can split a path into two components: the horizontal one (or 2D) that represents the path projection on the floor, and the vertical one which represents reflections by floor and ceiling.

Thanks to the simple vertical geometry, computing the path length doesn't require evaluation of images. Each reflection on the floor and ceiling consists of an angle of incidence equal to the reflection angle, so an equivalent ray can be built, as shown in Fig. 2. The height  $H_f$  is automatically given by a simple relation:

$$H_{f} = H(n-1) + (mtx)htx + (mrx)hrx + (\overline{mtx})htx' + (\overline{mrx})hrx'$$
(2)



where mtx and mrx are pseudo-boolean coefficients obtained by the following table :

D	S	mtx	mrx	
0	0	1	0	
0	1	0	1	
1	0	1	1	
1	1	0	0	
Table 1. $mtx=not(S)$ $mrx=D \text{ xor } S$				

*D* and *S* represent the case in which the number of reflections is even (D=0) or odd (D=1) and if the first reflection is on the floor (S=0) or on the ceiling (S=1). The value  $H_f$  is independent by the distance between transmitter and receiver, so it can be precalculated. Once the value of  $H_f$  is known, the total path length is immediately given by the Pitagora's theorem. Consequently the total computation in order to find the path length in a simple vertical geometry consists of only one arithmetic calculation. The complexity of this algorithm is therefore 1. Tracing a 3D ray path with these equations, the algorithm is decomposed into two parts, vertical and horizontal (2D). If *N* represents the number of walls in the indoor environment, the effective number of walls to use with the 2D part of the algorithm is *N*-2, obtained removing ceiling and floor. Decomposing the total number of reflections *K* into two components,  $K_v$  and  $K_h$ , respectively the number of vertical and horizontal reflections, the total complexity of the algorithm becomes:

$$C1 = 1 + (1 + K_{\nu})(N - 2)\sum_{i=1}^{K_{h}} (N - 3)^{i-1}$$
(3)

The behavior of this function is shown in Fig. 3, where  $K_v$  has been varied to analyze the changes in the total amount of calculation complexity.

Computing the field in an entire environment requires to cover all the space with a
receiver grid. As example, a cubic room environment is used. Dividing the space into m points per dimension, the resultant number of receivers is  $m^3$ . Consequently, the total number of calculations computed using the brute force approach is:

$$C_T = m^3 \left( 1 + N \sum_{i=1}^{K} (N-1)^{i-1} \right) \cong m^3 N \sum_{i=1}^{K} (N-1)^{i-1}$$
(4)

The use of the optimized algorithm allows to use the 2D part of the path traced for all the m receivers with the same projection on the floor.

In the optimized algorithm the total amount of calculations is:

$$C1_{T} = m^{2} \Big( m + (1 + K_{v}) (N - 2) \sum_{i=1}^{K_{h}} (N - 3)^{i-1} \Big) \cong m^{2} \Big( 1 + K_{v} \Big) (N - 2) \sum_{i=1}^{K_{h}} (N - 3)^{i-1}$$
(5)



Fig. 3. Complexity of the Optimized Ray Tracing Fig. 4. An example of simulation output. A GUI was algorithm. developed, too.

#### CONCLUSIONS

An example of map covering is shown in Fig. 4: on a common PC, elaboration time of brute force algorithm was about 15 minutes. The new approach allows to obtain the same covering map in less then 1 minute.

#### REFERENCES

[1] M.Allegretti, M.Marcovina, L.Spognetta, M.Gabella, G.Perona, "Simulation in Complex Indoor Environments of a 3D Propagation Algorithm Based On Inverse Ray Tracing", *Proc. Loughborough Antennas and Propagation Conference (LAPC)*, Loughborough, UK, Apr. 2006

[2] Huschka T., "Ray Tracing Models for Indoor Environments and their Computational Complexity", *Proc.IEEE International Symposium on Personal, Indoor and Mobile Radio Communications (PIMRC)*, Sept. 1994.

[3] M.Allegretti, M.Colaneri, R.Notarpietro, M.Gabella, G.Perona, "Simulation in urban environment of a 3D Ray Tracing Propagation Model based on Building Database Preprocessing", *Proc. General Assembly of International Union of Radio Science (URSI)*, New Delhi, India, Oct. 2005

# PROPAGAZIONE IN AMBIENTE INDOOR: CONFRONTO TRA TECNICA DEL RAY-TRACING E TRASFERIMENTO RADIATIVO

A. V. Bosisio<sup>1</sup>, O. Simeone<sup>2</sup>

<sup>1</sup>CNR/IEIIT c/o Dipartimento di Elettronica e Informazione, Politecnico di Milano, P.zza Leonardo da Vinci, 32- 20133 Milano <u>bosisio@elet.polimi..it</u>

<sup>2</sup> now with Dept. of Electrical and Computing Eng., New Jersey Inst. of Technology

## Abstract

In this paper the authors report how - under specific and limited conditions- radiative transfer is a useful tool for power fluctuation predictions in indoor wireless propagation channels. The limits of radiative transfer to model such channels are investigated by comparison with ray tracing results. Radiative transfer overcomes the deterministic description of the ray tracing technique, whose solution is valid for a given spatial configuration of the scatterers in a particular geometry. Radiative transfer results are compared with the second order statistics (specific intensity and spatial correlation) of the received signal in a two-dimensional geometry with randomly placed scatterers. We conclude that for scatterers with small enough extinction cross width and density (in number of scatterers per square meter) the radiative transfer approach yields fairly accurate results.

# INTRODUZIONE

La diffusione di sistemi di comunicazione wireless per ambienti indoor pone il problema dello sviluppo di strumenti appropriati per la modellizzazione della propagazione del segnale.

In questo contributo viene analizzato, dei vari aspetti che caratterizzano la propagazione in un ambiente indoor, quello associato alla presenza di oggetti di differente natura e la cui posizione varia nel tempo in maniera casuale. Ai fini di tale studio, descriviamo l'ambiente indoor come un mezzo omogeneo contenente una distribuzione casuale di oggetti (*random scatterers*) con dimensioni e caratteristiche elettromagnetiche differenti.

Una tecnica versatile per l'analisi della propagazione in un ambiente di tale complessità è quella del *ray-tracing* [1,2], data l'elevata flessibilità dal punto di vista della parametrizzazione del problema, ma che presenta l'inconveniente di essere deterministica. Pertanto, i risultati sono legati alla particolare disposizione, quantità e natura degli oggetti descritti e, dall'altro canto, una modellistica stocastica basata su una popolazione di realizzazioni richiede uno sforzo computazionale ed interpretativo notevole [3,4].

Poiché ai fini della caratterizzazione del canale radio la variabile di interesse è la fluttuazione rispetto alla potenza media ricevuta, abbiamo fatto ricorso alla teoria del trasferimento radiativo, che fornisce una descrizione fenomenologia ed euristica del bilancio energetico in un mezzo caratterizzato dalla presenza di diffusori distribuiti in maniera aleatoria [5].

Il confronto tra i valori numerici predetti con una tecnica di ray-tracing e quelli ottenuti con un approccio basato sul trasferimento radiativo mostrano come questo ultimo possa rappresentare una valida soluzione in ambienti relativamente poco "popolati", affermazione di cui in seguito viene data opportuna definizione.

I risultati presentati riguardano lo studio di un ambiente descritto come una successione di mezzi stratificati in una geometria bidimensionale, all'interno della quale si propaga un'onda piana (vedi Figura 1). Il modello descrive, in modo semplificato, per esempio, un ambiente quale un laboratorio e i diffusori rappresentano l'arredo e le persone. Lo strato caratterizzato dai diffusori, nel seguito indicato con la locuzione *mezzo random*, descrive le condizioni medie relative a differenti possibili combinazioni di diffusori, di cui sia assegnato il numero. Un ambiente variamente costituito può dunque essere rappresentato come successione di più mezzi random, ciascuno diversamente parametrizzato. Nella nostra soluzione con il trasferimento radiativo i diffusori sono sezioni di cilindri, per cui è nota in letteratura la funzione di fase [6].

Il numero e le dimensioni dei diffusori sono stati scelti in modo da poter trascurare effetti di interazione tra gli stessi (*scatter* multiplo).



Figura 1- Geometria del problema. L'ambiente è rappresentato come una successione di mezzi stratificati: la schiera di trasmettitori genera l'onda piana che, dopo aver attraversato il mezzo caratterizzato dalla presenza di diffusori (o), giunge alla schiera dei ricevitori.

Gli indicatori scelti per il confronto tra le stime dei due approcci sono la distribuzione angolare di potenza del segnale e la funzione di autocorrelazione spaziale, utile ai fini della progettazione di reti che si avvantaggino delle condizioni di diversità spaziale [7].

# MODELLISTICA

Richiamiamo brevemente le grandezze utilizzate per il confronto numerico, rimandando alla letteratura specifica per approfondimenti.

## A) Trasferimento Radiativo

L'equazione del trasferimento radiativo applicata al mezzo rappresentato in figura 1 descrive la conservazione dell'energia nella generica direzione **r** attraverso il flusso della densità di potenza per unità di frequenza e per unità di angolo, definita intensità specifica  $I(\mathbf{r}, \theta)$  ed espressa in [W m<sup>-2</sup>Hz<sup>-1</sup>rad<sup>-1</sup>].

L'analisi del comportamento di un singolo diffusore consente di esprimere l'intensità specifica associata all'onda (piana) incidente  $I_i$  e all'onda (cilindrica) diffusa  $I_s$ . Ne risulta:

$$I_{s}(r,\theta) = \left| F(\theta_{i},\theta) \right|^{2} \cdot S_{i} = \left| F(\theta_{i},\theta) \right|^{2} \cdot I_{i}(r,\theta_{i})$$

dove  $F(\theta_i, \theta)$ ) è la funzione di fase,  $I_i(r, \theta_i) = S_i \cdot \delta(\theta - \theta_i)$ ,  $S_i$  è la densità di potenza incidente e  $\theta_i$  e  $\theta$  rappresentano l'angolo di incidenza e quello di diffusione.

Nel mezzo random, l'intensità specifica è data dalla media d'insieme della potenza, per unità di angolo, di frequenza e di superficie, effettuata sulla distribuzione casuale di oggetti. Questa grandezza rientra nell'equazione del trasferimento radiativo:

$$\sin\theta \frac{\partial I(x,\theta)}{\partial x} = -k_{ext}(x,\theta)I(x,\theta) + \int_{0}^{2\pi} p(x,\theta',\theta)I(x,\theta')d\theta'$$

dove  $k_{ext}$  è il coefficiente di estinzione, funzione del numero N dei diffusori, della loro sezione di estinzione  $\sigma_{ext}$ , calcolata via il teorema di *forward scatter* [6].

Una semplificazione si ottiene introducendo i concetti di intensità specifica progressiva  $(I^{+})$  e regressiva  $(I^{-})$ , riferite alle direzioni di propagazione  $0 \le \theta \le \pi$  e  $\pi \le \theta \le 2\pi$ :

$$I^+(x,\theta) = I(x,\theta)$$
 e  $I^-(x,\theta) = I(x,\theta+\pi)$  con  $0 \le \theta \le \pi$ .

La funzione di correlazione  $r(\Delta)$  tra i segnali ricevuti, con  $\Delta$  distanza tra i ricevitori, può essere espressa come densità di probabilità  $p_x(\theta)$ , funzione della direzione di arrivo  $\theta$ , ottenuta interpretando (con opportuna normalizzazione) la potenza ricevuta nella come la probabilità che il segnale sia ricevuto in quella direzione:

$$p_{x}(\theta) = \frac{I^{+}(x,\theta)}{\int I^{+}(x,\theta) d\theta}$$

da cui segue:

$$\hat{r}_{x}(m\Delta) = \int_{0}^{\pi} p_{x}(\theta) \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}\Delta\cos\theta} d\theta$$

#### **B)** Ray-tracing

Il tracciatore utilizzato in questo lavoro si basa sul metodo del *beam tracing* [8,9]. La caratterizzazione elettromagnetica dei raggi (uscita del tracciatore), necessaria per il calcolo dell'ampiezza e la fase del campo ricevuto, richiede la definizione di parametri quali la frequenza di lavoro f e le proprietà elettromagnetiche degli ostacoli ( $\varepsilon, \sigma$ ). L'espressione del campo al ricevitore *i*-esimo della schiera è il seguente:

$$E_i(x) = \sum_{k=1}^N a_k e^{j\frac{2\pi}{\lambda}D_k} \cdot e^{j\varphi_k}$$

in cui i contributi di fase dovuti al ritardo e interazioni con i diffusori sono evidenziati separatamente. L'indice della sommatoria dipende dal numero di trasmissioni e riflessioni prima che il raggio subisce prima di giungere al ricevitore.

La densità di potenza e la funzione di autocorrelazione spaziale sono così calcolate:

$$S_{N}(x,\theta) = \frac{1}{N_{R}} \left| \sum_{i=0}^{N_{k}-1} E_{i}(x) e^{j\frac{2\pi}{\lambda}i\Delta_{R}\cos\theta} \right|^{2}$$
$$\widetilde{r}_{x}(m\Delta_{R}) = \frac{1}{N_{R}-|m|} \sum_{n=0}^{N_{R}-1} E_{n}(x) E_{n+m}(x)$$

#### DESCRIZIONE DELL'ESPERIMENTO E RISULTATI NUMERICI

Le schiere di antenne, in trasmissione e in ricezione, sono utilizzate rispettivamente per generare l'onda piana incidente e per stimarne la direzione di arrivo. La schiera di trasmettitori è costituita da  $N_T = 100$  elementi con passo  $\Delta_T = \lambda/2$ , mentre gli elementi della schiera in ricezione sono  $N_R = 80$  spaziati di  $\Delta_R = \lambda/4$ . Il mezzo random contiene

 $N_d$  diffusori caratterizzati da  $\varepsilon_r$ =4 e  $\sigma$ =0.001 S/m, ciascuno modellizzato da un poligono di 40 lati (inscritto in un cerchio di raggio 0.06 m), dislocati in posizioni casuali in uno strato di spessore 80 cm che si estende nella regione  $-5 m \le y \le 5 m$ . La frequenza di lavoro, scelta nella banda utilizzata per le trasmissione WLAN, è pari a 5.2 GHz.

Alcuni risultati del confronto tra i due metodi sono riportati nelle figure 2 e 3. L'indicatore scelto per quantificare la propensione alla diffusione di un mezzo è indicata con  $\eta$  definito come rapporto tra l'area occupata dai diffusori  $(N_d \cdot A_{ext} = N_d \cdot \pi \sigma_{ext}/4)$ e l'area totale.



Figura 2- Confronto tra l'intensità specifica progressiva  $I^+(\theta)$  calcolata con la tecnica del trasferimento radiativo e la densità di potenza fornita dalle stime del ray-tracing per l'ambiente di figura 1.



Figura 3- Risultati del confronto: attenuazione dovuta al mezzo random per due tipologie di materiale (a sinistra); funzione di autocorrelazione al variare del numero N<sub>d</sub> di diffusori per m<sup>2</sup> (a destra).

# CONCLUSIONI

I risultati ottenuti per questo semplice caso mostrano che i due metodi hanno prestazioni comparabili fino a valori di frazione dell'area occupata dal mezzo random inferiori al 16%.

#### BIBLIOGRAFIA

A. Falsafi, K. Pahlavan and Y. Ganning, "Transmission techniques for radio LAN's-a comparative performance evaluation using ray tracing," *IEEE Journ. on Selected Areas in Commun.*, vol. 14, no. 3, pp. 477-491, April 1996.
 Z. Ji, B. Li, H. Wang and H. Chemand T. K. Sarkar, "Efficient ray-tracing methods for propagation prediction for indoor wireless communications," *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, vol. 43, no. 2, pp. 41-49, April 2001.
 A. Muller, "Monte-Carlo multipath simulation of ray tracing channel models," *Proc. IEEE Global Telecommunications Conference (GLOBECOM)*, vol.3, pp. 1446-1450, Dec. 1994.

[4] M. Hassan-Ali, K. Pahlavan, "A new statistical model for site-specific indoor radio propagation prediction based on geometric optics and geometric probability", *IEEE Trans on Wireless Comm.*, vol.1, no.1, pp. 112-124, Jan. 2002.

[5] A. Ishimaru, Wave propagation and scattering in random media, vol. 1, Academic press, New York.

[6] H. C. Van de Hulst, Light scattering by small particles, J. Wiley & Sons, Inc, 1957.

[7] D. Shiu, G. J. Foschini, M. J. Gans and J. M. Kahn, "Fading correlation and its effect on the capacity of multielement antenna systems," *IEEE Trans. Commun.*, vol. 48, no. 3, pp. 502-513, March 2000.

[8] M. Foco, P. Polotti, A. Sarti and S. Tubaro, "Sound spatialization based on fast beam tracing in the dual space," *Proc. of the 6th Int. Conference on Digital Audio Effects (DAFx-03)*, London, UK, September 8-11, 2003.

[9] F. Antonacci, M. Foco, A. Sarti, S. Tubaro, "Fast modeling of acoustic reflections and diffraction in complex environment using visibility diagrams", *Proc. European Signal Processing Conference (EUSIPCO 2004)*, Vienna, Austria, Sept. 2004.

# A Tool for Satellite-Indoor Channel Modelling

#### **Emidio Di Giampaolo**

DISP Università di Roma Tor Vergata via del Politecnico, 1 00133 Roma <u>digiampaolo@disp.uniroma2.it</u>

**Abstract:** A tool for satellite-indoor coupling based on asymptotics technique is presented. It makes distinction between outdoor and indoor problem which are modelled separately. Ray reciprocity theorem together with a projective method is exploited to determine the electromagnetic coupling between the two environments. This strategy permits to overcome some drawbacks of joined models.

Keywords: ray-tracing, satellite-indoor, coupling.

#### 1. Introduction

Urban and indoor environments as well as Land Mobile Satellite (LMS) environments has been subject of a deepened investigation in order to achieve accurate propagation models and channel characterization. Also outdoor to indoor propagation has been considered in some published works. Nowadays, the research interest is moving toward satellite-indoor propagation because future satellite mobile communication and navigation systems (S-UMTS, Galileo) will need reliable propagation data and models in order to achieve an optimum performance in all kind of environments. The satellite-indoor environment is characterised by severe attenuation of the signals and strong multipath effects due to reflection and diffraction, which makes this environment more stringent than most of the other typical LMS environments. Even though deterministic electromagnetic models (ray-tracing) based on Geometrical Optics (GO) and Geometrical Theory of Diffraction (UTD) are suitable for this kind of environment their application is rather tangled because of the different algorithmic requirements to model indoor and outdoor environments. Indeed, outdoor and indoor propagation are distinguished problems with different computational and algorithmic requirements. Moreover, different geometrical and morphological details need to be modelled to give accurate prediction. The joined modelling of indoor and outdoor environments is not suitable to practice for electromagnetic and computational reasons. From the electromagnetic point of view indoor environment involves a large number of interactions (reflections and diffractions), it may behave like a cavity while outdoor environment could require only few interactions (e.g. in rural or suburban environments). Frequently an accurate description of material loss variation with thickness and frequency is required for an appropriate modelling of walls and furniture of indoor environments while for outdoor a such detailed material description is often not available. Urban environment models frequently neglect some macroscopic architectural details like windows, balconies, verandahs which are important for indoor propagation. Moreover, from the computational point of view it is difficult to obtain a sufficient ray density inside both indoor and outdoor environments to be sure that at least the main contributions to the field at a given point have been considered. Easily ray-tracing becomes very time consuming. Moreover, not all contributions

calculated for the outdoor (indoor) environment are necessary to determine the electromagnetic field at some specific indoor (outdoor) locations. Finally, when only the indoor (outdoor) scenario is changed for some reasons it is also necessary to perform a complete ray tracing of the outdoor (indoor) environment. This last reason suggests as improper even the algorithm [1] developed for outdoor to indoor propagation based on the storing of the rays that reaches the outdoor face of the target building to be subsequently launched towards the indoor environment. For the above mentioned reasons we consider suitable to distinguish between outdoor and indoor problem and in this work we propose a tool that, exploiting the reciprocity theorem together with a projective method [2], determines the electromagnetic coupling between the two environments modelled separately. This strategy permits to use the most suitable modelling for each environment and avoids the computational inefficiencies and electromagnetic inaccuracies of the joined modelling. After a rationale of the used method for outdoor-indoor coupling, an example of application is shown.

#### 2. Rationale of Outdoor-Indoor Coupling

A sketch of the satellite-indoor environment is shown in Fig.1 where the cluster of boxes represents a portion of urban environment. The box labelled '*T* is enlarged on the right side to show an indoor environment while the dotted line around it represents a closed surface  $\Sigma$  with unit normal vector  $\underline{\hat{n}}$ . Consider two sources of electromagnetic field,  $\underline{J}_1$  placed at a point O inside *I* and  $\underline{J}_2$  placed outdoor at a point P (e.g. aboard of a satellite). The scene is enclosed by a sphere  $V_S$  of infinite radius  $S_{\infty}$ . Let be  $(\underline{E}_1, \underline{H}_1)$  and  $(\underline{E}_2, \underline{H}_2)$  electromagnetic fields, solutions of Maxwell's equations in  $V_S$ , due to  $\underline{J}_1$  and  $\underline{J}_2$ , respectively. Solving Maxwell's equations in  $V_S$  is a difficult problem which is usually faced by means of asymptotic techniques based on ray-tracing. An approximation is largely used in literature in order to simplifies ray-tracing algorithms and field computation. It considers indoor environment not influencing outdoor propagation and vice versa, so outdoor and indoor environments can be modelled separately. We also make use of that approximation considering the field  $(\underline{E}_1, \underline{H}_1)$  coming from the source  $\underline{J}_1$  inside *I* without interacting with the environment outside of  $\Sigma$  and the field  $(\underline{E}_2, \underline{H}_2)$  coming from  $\underline{J}_2$  interacting only with the external surfaces of the objects in  $V_S$  including *I*.

Outdoor and indoor fields are obtained as superimposition of several contributions from primary and secondary sources. The field at a point  $\sigma$  is

$$\underline{E}(\sigma) = \sum_{i} \underline{A}_{i}(\sigma) e^{-jk_{0}\psi_{i}(\sigma)}, \quad \underline{H}(\sigma) = \frac{j}{\omega\mu} \nabla \times \underline{E}(\sigma)$$

where  $\underline{A}_i(\sigma)$  and  $\psi_i(\sigma)$  are, respectively, amplitude vector and phase function of the contribution of the i-th source (primary or secondary). A secondary source is described by a canonical model, for instance diffraction is modeled by Keller's law, reflection/transmission follow Snell's law. It radiates a bundle of rays, i.e. a portion of ray manifold (or ray family) starting from a geometric element of the scene (i.e. vertex, edge, face of an object in the scene) as detailed in [2] and [3]. From a geometrical point of view, a geometric element is the domain of GO/UTD model while the range is a new ray manifold which takes origin at points of the corresponding geometric element and depends on the impinging ray manifold. Four kinds of ray-manifold we use to model primary and secondary sources: plane wave, spherical wave, astigmatic wave, and cylindrical wave. Astigmatic wave originates from straight wedges by diffraction. Each of these ray-manifolds defines a specific projection scheme which is used to build a database concerning their propagation [2]. Database stores sources (primary and secondary) together with their ray-manifold and their successive interactions. Distinct databases concern outdoor and indoor propagation.

Electromagnetic coupling between indoor and outdoor environments is obtained by means of coupling between outdoor primary/secondary sources and indoor secondary sources. We resort to the ray reciprocity theorem [4] to determine the coupling between two sources. However, only a sub-set of all possible secondary sources of an environment contributes to the coupling, it is the sub-set of sources that are mutually visible with sources of the other environment. From a geometrical point of view, mutual visibility means that a straight line can be traced between two sources without obstruction. However, mutual visible sources are coupled only if ray reciprocity theorem is fulfilled, i.e. the line connecting two sources is a ray of both the corresponding raymanifolds. A selection of possible coupling sources is performed choosing ray-manifolds that cross surface  $\Sigma$  as shown in Fig.2. Let be  $A_l$  with l = i, j, k secondary sources, and  $S_l$  with l = i, j, kportions of  $\Sigma$  crossed by the corresponding ray manifolds from  $A_i$ ,  $S_{ij} = S_i \cap S_j$ . If  $S_{ij} = \emptyset$  is a void set, sources  $A_i$  and  $A_j$  are not coupled because not a ray is shared between their ray manifolds. When  $S_{ij} \neq \emptyset$  a test of ray reciprocity is performed. For instance, in Fig.2 the straight line  $p_{ik}$  between  $A_i$  and  $A_k$  does not belong to both ray manifolds so coupling is not achieved,  $A_i$  and  $A_j$ , instead, are coupled by means of ray path  $p_{ij}$ . Once source coupling has been performed a complete (folded) ray path  $p_{12}$  between primary sources is achieved. Choosing primary source  $\underline{J}_1 = I\delta(O)$  where  $\underline{I}$  is the unit dyad and  $\delta(O)$  is a Dirac's delta function at point O, we are able to calculate the field at O due to the source  $\underline{J}_2$  applying GO/UTD formulas with appropriate reflection/transmission and diffraction coefficients to the folded ray path  $p_{12}$ .

An example of application is shown in Fig.3. A model of 3D indoor environment has been considered, walls are modelled as dielectric slabs with different thickness and appropriate complex permittivity, wood doors, glass windows and metallic filing cabinets have been also considered. A Gaussian impulse from an outdoor source is propagated at an indoor receiving location. Fig. 3b shows the received signal, distortion and multipath are visible. Ray tracing has been performed for a very wide band of frequencies and time domain signal has been achieved by means of a Fast Fourier Transform.

#### 3. Conclusions

A tool for satellite-indoor coupling based on GO/UTD has been presented. It models field propagation of indoor and outdoor environments separately, resorting to a projective scheme and a suitable database. Electromagnetic coupling between outdoor and indoor environments is achieved by means of ray reciprocity theorem. This strategy permits to overcome some drawbacks of existing technique based on a joined modelling of indoor and outdoor environments. Its has the advantage of high accuracy in determining relevant ray-paths between indoor and outdoor locations while the separated modelling of indoor and outdoor environment permits to save computational time when either of the environments changes. An example of application has been shown, however, validation shall be subject of a future work.



Fig.1 Schema of the satellite-indoor environment. Boxes show buildings. Building 'I' is enlarged on the right side.



Fig.2 Schema of source coupling. Sources  $A_i$  and  $A_k$  are not coupled; sources  $A_i$  and  $A_j$  are coupled by means of ray path  $p_{ij}$ .



Fig.3 (a) Planar view of a 3D model of indoor environment. Walls, doors, windows and two filing cabinets are shown. P external source, O observation point. (b) Field received at O when a Gaussian impulse is transmitted at P.

#### References

- [1] Faria J.P.T. Junior, and G. L. Siqueira, "Ray-tracing outdoor to indoor coverage prediction", Proceedings SBMO/IEEE MTT-S IMOC 2003, pp.819-823.
- [2] Di Giampaolo E., and F. Bardati, "A projective approach to electromagnetic propagation in complex environments", submitted.
- [3] Di Giampaolo E., and F. Bardati, "Analytical model of multiple wedge-diffracted ray congruence", Electromagnetics, Vol. 23, No. 6, 2003, pp. 509-524.
- [4] Kravtsov Yu.A. and Yu. L. Orlov, *Geometrical optics of Inhomogeneous media*, Springer Verlang, Berlin, 1990, pp. 47-48.

## Analisi delle problematiche propagative nei sistemi RFID passivi in banda UHF

C. Piersanti, F. Fuschini, G. Falciasecca, V. Degli Esposti

Dipartimento di Elettronica Informatica e Sistemistica, Università di Bologna Viale Risorgimento 2, 40136 Bologna ffuschini@deis.unibo.it

#### Abstract

The area of applications for radio-frequency identification (RFID) is quickly increasing, especially with the on-going migration of the operating frequencies to the UHF band that is supposed to allow greater interrogation ranges. Nevertheless, the higher the frequency, the stronger the impact of the environment on propagation and on devices radiation properties. Multipath propagation, absorption loss and unwanted interaction between the transponder and the tagged object have been considered and properly analyzed in the present work through electromagnetic and ray-tracing simulation.

## INTRODUZIONE

In termini generali, un sistema RFID è costituito da un dispositivo (*tag* o *transponder*) in cui sono memorizzate informazioni relative ad un oggetto (cui è applicato) che possono essere lette ed eventualmente riscritte da strumenti dedicati (detti lettori o ricevitori) per mezzo di radiocomunicazioni a distanza, e dunque senza necessità non solo di contatto fisico, ma anche (almeno in teoria) di visibilità diretta fra i dispositivi. L'accesso ad informazioni a distanza facilita evidentemente l'automatizzazione di una vasta serie di operazioni, con conseguente riduzione di costi e tempi ed aumento di efficienza e qualità. La standardizzazione [1-2] di sistemi operanti in banda UHF ha ulteriormente alimentato l'attenzione rivolta alla tecnologia RFID, poiché all'estensione della frequenza operativa (ai 900 MHz tipici dei sistemi d'area) corrisponde un potenziale incremento della massima distanza di lettura (da valori usualmente inferiori al metro a valori di qualche metro), con conseguente potenziale beneficio dei sistemi esistenti ed estensione a nuove possibili applicazioni.

L'incremento della frequenza di lavoro determina tuttavia l'insorgere di tutte le problematiche della propagazione a microonde (anche se in un ambiente ristretto), aumentando quindi la criticità dei sistemi in ragione di una maggiore sensibilità alle caratteristiche dell'ambiente operativo. In particolare, propagazione per cammini assorbimento ed multipli. aumento delle perdite per elevata sensibilità all'accoppiamento fra tag e oggetto "da identificare" dovuta alla loro inevitabile vicinanza, sono fenomeni imputabili al passaggio alla banda UHF che possono incidere sensibilmente sulle prestazioni reali di un sistema RFID.

Il presente lavoro nasce quindi con l'obiettivo di sottolineare ed analizzare queste difficoltà, mediante lo sviluppo e l'utilizzo di appropriati modelli di tratta. Nel secondo paragrafo viene brevemente proposta una formulazione analitica per l'accurata valutazione di sistemi RFID in condizioni ideali di spazio libero; nel paragrafo successivo viene evidenziata l'inadeguatezza del modello alla descrizione di un caso più realistico, e le ragioni di tale inefficacia vengono individuate e comprese per mezzo di una opportuna analisi elettromagnetica, ovvero proponendo l'utilizzo "congiunto" di *Ray Tracing* ed analisi elettromagnetica.

# MODELLO ANALITICO PER SISTEMI RFID PASSIVI IN BANDA UHF

Nella maggior parte dei collegamenti RFID, il *tag* non ha in generale facoltà/autonomia di operare alcuna trasmissione che deve invece essere in qualche modo abilitata dal lettore (si usa dire che il *transponder* deve essere "interrogato" dal lettore) [3]. Nel caso più frequente di *tag* passivi, l'energia del segnale di interrogazione (in generale una sinusoide non modulata) viene utilizzata in parte per "accendere" il *transponder*, in parte per la generazione del segnale informativo trasmesso dal *tag* al lettore.

L'attivazione del *transponder* richiede che la potenza ricevuta  $P_{tag_in}$  del segnale di interrogazione sia maggiore della soglia di attivazione  $P_{tag_th}$ . In condizioni ideali di spazio libero tale condizione può essere formalizzata per mezzo della formula di Friis:

$$\left| P_{\text{tag\_in}} = \text{eirp}_{r} \cdot g_{t} \cdot \left(\frac{\lambda}{4\pi r}\right)^{2} \cdot \tau \cdot \rho_{T} \ge P_{\text{tag\_th}} \quad [\text{eq. 1}] \quad \left| \begin{array}{c} \rho_{T} = \frac{4 \cdot \Re\{Z_{A}\} \cdot \Re\{Z_{L}\}}{\left|Z_{A} + Z_{L}\right|^{2}} \quad (0 \le \rho_{T} \le 1) \quad [\text{eq. 2}] \end{array} \right|$$

dove eirp<sub>r</sub> rappresenta l'*effective isotropic radiated power* del lettore nella direzione del radiocollegamento, g<sub>t</sub> il guadagno del *tag* in ricezione, r la distanza fra i dispositivi e  $\tau$  il cosiddetto fattore di polarizzazione [4]; infine,  $\rho_T$  rappresenta il cosiddetto coefficiente di trasmissione al *tag* (avendo indicato con Z<sub>A</sub> e Z<sub>L</sub> le impedenze dell'antenna e del carico). Come anticipato ad inizio paragrafo, una parte della potenza assorbita dal *tag* viene re-irradiata dopo opportuna modulazione: in termini generali il campo retrodiffuso viene modulato variando opportunamente l'impedenza di carico Z<sub>L</sub> chiusa ai morsetti dell'antenna del *tag* fra i valori Z<sub>L1</sub> e Z<sub>L2</sub> (*load modulation*) [3]. A partire dalla teoria dello *scattering* di antenna [5-6] si può dimostrare che la potenza ricevuta dal lettore può essere descritte dalle seguenti espressioni:

$$P_{\text{reader}\_in} = \left(\frac{\lambda}{4\pi r}\right)^4 \cdot g_r \cdot g_t^2 \cdot \tau^2 \cdot \rho_S \cdot \text{eirp}_r \text{ [eq.3]} \qquad \qquad \rho_S = \frac{4 \cdot \Re\{Z_A\}^2}{\left|Z_A + Z_L\right|^2} \quad \left(0 \le \rho_S \le 4\right) \quad \text{[eq. 4]}$$

dove  $\rho_S$  rappresenta il cosiddetto coefficiente di *scattering*.

Per una adeguata qualità di collegamento occorre che  $P_{reader_{in}}$  sia maggior della soglia di sensibilità  $P_{reader_{th}}$ . Fissate le caratteristiche del lettore e del *tag*, dalla eq. 1 si possono ricavare le distanze  $r_{11}$  ed  $r_{12}$  per le quali  $P_{tag_{in}}=P_{tag_{th}}$  con  $Z_L=Z_{L1}$  e  $Z_L=Z_{L2}$ , rispettivamente; analogamente, tramite l'eq. 3b si possono calcolare le distanze  $r_{21}$  e  $r_{22}$  per cui  $P_{reader_{in}}=P_{reader_{th}}$  con  $Z_L=Z_{L1}$  e  $Z_L=Z_{L2}$ , rispettivamente. La massima distanza di collegamento vale quindi  $r_{max} = \min{r_{11}, r_{12}, r_{21}, r_{22}}$ .

## ANALISI DI UN SEMPLICE CASO DI STUDIO

Si è considerato inizialmente un radiocollegamento RFID alla frequenza  $f_c = 870$  MHz in condizioni ideali di spazio libero. Le antenne del lettore (*patch* antenna) e del *tag* (dipolo a meandro) sono state progettate ed analizzate singolarmente tramite il simulatore elettromagnetico CST *Microwave Studio*<sup>®</sup>, ricavandone i parametri di collegamento sinteticamente riassunti nella tab. 1.

Supponendo di voler utilizzare una modulazione PSK con indice di modulazione m=0.6 [2], le due impedenze di modulazione valgono rispettivamente  $Z_{L1}$ =11.68-j329.9 e  $Z_{L2}$ =11.68-j373.7 [7], cui corrispondono i valori  $\rho_T$  = 0.64 e  $\rho_S$  = 1.36 (identici per le due impedenze); per il lettore si è supposto adattamento coniugato fra l'antenna ed il carico ai morsetti. Se ad esempio  $P_{tag_th}$  = -12 dBm e  $P_{reader_th}$  = -60 dBm ed ipotizzando  $\tau$ =1, per mezzo delle eq. 1 e 3 è immediato ricavare  $r_{max} \approx 2.77$  m. In particolare per r=1.5 m il radiocollegamento è stato simulato anche con *CST Microwave Studio*<sup>®</sup>, calcolando i valori  $P_{tag_in}$  e  $P_{reader_in}$  per mezzo della matrice di diffusione del 2-porte complessivo. La tab. 2 mostra la più che accettabile corrispondenza fra i risultati ottenuti.

Tag	0.9 dB	24.82 +j 351.8	Approccio elettromagnetico	-5.25
Lettore	3.7 dB	27.68 +j 9.815	(formule 1 e 3)	
C	COLLEGAMENTO $(g)$	$(Z_A)$	Approceio analitico	-6.65
	DIREZIONE DEL	ANTENNA		-
(	GUADAGNO NELLA	IMPEDENZA DI		P <sub>tas</sub>

Preader\_in (dBm) P<sub>tag\_in</sub> (dBm)

Z <sub>L1</sub>	17.3	42.25
ZL2	-17.3	-44.14

	P <sub>tag in</sub>	P <sub>reader in</sub>
Approccio analitico (formule 1 e 3)	-6.65 dBm	-33.53 dBm
Approccio elettromagnetico	-5.25 dBm	-31.65 dBm

ati in spazio libero

P<sub>tag\_in</sub> Preader\_in  $\rho_{\rm T}$  $\rho_{\rm S}$ 

(dBm)

-18.28

-20

(dBm)

-44.63

-46.47

Гя	hella	3.risultati	CST	scenario	fig 1
I a	Dena	5:HSultau	0.91	scenario	iig.i

 $Z_{L2}$ 0.229 Tabella 4: potenze ricevute considerando Z<sub>A</sub>'

Lo scenario è stato poi complicato introducendo in prossimità del tag un oggetto di dimensioni (150×150×5) mm e costituito di un materiale avente  $\varepsilon = \varepsilon_{H2O} = \varepsilon_0 \cdot (80 - j2.478)$ . La distanza fra il *transponder* e l'oggetto è pari a 0.5 cm (fig. 1 e 2). I dispositivi, non più in spazio libero, si trovano tuttavia in Line of Sight (LOS), e quindi in condizioni operative ancora apparentemente favorevoli. L'impatto effettivo dell'oggetto sul radiocollegamento è stato valutato simulando l'intera tratta (alla distanza di 1.5 m) con CST Microwave Studio<sup>®</sup>, ottenendo i risultati riportati in tab. 3.

0.08

0.053

 $Z_{L1}$ 

0.35





Nonostante la propagazione LOS e la semplicità dello scenario, i valori ottenuti sono sensibilmente diversi da quelli di Tab. 2 (con differenze sempre superiori ai 10 dB), il che dimostra l'imprecisione del modello analitico (eq. 1 e 3) non appena le condizioni di propagazione si discostano dal caso ideale di spazio libero. Per quanto riguarda le ragioni di tale scostamento, occorre considerare innanzitutto che l'oggetto rappresenta una sorta di schermo riflettente (benché non molto efficiente a causa delle proprietà del materiale), che quindi modifica le proprietà di radiazione del tag, sia in trasmissione che in ricezione. In particolare, l'analisi elettromagnetica permette di stimare il guadagno del sistema "tag + oggetto" nella direzione del collegamento pari a -1.7 dB. Inoltre la vicinanza dello schermo altera anche il valore dell'impedenza di antenna, che passa dal valore  $Z_A$ = 24.82 +j 351.8 al valore  $Z_A'$ = 50.57 +j 172. La ragionevolezza di tali considerazioni è confermata dalla tab. 4, in cui i valori P<sub>TAG IN</sub> e P<sub>READER IN</sub> relativi alle impedenze  $Z_{L1}$  e  $Z_{L2}$  vengono calcolati per mezzo delle formule 1 e 3 con  $g_t = -1.7$  dB ed utilizzando per i coefficienti  $\rho_T$  e  $\rho_S$  i valori ottenuti dalle eq. 2 e 4 relativi a  $Z_A'$ invece che a Z<sub>A</sub>. Il corrispondente range di collegamento risulta pari a ~60cm e quindi considerevolmente ridotto rispetto alla situazione precedente.

La fig. 3 mostra infine l'andamento di P<sub>TAG IN</sub> e P<sub>READER IN</sub> in funzione della distanza r di collegamento ottenuto per mezzo di un simulatore a raggi (RT) [8] applicato allo scenario di figura 1. L'analisi della tratta completa necessita di due simulazioni distinte (dal lettore al *tag* e viceversa), che tuttavia richiedono tempi praticamente trascurabili in ragione dell'estrema semplicità dello scenario. Poiché l'approccio a raggi considera ovviamente di per sé la presenza dell'oggetto per quanto riguarda le sue proprietà assorbenti/riflettenti, la simulazione elettromagnetica è stata in questo caso utilizzata per valutare solo il valore  $Z_A'$ , necessario per calcolare le potenze ricevuta e irradiata dal *tag*. Come si vede, per r = 1.5 m, la previsione è in buon accordo con i valori di tab. 3 (e riportati anche in figura).

L'utilizzo del RT può divenire particolarmente vantaggioso all'aumentare del numero di oggetti attorno ai dispositivi. In tal caso infatti, l'analisi elettromagnetica completa diviene impraticabile а causa dell' eccessivo tempo di simulazione (già i risultati di tab. 3 hanno richiesto un tempo di calcolo di ~ 96 ore), e può quindi essere utilizzata al più per la valutazione



Figura 3: risultati RT vs CST

di  $Z_A'$  il cui valore risente dei soli oggetti più vicini al *tag*. Le formule analitiche, d'altro canto, hanno un costo computazionale nullo, ma la loro affidabilità degrada drasticamente (come si è visto) per scostamenti anche piccoli dalle condizioni di spazio libero. L'approccio a raggi, al contrario, permette di valutare l'interazione dei segnali irradiati con lo scenario di propagazione in maniera accurata ed alquanto rapida (dato il numero limitato di oggetti che è sensato considerare in ambito RFID), e pertanto il tempo di simulazione richiesto si riduce in pratica a quello (spesso accettabile) per la valutazione di  $Z_A'$  tramite CST.

# CONCLUSIONI

In condizioni di propagazione non ideali le prestazioni di un sistema RFID degradano sensibilmente e non possono essere descritte adeguatamente dai semplici modelli analitici di spazio libero. Previsioni sufficientemente accurate possono essere ottenute solo ricorrendo a modelli più complicati e dispendiosi. In particolare, algoritmi di RT sembrano rappresentare in tal senso un buon compromesso tra la qualità della previsione ed il necessario tempo di calcolo.

# RINGRAZIAMENTI

Gli autori vogliono ringraziare Datalogic S.p.a. per il supporto ed il contributo offerto allo sviluppo ed alla definizione del lavoro presentato in questo articolo.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] EPC global, Specification for RFID Air Interface, 2004;
- [2] International Standard ISO/IEC 18000, August 2004;
- [3] Klaus Finkenzeller, RFID Handbook, Wiley 2003;
- [4] G. Conciauro, Introduzione alle onde elettromagnetiche, Mc Graw-Hill, 1994;
- [5] R.C. Hansen, *Relationships between antennas as scatterers and radiators*, Proceedings of the IEEE, vol. 77, No. 5, May 1969;
- [6] E.F. Knott, Radar Cross Section, Artech House, 1993;
- [7] Udo Karthaus, *Fully Integrated Passive UHF RFID Transponder IC with 16.7 μW Minimum RF Input Power*, IEEE Journal of solid-state circuit, no. 10, October 2003;
- [8] V. Degli Esposti, D. Guiducci, A. de'Marsi, P. Azzi, F. Fuschini, *An advanced field prediction model including diffuse scattering*, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol. 52, No. 7, July 2004.

# ARRAY A DOPPIA FREQUENZA E DOPPIA POLARIZZAZIONE IN BANDA KA-KU

E. Arnieri, L. Boccia, G. Amendola, G. Di Massa

Dipartimento di Elettronica, Informatica e Sistemistica, Università della Calabria Via Bucci, 42-C8 Rende (CS) cognome@deis.unical.it

### Abstract

In this paper it is presented a dual-band dual-polarized Ka-Ku array. The proposed configuration is based on a short annular patch resonating at 20 GHz which includes a radiating circular waveguide working at 30 GHz. As it will be shown such an element is compact, light, easy to build and it allows the control of the surface wave emissions which can strongly reduce the antenna efficiency.

## **1. INTRODUZIONE**

Gli array stampati in banda Ka hanno un ruolo essenziale in molte applicazioni come, ad esempio, nei sistemi LMDS (Local Multipoint Distribution Systems) o nei sistemi di comunicazioni satellitari interattivi ed a alta capacità che necessitano antenne a basso profilo. In particolare, terminali satellitari Tx/Rx in banda Ka trovano applicazione nei trasporti civili che utilizzano grandi veicoli (bus, treni, aerei e navi). Poiché gli integrali devono essere integrati nella struttura dei veicoli, le antenne devono necessariamente essere piatte, piccole, leggere e robuste. L'utilizzo di frequenze elevate determina una significativa riduzione delle dimensioni complessive degli elementi radianti. Tuttavia, un ulteriore riduzione delle dimensioni può essere ottenuto integrando l'elemento trasmittente e ricevente in un'unica apertura radiante.

In questo lavoro, è presentata una antenna Tx/Rx operante nella banda Ka/Ku e con polarizzazioni incrociate. La geometria proposta è realizzata sulla base di un antenna ad anello cortocircuitato operante a 20GHz al cui interno è inserita una guida d'onda circolare con banda di funzionamento intorno ai 30GHz. Verrà dimostrato come questo elemento radiante compatto, leggero e facile da realizzare potrà essere progettato in modo da ridurre le onde superficiali che sono causa di significativa riduzione dell'efficienza in circuiti stampati ad alte frequenza. Il problema della generazione di funzionamento dell'array è stato, invece, risolto alternando elementi a doppia frequenza con antenne operanti solo in banda Ka. Nei paragrafi seguenti è riportata una descrizione della geometria ed una discussione dei risultati ottenuti.

## 2. PROGETTAZIONE

L'array dual band è costituito da 24 antenne ad anello cortocircuitato invertite (I-SAP, Inverted Shorted Annular Patch Antennas) [1] aventi una spaziatura interelemento di  $0.667 \lambda$  alla frequenza di 20GHz e disposte come mostrato in Fig. 1. A differenza della configurazione classica, nelle I-SAP è il bordo esterno ad essere cortocircuitato. Per questa ragione questo tipo di antenne può essere considerato come una cavità circolare chiusa radiante dal bordo interno. Per questa ragione, questo tipo di antenne stampate sono intrinsecamente immuni dalle onde superficiali. Il funzionamento a 30GHz è stato ottenuto utilizzando 7x7 guide circolari disposte in modo interallacciato alle antenne I-SAP con cui condividono parzialmente le aperture radianti. Al fine di minimizzare le differenze di spaziatura alle due diverse frequenze, le guide circolari sono state allineate diagonalmente rispetto agli elementi cortocircuitati così come mostrato in Fig.1. Utilizzando questa soluzione è stata ottenuta una spaziatura di  $0.707\lambda$  alla frequenza di 30GHz. L'array così ottenuto, permette di eliminare i problemi legati alla presenza di lobi di reticolo ad entrambe le frequenze ma può operare solo nei casi in cui è richiesta doppia polarizzazione o polarizzazione circolare.

Le antenne cortocircuitate invertite, sono state stampate su di un dielettrico avente permittività relativa pari a  $\varepsilon_r = 4.5$  e spessore  $h_1 = 0.655$ mm. Ciascun elemento è stato alimentato tramite due slot ad arco disposte ortogonalmente ed accoppiate a due linee a microstriscia con impedenza pari a 1000hm e stampate su di un dielettrico con  $\varepsilon_r = 4.5$  e spessore  $h_1 = 0.204$ mm. Nel bordo interno dell'anello sono state inserite due corrugazioni aventi lo scopo di incrementare la banda dell'antenna. Tutti gli elementi sono alimentati tramite una rete di alimentazione completamente planare.

Al fine di renderne più agevole l'integrazione con le antenne I-SAP, le guide d'onda circolari sono state riempite con del dielettrico avente costante dielettrica relativa pari a  $\varepsilon_r = 4.5$  potendo così ridurre significativamente il raggio esterno della guida che, quando riempita con dielettrico, ha un raggio esterno pari a 1.5mm cui corrisponde una frequenza di cut-off per il modo fondamentale pari a 27.6GHz. L'attenuazione dei modi secondari è pari a 26.7dB a 30GHz quando l'altezza della guida è scelta pari a  $h_4 = 5$ mm. Ciascuna guida d'onda è alimentata utilizzando due stripline ortogonali con impedenza pari a 100Ohm accoppiate con la guida tramite un pad rettangolare e stampate su un dielettrico avente  $\varepsilon_r = 4.5$  ed alto 0.416mm. Per ottimizzare la transizione tra la guida e le stripline di alimentazione è stato utilizzato un tratto di guida cortocircuitato avente le stesse caratteristiche ma con altezza pari a 2.8mm.

# 3. RISULTATI

L'intera struttura è stata simulata con codice FEM ottimizzandone la geometria. Considerando l'assenza di onde superficiali e la spaziatura interelemento, è possibile assumere un ridotto effetto di accoppiamento tra gli elementi dell'array potendo così caratterizzare le singole antenne come elementi isolati. L'antenna I-SAP è stata ottimizzata ottenendo raggio esterno a=4mm e raggio interno b=2mm. Le due slot ad arco sono larghe 35° e sono posizionate a  $\rho_s=3.8$ mm. L'ampiezza delle due fenditure è di 0.2mm mentre la lunghezza dello stub è di 2.7m.

Le guide d'onda circolari sono state adattate alle stripline ottimizzando la lunghezza delle sezioni di guida circolare cortocircuitata e scegliendo due pad posti all'interno della sezione di guida ed aventi dimensioni pari a  $0.5 \text{mm} \times 0.8 \text{mm}$ .

Il coefficiente di riflessione per i due elementi dell'array mostra una frequenza di risonanza dell'antenna I-SAP pari a 20.03GHz con un'ampiezza di banda pari a 430MHz mentre la guida d'onda è stata adattata a circa 30GHz con una banda di 380MHz. Le caratteristiche di radiazione dell'array sono qui presentate sulla base dei fattori di array corretti con i diagrammi di radiazione delle due antenne isolate. L'antenna I-SAP ha, singolarmente, un guadagno di 5.4dB mentre l'array mostra

guadagno di circa 18dB (Fig. 4). Ciascuna guida circolare ha un guadagno di 4dB mentre l'array ha un guadagno complessivo di 20.8dB a 30GHz.

# 4. CONCLUSIONI

In questo lavoro sono mostrati i risultati di uno studio preliminare su un array a doppia polarizzazione e doppia frequenza Ka-Ku realizzato utilizzando elementi I-SAP integrati con guide circolari. I risultati proposti mostrano risultati incoraggianti evidenziando come la configurazione proposta permetta di evitare l'insorgenza di lobi di reticolo ed ottimizzare l'efficienza complessiva. L'intera struttura potrà essere realizzata con tecnologia PCB riducendo significativamente i costi di fabbricazione. Il lavoro dovrà essere completato realizzando un prototipo e comparando i risultati numerici con quelli sperimentali.

# **Riferimenti:**

- L. I. Basilio, R. L. Chen, J. T. Williams, and D. R. Jackson, "A Planar Dual-Band Reduced-Surface Wave GPS Antenna," IEEE AP-S/URSI Intl. Symp., (URSI Abstracts, p. 696), Columbus, OH, June 23-27, 2003.
- [2] J. Navarro, "Wide-band, low profile millimeter wave antenna array", Microwave and Optical Technology letters, Vol. 34, No. 4 August 2002
- [3] Hiroyuki Arai, N. Goto "A Ring cavity Antenna of wide beamwidth", APS 1989



Fig. 1. Array a doppia frequenza e doppia polarizzazione.



Fig. 2. I-SAP integrated with a circular waveguide: side view.



Fig. 3. I-SAP integrated with a circular waveguide: 3-Dview.



**Fig. 4**. I-SAP radiation patterns: single element and array factor along the E-plane.



**Fig. 5**. Circular waveguide radiation patterns: single element and array factor along the E-plane.

# THINNED HEXAGONAL ARRAYS FOR SATELLITE APPLICATIONS OPTIMIZED WITH GENETIC ALGORITHMS

M.C. Vigano<sup>1</sup>, G. Toso<sup>1</sup>, S. Selleri<sup>2</sup>, C. Mangenot<sup>1</sup>, P. Angeletti<sup>1</sup>, G. Pelosi<sup>2</sup>

<sup>1</sup> European Space Agency

ESA ESTEC, Keplerlaan 1, PB 299, 2200 AG Noordwijk, The Netherlands, *{carolina.vigano; giovanni.toso; cyril.mangenot; piero.angeletti}@esa.int* 

<sup>2</sup> Department of Electronics and Telecommunications, University of Florence Via C. Lombroso 6/17, I-50134 Florence, Italy {stefano.selleri; giuseppe.pelosi}@unifi.it

## ABSTRACT

This paper addresses the problem of the optimization of a transmit Direct Radiating Array (DRA) in Ka-band for generating a multibeam coverage from a geostationary orbit. By mean of Genetic Algorithms (GA) evolutionary optimization, more than 30% of the elements of the initial fully populated array may be switched off while maintaining the array compliant with stringent radiation constraints.

## INTRODUCTION

Present and future generation of communication satellites will use multiple beam antennas providing down link and uplink coverages over a field of view for personal communication, direct broadcast or mobile communication applications. High gain multiple overlapping spot beams, adopting both frequency and polarization reuse, will provide the needed coverage. In order to generate high gain spot beams, electrically large antenna apertures are required. These apertures may be generated by either reflectors or phased arrays.

Most of the reflector-based multiple beam antennas adopt one feed per beam architectures with adjacent beams generated by different reflectors fed by a cluster of horns [1]. This leads to three to four reflector antennas for European or CONUS coverage receive functions and the same number for transmit. A possible solution to generate a multi-beam coverage using a single aperture is the Focal Array Fed Reflector (FAFR) described in [2]. The beam generation is performed by illuminating together individual feeds using a beamforming network and the overlapped beam footprint in obtained reusing some of the reflector focal plane feeds for several beams. The FAFR is quite complex at focal array level but offers the main advantage of using only one antenna (array + reflector) to generate the full set of beams.

Both the previous concepts suffer from severe accommodation or implementation difficulties. In a long term perspective, solutions based on a single aperture are more appealing and could offer important advantages especially in terms of costs, mass and spacecraft accommodation.

Phased arrays would be a natural choice to generate multiple beams but they have been often dismissed essentially because of their complexity and cost [3]. One way to reduce the price of the array consists in reducing as much as possible the number of active elements (*thinning the array*) maintaining under control the main radiative characteristics of the array itself.

In this paper, Genetic Algorithms (GA) are used to thin an initially fully populated hexagonal array. In most of the papers published on thinned arrays [4] [5] the objective is only the maximization of the number of elements to be switched off while guarantying the minimum sidelobe level (SLL) for the array. In this paper the optimization is a multi-parametric. Besides increasing as much as possible the thinning factor of the array, the array should guarantee a fixed gain value at the end of coverage (EOC) of each beam, and a maximum interfering isolation (C/I) in adjacent beams reusing the same frequency and polarization.

## HEXAGONAL THINNED ARRAY OPTIMIZATION

The transmitting antenna considered in this study is operating in Ka-band (19.5-20 GHz) and should have a maximum diameter of 1.3 meters. The basic idea is that of using a hexagonal direct radiating array with dimensions sufficient to provide the required maximum gain and a beamwidth of less than 1 degree. The initial array is fully populated i.e. has elements in all the positions of the hexagonal lattice.

The array should generate 64 spot beams. The total band is subdivided into 4 sub-bands, and each is assigned to a spot (see Fig.1) such that there are no adjacent spots with the same characteristics. Fig. 1 shows the footprint on the Earth of the 64 spots and the relative requirements.



64
0.65°
0.56°
19.7 – 20.2 GHz
1:4
> 43.8 dBi
> 20 dB

# Setellite 24.20 0.00 35795. Centre certe 18.00 43.00 0. **Fig. 1** – European coverage with 64 spots, and technical requirements for the antenna.

The coverage and the technical requirements in Fig. 1 have been provided by Alcatel Alenia Space (F) and have been used for the ESA Domino II mission.

In Fig. 2, on the right, the EOC and C/I values are indicated in the multibeams pattern; the two black beams have the same operating frequency while the intermediate green one works at a different frequency. The optimum distance between the elements in the hexagonal array is the range 3-4  $\lambda$ ; these values take into account not only the positions of the grating lobes with respect to the required geostationary coverage, but also the scanning losses caused by the antenna elements. In the case of a 4  $\lambda$  distance, antenna elements may be rectangular horns with dimension  $(4\lambda \times 2\sqrt{3}\lambda)$ . Considering the typical aperture efficiencies of these horns, each of them may guarantee a gain around 21 dBi. With this choice, a hexagonal array with 11 rings around a central element, with

a total number of 397 elements, could satisfy the initial requirement on the EOC gain while the C/I level of 20 dB is not satisfied with a uniform amplitude distribution.



Fig. 2 – Array geometry and visual representation of the requested spot characteristics.

The optimization aim is hence to reduce as much as possible the *total* number of active elements, keeping satisfied the EOC requirements and satisfying as well the C/I isolation.

The application of Genetic Algorithms to array thinning is particularly straightforward, since GA, in their standard implementation, deal with binary data and the thinning problem is inherently binary [6].

The main problem in the implementation of GA consists in the selection of an appropriate cost function. In particular, the selected cost function includes constraints on the EOC and C/I values, and on the number of active elements.

Fig. 3 presents one of the best results obtained after a long trade-off: a hexagonal array with 68% of the elements switched on and no constraints on the alimentation of the central part of the array elements. In Fig. 4 several cuts of the pattern are presented demonstrating the compliance of the pattern with respect to the initial requirements. In Fig. 5 and 6, results obtained with the same number of element switched on, but distributed with GA on 12 instead of 11 rings are shown. In this last case, because the number of possible configurations has increased, the SLL improves and the requirements are satisfied with a larger margin.

## CONCLUSIONS

In this paper the optimization of a transmit array for satellite applications has been considered. Resorting to GA several elements of the array have been switched off. More than 30% of the initial elements may be switched off satisfying the technical requirements. The optimized configuration permits reducing drastically the cost of the array and improving the C/I level with respect to the initial fully populated array. Improvements may be achieved refining further the cost function, and optimizing the element factor.



**Fig.** 3 - 11-rings thinned array optimized with GA (coordinates in meters).



**Fig.** 5 - 12-rings thinned array optimized with GA (coordinates in meters).

#### REFERENCES

- [1] Y. Cailloce, G. Caille, I. Albert, J.M. Lopez, "Ka-band Antennas providing multiple beams for a multimedia via satellite mission," *Alcatel Space Industries and Centre National d'Etudes Spatiales Technical Report.*
- [2] C. Mangenot, P. Lepeltier, J.L. Cazaux, J. Maurel, "Ka-band fed array focal reflector receive antenna design and development using MEMS switches", *JINA Conference 2002*, November 12-14 2002, invited presentation, Vol. II, pag. 337-345.
- [3] R.J. Mailloux, Phased Array Antenna Handbook, Artech House, Boston (MA), 2005.
- [4] R.L. Haupt, "Thinned Arrays Using Genetic Algorithms", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 41, No. 2, Feb. 1993, pp. 993-999.
- [5] J.O. Erstad, S. Holm, "An Approach to Design of Sparse Array Systems", Proc. 1994 IEEE Symp. Ultrasonic, Cannes, France, 1-4 Oct. 1994, pp. 1507-10.
- [6] D.E. Golberg, *Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning*, Addison-Wesley, Reading (MA), 1989.



**Fig.** 4 - 11-rings optimised array: pattern showing the beam in the boresight direction in different azimuth cuts



Fig. 6 - 12-rings optimised array: pattern showing the beam in the boresight direction in different azimuth cuts

# UN ALGORITMO COOPERATIVO PER IL CONTROLLO DI SMART ANTENNAS OPERANTI IN AMBIENTI REALISTICI

M. Donelli, D. Franceschini, P. Rocca, L. Manica, e M. Benedetti

Dipartimento di Informatica e Telecomunicazioni, Università di Trento Via Sommarive 14, 38050 Trento Tel. +39 0461 882057, Fax +39 0461 882093 E-mail: {massimo.donelli, davide.franceschini, paolo.rocca, luca.manica, manuel.benedetti}@dit.unitn.it

#### Abstract

The control of phased arrays for smart beamforming in complex scenarios needs of efficient and robust algorithms able to deal both with far-field and near-field interferences, besides efficiently compensating the mutual coupling effects among the elements of the antenna system. Towards this aim, an enhanced PSO-based optimization algorithm has been introduced and customized for the real time control of adaptive linear arrays. The obtained results show the effectiveness of the proposed approach in terms of computational costs and achievable SINR at the receiver.

#### INTRODUZIONE

Il continuo sviluppo dei sistemi di telecomunicazione ha contribuito alla crescita del numero e di utenti connessi alle reti wireless con l'inevitabile insorgenza di fenomeni di interferenza. In tale contesto, lo sviluppo di antenne intelligenti permette di migliorare la qualità del segnale ricevuto sopprimendo gli effetti di sorgenti indesiderate. Tuttavia, tali sistemi di antenna necessitano di opportune tecniche per il controllo in tempo reale degli elementi che compongono la schiera. A tal fine, in passato sono state sviluppate tecniche efficienti sia di tipo analitico [1] che numerico [2] che richiedono però costosi componenti analogici. Successivamente è stata pure esplorata la possibilità di ottenere un efficiente controllo di schiere agendo solamente sulle fasi delle correnti di alimentazione sfruttando approcci di ottimizzazione globale basati sugli algoritmi genetici [3], [4] o sull'intelligenza degli sciami di particelle [5].

Al fine utilizzare l'approccio proposto in [5] in ambienti più realistici, questo contributo propone una strategia innovativa basata su un algoritmo PSO (*Particle Swarm Optimizer*) per il controllo in sola fase di schiere di antenne. L'aderenza e una maggiore conformità ad uno scenario certamente di elevata complessità è garantito dal miglioramento della logica di controllo dotata di un effetto memoria e che permette di tenere in considerazione sorgenti interferenti in campo-vicino [6] e compensare gli effetti del muto accoppiamento [7] tra gli elementi della schiera senza incrementare drasticamente l'onere computazionale dell'algoritmo.

La metodologia proposta è stata validata mediante comparazioni con approcci allo stato dell'arte e simulando scenari complessi rappresentativi di una rete mobile operante in uno scenario urbano e/o veicolare in cui i segnali interferenti incidono da direzioni e distanze casuali e sono generati da sorgenti anche localizzate nella zona di campo vicino, mentre il segnale desiderato viene emesso a grande distanza dal ricevitore.

#### FORMULAZIONE MATEMATICA

Si consideri una schiera costituita da N elementi equi-spaziati disposti secondo la geometria mostrata in Fig. 1. Si supponga inoltre che al ricevitore risulti un segnale descritto dalla seguente relazione

$$\underline{s}^{r}(t) = \alpha^{(d)}(t)\underline{h}^{(d)} + \sum_{j=1}^{J} \alpha_{j}^{(i)}(t)\underline{h}_{j}^{(i)} + \underline{\eta}(t)$$

$$\tag{1}$$

laddove  $\alpha^{(d)}$  e  $\alpha_j^{(i)}$  indicano le ampiezze rispettivamente del segnale desiderato e del jesimo interferente, mentre  $\underline{\eta}$  rappresenta il contributo di rumore di fondo. Inoltre, i vettori  $\underline{h}^{(d)} = \left\{ e^{j\varphi_n^{(d)}}; n = 1, ..., N \right\}$  e  $\underline{h}_j^{(i)} = \left\{ e^{j\varphi_{n,j}^{(i)}}; n = 1, ..., N \right\}$  identificano le fasi del segnale desiderato e dei segnali interferenti sugli N elementi dell'array. Poiché questi ultimi possono essere generati da sorgenti poste anche nella zona di "near-field" del ricevitore, le fasi  $\varphi_{n,j}^{(i)}$  vengono modellate secondo la seguente espressione [6]

$$\varphi_{n,j}^{(i)} = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ d_j^{(i)} - \sqrt{\left( d_j^{(i)} u_j^{(i)} - x_n \right) + \left( d_j^{(i)} v_j^{(i)} - y_n \right) + \left( d_j^{(i)} q_j^{(i)} - z_n \right)} \right]$$
(2)

laddove  $u_j^{(i)} = \sin \theta_j^{(i)} \cos \phi_j^{(i)}$ ,  $v_j^{(i)} = \sin \theta_j^{(i)} \sin \phi_j^{(i)}$ ,  $q_j^{(i)} = \cos \theta_j^{(i)}$  e  $(x_n, y_n, z_n)$  indica le coordinate dell'n-esimo elemento della schiera. Inoltre,  $(\theta_j^{(i)}, \varphi_j^{(i)})$  rappresenta il set di coordinate angolari che definiscono la direzione di arrivo del j-esimo interferente.



Figura 1. Geometria dello scenario di riferimento

Al fine di considerare una situazione più realistica che tenga in considerazione anche gli effetti del mutuo accoppiamento tra gli elementi della schiera, è stato considerato il modello proposto in [7]. Gli elementi dell'array vengono perciò modellati mediante una rete a N + 1 porte descritta mediante la seguente "matrice di mutuo accoppiamento"

$$\underline{\Gamma} = \begin{bmatrix} 1 + \frac{Z_{11}}{Z_L} & \frac{Z_{12}}{Z_L} & \cdots & \frac{Z_{1N}}{Z_L} \\ \frac{Z_{21}}{Z_L} & 1 + \frac{Z_{22}}{Z_L} & \cdots & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \frac{Z_{N1}}{Z_L} & \cdots & \cdots & 1 + \frac{Z_{NN}}{Z_L} \end{bmatrix}$$
(3)

dove la mutua impedenza tra due generici elementi è indicata dalla quantità  $Z_{mn}$ , l'autoimpedenza da  $Z_{nn}$  e  $Z_L = Z_{nn}^*$ .

Una volta definito il modello matematico di riferimento che descrive lo scenario considerato, l'obiettivo di un sistema di antenna intelligente è quello di massimizzare il rapporto segnale su interferente e rumore di fondo (SINR), ovvero, in maniera del tutto analoga, riformulare il problema in termini della massimizzazione del seguente funzionale di costo:

$$\Theta(\underline{w}) = \frac{\left|\underline{w}^T \, \underline{\tilde{h}}^{(d)}\right|^2}{\underline{w}^* \, \underline{\underline{C}}^T \, \underline{w}} \tag{4}$$

Tale relazione coinvolge solamente quantità note o misurabili al ricevitore, in particolare la matrice di covarianza del segnale ricevuto  $(\underline{C}^T)$ , l'insieme dei pesi degli elementi della schiera

$$\underline{w} = \left\{ w_n e^{j\beta_n}; n = 1, \dots, N \right\}$$
(5)

ed il vettore  $\underline{\tilde{h}}^{(d)}$  definito dalla seguente espressione

$$\widetilde{\underline{h}}^{(d)} = D\left(\theta^{(d)}, \phi^{(d)}\right) \left[\underline{\underline{\Gamma}}^{-1} \underline{\underline{h}}^{(d)}\right]$$
(6)

in cui  $D(\theta^{(d)}, \phi^{(d)})$  indica la funzione di direttività dell'array.

Al fine di determinare la configurazione dei pesi ottima  $\underline{w}$  che massimizza (4), si è supposto di controllore la schiera di antenne facendo variare solamente la fase  $\beta_n$  delle alimentazioni sfruttando degli sfasatori digitali a B-bit. Tale problema di ottimizzazione viene quindi affrontata ricorrendo ad una tecnica evolutiva ad intelligenza distribuita che considera uno sciame di *S* particelle [8] la cui posizione all'interno dello spazio delle soluzioni codifica una particolare configurazione delle incognite

$$\hat{\underline{\beta}} = \left\{ \beta_{b,s,n} \in \{0,1\}; n = 1,...,N; b = 1,...,B \right\}$$
(7)

Inoltre, ad ogni particella è associata una velocità che modella la capacità della particella stessa di modificare la propria posizione e quindi variare la configurazione del vettore  $\underline{\hat{\beta}}_s$ . L'implementazione della logica degli sciami di particelle prevede l'aggiornamento iterativo della velocità delle particelle (e conseguentemente della loro posizione) mediante un opportuno operatore [8].

# **RISULTATI NUMERICI**

Al fine di mostrare l'efficienza dell'approccio proposto, vengono quindi presentate alcune simulazioni numeriche relative ad una schiera di tipo sia lineare costituita da N = 20 elementi dipolari posizionati lungo l'asse x equi-spaziati di  $\frac{\lambda}{2}$ . I coefficienti di attenuazione  $\{w_n, n=1,...,N\}$  vengono fissati in accordo al criterio di Dolph-Chebyschev. Lo scenario degli interferenti è stato definito utilizzando un modello stocastico di Poisson per gli interferenti in arrivo ed assegnando ai segnali interferenti una potenza pari a 30 dB al di sopra del livello del segnale desiderato. Inoltre, la distanza delle sorgenti interferenti è stata variata in maniera casuale tra  $5\lambda e 100\lambda$ . In Figura 2 è mostrato l'andamento dei *SINR* ottenuti mediante il metodo analitico di Applebaum [1] (che rappresenta il limite teorico di riferimento), il metodo del minimo errore quadratico medio (LMS) [2], e una versione modificata dell'algoritmo genetico (LRTGA) [9]. Come si può notare [Fig. 2(a)] la logica di controllo basata sul PSO consente di ottenere ottime prestazioni anche nel caso di interferenti in "near-field". Inoltre la compensazione degli effetti del mutuo accoppiamento ha consistito un ulteriore incremento delle prestazioni rispetto all'approccio standard [Fig. 2(b)].



Figura 2. (a) Andamento del SINR in corrispondenza delle differenti tecniche di controllo nel caso di interferenti posizionati nel "near field" del ricevitore e (b) nel caso di compensazione dei fenomeni di mutuo accoppiamento.

#### RINGRAZIAMENTI

Il lavoro è stato sviluppato nell'ambito del Progetto di Ricerca di Interesse Nazionale "Progettazione di un Livello Fisico 'Intelligente' per Reti Mobili ad Elevata Riconfigurabilità" – Miur COFIN 2005099984 001.

## **RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI**

- [1] S. P. Applebaum, "Adaptive arrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 24, pp. 585-598, 1976.
- [2] B. Widrow, B. Mantley, P. Griffiths, and L. Goode, "Adaptive antenna system," *Proc. IEEE*, vol. 55, pp. 2143-2159, 1967.
- [3] D. Weile and E. Michielssen, "The control of adaptive antenna arrays with Genetic Algorithms using dominance and diploidy," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 49, pp. 1424-1432, 2001.
- [4] M. Donelli, D. Franceschini, e S. Piffer, "Utilizzo di Algoritmi Evolutivi per il Controllo in Tempo Reale di Antenne Intelligenti," XV RinNEm, Cagliari, pp. 85-88, 13-16 Settembre 2004.
- [5] M. Donelli, R. Azaro, F. De Natale, and A. Massa, "An innovative computational approach based on a particle swarm strategy for adaptive phased-arrays control," *IEEE*. *Trans. Antennas Propagat.*, vol. 54, pp. 888-898, 2006.
- [6] A. J. Fenn, "Evaluation of daptive phased array antenna far-field nulling performance in the near-field region," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 173-185, 1990.
- [7] I. J. Gupta and A. A. Ksiensky, "Effect of mutual coupling on the performance of adaptive arrays," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 31, pp. 785-791, 1983.
- [8] J R. Robinson and Y. Rahmat-Samii, "Particle Swarm optimization in electromagnetics," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 52, pp. 771-778, 2004.
- [9] A. Massa, M. Donelli, F. De Natale, S. Caorsi, and A. Lommi, "Planar antenna array control with genetic algorithms and adaptive array theory," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol .52, 2004.

#### SINTESI NEL DOMINIO DEL TEMPO DI ARRAY IMPULSIVI

M. Ciattaglia<sup>(1),(2)</sup>, G. Marrocco<sup>(1)</sup>

# (1) DISP, Università di Roma Tor Vergata - Via del Politecnico 1, 00133 Roma (2) SELEX-SI, Via Tiburtina km.12400, 00131 Roma {ciattaglia, marrocco}@disp.uniroma2.it

#### Abstract

Conventional array synthesis is performed in the frequency domain: the typical parameters to be controlled in this process are SLL, nulls and in general beam shape within the frequency band of interest.

Pulsed arrays require a synthesis techinque which performs beam shaping in two domains: time and observation angle. An example of such synthesis is here presented, the proposed method is based on the time-domain formulation of the array factor and includes a suitable signal representation in order to retrieve realizable excitations.

#### INTRODUZIONE

Gli array impulsivi sono stati recentemente proposti per diverse applicazioni [1] a banda ultralarga (UWB) in campo radar, comunicazioni, telerilevamento e localizzazione indoor, sfruttando i loro vantaggi in termini di lobi laterali ridotti e alta risoluzione. Gli array impulsivi utilizzano antenne UWB, alimentate da segnali impulsivi, e le loro prestazioni in scansione sono controllate dalla forma d'onda e dai ritardi tra gli elementi radianti.

I pochi studi al riguardo trattano la cancellazione dei grating lobes, la possibilità di utilizzare array sparsi [2-4] e gli accoppiamenti tra gli elementi radianti [5]. Le varie caratteristiche degli array impulsivi derivano principalmente dalla presenza della dimensione temporale nella fenomenologia della radiazione. In questo articolo viene presentata una tecnica di sintesi di pattern per questo tipo di array.

#### SINTESI DI ARRAY

Si consideri un array lineare di *N* elementi, disposti lungo l'asse *x* nelle posizioni  $x_n$  ed eccitati dalle correnti  $\{i_n(t)\}_{n=1..N}$ : il fattore di array nel dominio del tempo può essere espresso come [2]

$$AF(\underline{\hat{r}},\tau) = \sum_{n=1}^{N} i_n^+(\tau + t_n(\underline{\hat{r}}))$$
(1)

dove il "+" indica la componente diretta delle correnti di ingresso;  $\hat{r}$  è il versore che indica la direzione del punto di osservazione rispetto al centro geometrico dell'array, posizionato nell'origine del sistema di riferimento;  $t_n(\hat{r}) = x_n \sin \theta / c + t_n$  include il ritardo con cui i segnali di ingresso contribuiscono alla radiazione in una particolare direzione ed un eventuale ritardo aggiuntivo  $t_n$  necessario per puntare il fascio.

L'equazione (1) è la versione discreta della trasformata di Radon

$$R\left\{i^{+}(x,t)\right\}(\underline{\hat{r}},\tau) = \int i^{+}(x,\tau+t(x,\underline{\hat{r}}))dx$$
<sup>(2)</sup>

che è proporzionale al campo irradiato da una sorgente lineare continua  $i^+(x,t)$  disposta sull'asse *x*.

Per ogni angolo di osservazione, la trasformata (2) rappresenta la proiezione della corrente diretta sulla famiglia di rette parallele  $\tau + t(x, \hat{r}) = 0$ . Il campo irradiato dall'array o dalla linea distribuita può essere visto come sovrapposizione di differenti eventi con energia concentrata su famiglie di rette parallele: la trasformata di Radon mappa questi eventi in punti di un nuovo spazio [6], permettendo di identificare la distribuzione in angolo e tempo del campo irradiato. Come per tutte le proiezioni, anche per la trasformata di Radon vale il Projection Slice Theorem [7], che mette in relazione la trasformata di Fourier di una proiezione con un taglio della trasformata di Fourier bidimensionale delle correnti in ingresso. In pratica si può scrivere [8]:

$$F_{x \to \theta} \circ F_{\tau \to \omega} \circ i^{+}(x, t) = F_{\tau \to \omega} \circ \left[ R \circ i^{+}(x, t) \right]$$
(3)

dove  $F_{a\to b}$  rappresenta la trasformata di Fourier dal dominio *a* al dominio *b*, mentre *R* rappresenta la trasformata di Radon delle correnti dirette. La relazione (3) è mostrata graficamente in Fig.1.



*Fig. 1* Relazione tra Trasformata di Radon e Trasformata di Fourier dal dominio delle correnti a quello del pattern di radiazione

Detto quindi  $U(\theta, \tau)$  il pattern di radiazione desiderato, la distribuzione di corrente da sintetizzare, ottenuta formalmente come trasformata inversa di Radon di  $U(\theta, \tau)$ , si può calcolare, in base alla (3), ricorrendo a trasformate inverse di Fourier:

$$i^{+}(x,t) = F_{\omega \to \tau}^{-1} \circ F_{\theta \to x}^{-1} \circ F_{\tau \to \omega} \circ U(\theta,\tau)$$

In questo modo la sintesi proposta è la versione nel dominio del tempo della sintesi di Fourier nel dominio della frequenza [9]. Nel caso di array, la tecnica di sintesi rimane valida, richiedendo un campionamento delle correnti ottenute nelle posizioni degli elementi radianti e un troncamento alle dimensioni dell'array.

Se si vuole eseguire una sintesi di array considerando gli effetti del fattore di elemento, è necessario aver precedentemente caratterizzato l'elemento radiante con la sua altezza efficace nel dominio del tempo, in modo da poter compensare il suo effetto distorcente nel tempo e in angolo nel processo di sintesi.

#### **RAPPRESENTAZIONE DEI SEGNALI**

Per ottenere correnti con forme d'onda fisicamente realizzabili, nel processo di sintesi viene introdotta una opportuna rappresentazione dei segnali  $i_n^+(\tau)$  ottenuti con l'inversione della (3).

Quando si considerano array impulsivi, le correnti in ingresso sono segnali a banda ultralarga, che possono essere espressi come sovrapposizione di segnali gaussiani derivati [10], utilizzando le funzioni di Hermite Rodriguez. Le correnti sintetizzate sono quindi rappresentate da un piccolo insieme di coefficienti [11]

$$\alpha_{\lambda,k,n} = \langle i_n^+(\tau), w_{\lambda,k}(\tau) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2^k k!}} \int_{-\infty}^{+\infty} i_n^+(\tau) H_k(\tau/\lambda) d\tau$$
(4)

dove  $\{w_{\lambda,k}(\tau)\}_{k=1\dots\infty}$  è l'insieme delle funzioni di base (Hermite Rodriguez),  $\{\alpha_{\lambda,k,n}\}_{n=1\dots\infty}$  è l'insieme dei coefficienti della rappresentazione,  $\lambda$  è un fattore di scala e  $H_k(\tau)$  è il polinomio di Hermite di ordine k.

La rappresentazione dei segnali in ingresso proposta

$$i_n^+(\tau) = \sum_{n=1}^K \alpha_{\lambda,k,n} w_{\lambda,k}(\tau - T_n)$$
(5)

è sensibile al fattore di scala  $\lambda$ , alla traslazione temporale delle funzioni di base, all'andamento temporale delle funzioni di base e all'ordine della rappresentazione K. Di seguito vengono dati alcuni suggerimenti per la scelta di questi parametri in modo da rendere più veloce la convergenza della rappresentazione.

Come suggerito in [6], il fattore di scala può essere fissato approssimativamente al 30% del supporto del segnale, definito come la durata pratica delle correnti di ingresso  $T_n = ||\tau i_n^+(\tau)|| / ||i_n^+(\tau)||$  [12].

Le funzioni di Hermite Rodriguez sono centrate rispetto all'origine temporale, per cui richiedono di essere allineate rispetto ai segnali da rappresentare. Il criterio di allineamento utilizzato nel metodo proposto è una traslazione delle funzioni di base pari al baricentro del segnale  $i_n^+(\tau)$  [13].

Se le correnti in ingresso hanno oscillazioni rapide, la rappresentazione in (5) converge lentamente, richiedendo quindi un numero di termini K elevato. Un modo per rendere la rappresentazione più veloce è quello di filtrare le correnti in ingresso, per esempio eliminando le oscillazioni con ampiezza inferiore al 10% dell'ampiezza di picco. In questo modo il contributo informativo principale del segnale è mantenuto, mentre la convergenza è stata velocizzata.

Utilizzando i parametri qui presentati, l'ordine K dell'espansione può essere fissato a circa 10 termini.

#### **ESEMPIO NUMERICO**

Nell'esempio è stato considerato un array con N=10 elementi equispaziati di d=5cm.

Il fattore di array desiderato è mostrato in Fig.2a), formato da due coppie di impulsi di segno opposto distanziati di  $80^{\circ}$  in angolo e di 0.3ns in tempo. Invertendo la (3) ed utilizzando la rappresentazione proposta con K=11, il fattore di array sintetizzato è mostrato in Fig.2b) e risulta in buon accordo con il pattern obiettivo, nonostante la presenza di oscillazioni aggiuntive, riconducibili alle oscillazioni tipiche della sintesi di Fourier [9].

I coefficienti della rappresentazione sono mostrati in Fig.2c) e le corrispondenti correnti sintetizzate sono riportate in Fig.2d). Si può notare come ogni elemento abbia una corrente con differente andamento temporale a causa della asimmetria del pattern obiettivo.



*Fig.2* a) Fattore di array desiderato; b) Fattore di array sintetizzato;c) coefficienti della rappresentazione; d) correnti sintetizzate.

[1] M. G. M. Hussain, "Principles of space-time array processing for ultrawide-band impulse radar and radio communications," *IEEE Trans. Veh. Technol.*, vol. 51, no. 3, pp. 393–403, 2002

[2] A. Shlivinski, E. Heyman, ``A unified kinematic theory of transient array," in *Ultra-Wideband, Short-pulse Electromagnetics 5*, P.D Smith and S.R. Cloude Eds., Kluwer Academic/Plenum Publishers, NY, 2002, pp.11-20

[3] L. D. DiDomenico, "A comparison of time versus frequency domain antenna patterns," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 50, no. 11, pp.1560–1566, 2002.

[4] J. L. Schwartz, B. D. Steinberg, "Ultrasparse, ultrawideband arrays," *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelectr. Freq. Control*, vol. 45, no. 2, pp.376–393, 1998.

[5] M.Ciattaglia, G. Marrocco, "Investigation on Antenna Coupling in Pulsed Arrays", IEEE Transactions on Ant. and Prop., Vol.54, N.3, 2006, 835-843

[6] G. Beylkin, "Discrete Radon Transform", *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, Vol.35, N.2, 1987, pp.162-172

[7] R.M. Mersereau, A.V. Oppenheim, "Digital Reconstruction of Multidimensional Signals from Their Projections", *Proc. of the IEEE*, Vol.62, N.10, 1974, pp.1319-1347

[8] B.T. Kelley, V.K. Madisetti, "The Fast Discrete Radon Transform-I: Theory", *IEEE Transactions on Image Processing*, Vol.2, N.3, 1993, pp.382-400

[9] C. Balanis, Antenna Theory, Analysis and Design, New York, J. Wiley & Son, 1997

[10] L.R. Lo Conte, R. Merletti, G.V. Sandri, "Hermite Expansions of Compact Support Waveforms: Applications to Myoelectric Signals", *IEEE Trans. on Biom. Eng.*, Vol.41, N.12, pp.1147-1159, 1994

[11] L.E. Miller, "Autocorrelation functions for Hermite-polynomial ultra-wideband pulses", *Electronics Letters*, Vol.39, N.11, pp.870-871, 2003

[12] A. Shlivinski, E. Heyman, and R. Kastner, "Antenna characterization in the time domain," *IEEE Trans. Antennas Propag.*, Vol. 45, 1997, pp.1140–1149

[13] A. Papoulis, Signal analysis, Mc Graw Hill, NY, 1977

## SCANSIONE DEL FASCIO DI UNA SCHIERA DI GEOMETRIA ARBITRARIA IN PRESENZA DI VINCOLI

Roberto Vescovo

Dipartimento di Elettrotecnica Elettronica ed Informatica, Università di Trieste Via A. Valerio 10, 34127 Trieste vescovo@univ.trieste.it

#### Abstract

We present a method to scan the pattern of an arbitrary antenna array in presence of constraints that impose phase-only control, pattern shape and an upper bound on the Dynamic Range Ratio. Given S masks, the algorithm yields S array patterns belonging to such masks, and for each array element the excitation amplitude holds constant during the scanning, thus allowing phase-only control. For each array element, the excitation amplitude is optimized, and the method allows to control the Dynamic Range Ratio (DRR) of such amplitudes. The solution to the synthesis problem is found as a point of the intersection between two suitable sets, by using the method of projections.

#### **INTRODUZIONE**

La scansione del fascio di una schiera lineare di elementi equispaziati può essere facilmente eseguita controllando la differenza di fase tra gli elementi [1]. Tuttavia esistono situazioni in cui questo approccio non è applicabile, ad esempio quando sul diagramma sono imposti zeri lungo direzioni che restano costanti durante la scansione, o quando la schiera è di tipo non lineare (ad esempio è una schiera circolare o ad arco). In questi casi le eccitazioni da applicare agli elementi vanno determinate mediante una tecnica numerica. Il metodo che qui si propone richiede di assegnare un numero sufficientemente grande S di maschere vicine tra loro nel settore angolare di scansione, e fornisce S diagrammi di radiazione appartenenti a tali maschere, soddisfacendo contemporaneamente tutti i vincoli imposti. Essenzialmente, quindi, il metodo permette la sintesi di una schiera riconfigurabile in presenza dei vincoli assegnati. Diverse tecniche di sintesi per schiere riconfigurabili sono disponibili in letteratura [2-5]. Tuttavia l'approccio che descriveremo consente di soddisfare facilmente tutti i vincoli sopra menzionati, e può essere esteso in modo da includerne altri.

Con riferimento ad un sistema Cartesiano O(x,y,z), si consideri una schiera costituita da N elementi situati nei punti  $P_1$ , ...,  $P_N$  di coordinate cilindriche  $(r_n, \phi_n, z_n)$ . Il diagramma di radiazione nel piano xy è dato dall'espressione

$$F(\mathbf{a};\phi) = \sum_{n=1}^{N} a_n p_n(\phi) \exp[j\beta r_n \cos(\phi - \phi_n)]$$
(1)

dove  $\mathbf{a} = [a_1, ..., a_N]^T$  è il vettore colonna delle eccitazioni complesse,  $\phi$  l'angolo di azimuth della generica direzione di osservazione,  $p_n(\phi)$  il diagramma dell'elemento *n*-esimo, e  $\beta = 2\pi\lambda^{-1}$  dove  $\lambda$  è la lunghezza d'onda.

La dinamica delle eccitazioni, o "Dynamic Range Ratio" (DRR), è definita dalla relazione  $DRR(\mathbf{a}) = \max_{n} |a_{n}| / \min_{n} |a_{n}|$ .

Consideriamo *S* maschere  $M_s = \{f(\phi) : m_s^1(\phi) \le |f(\phi)| \le m_s^2(\phi), -\pi \le \phi \le \pi\}$ , s=1, ..., S. Le funzioni  $m_s^1(\phi)$  and  $m_s^2(\phi)$  rappresentano, rispettivamente, la limitazione inferiore e quella superiore di  $M_s$ . Ciascuna maschera è ottenuta traslando la precedente di un angolo  $\Delta$  prestabilito, ed è sagomata in modo da imporre al diagramma la forma desiderata. Ad esempio, può essere imposto il livello massimo dei lobi laterali e un valore massimo dell'ampiezza del diagramma in una zona angolare che resta costante durante la scansione. Alcuni esempi di maschere sono illustrati in Figura 1.

Il problema che vogliamo risolvere consiste nel determinare S vettori di eccitazione  $\mathbf{a}_s = [a_{s1}, ..., a_{sN}]^T$ , s=1, 2, ..., S, tali da soddisfare le condizioni:

$$F(\mathbf{a}_{s};\phi) \in \mathbf{M}_{s}, \ s=1, 2, ..., S$$
 (2)

$$|a_{1n}| = |a_{2n}| = \dots = |a_{Sn}| = \alpha_n, \quad n=1, \dots, N$$
 (3)

$$\text{DRR}(\boldsymbol{\alpha}) \le D$$
, dove  $\boldsymbol{\alpha} = [\alpha_1, ..., \alpha_N]^T$  (4)

La condizione (2) richiede che il diagramma del vettore  $\mathbf{a}_s$  appartenga a  $M_s$ . Questo permette di ottenere una scansione "discreta". La condizione (3) richiede che le *S* eccitazioni applicate all'elemento *n*-esimo abbiano il medesimo modulo  $\alpha_n$ . Ciò permette di controllare la scansione variando solo le fasi delle eccitazioni. Il modulo  $\alpha_n$  non è assegnato, e deve essere ottimizzato. La condizione (4) impone una limitazione superiore *D* sulla dinamica del vettore  $\boldsymbol{\alpha}$ .

Il metodo di soluzione è il seguente.

Detto  $L^2$  lo spazio delle funzioni scalari aventi modulo di quadrato integrabile in  $[-\pi,\pi]$ , definiamo l'insieme W delle 2*S*-uple  $\tilde{\mathbf{w}} = (g_1(\phi), ..., g_s(\phi), \mathbf{w}_1, ..., \mathbf{w}_s)$ , dove  $g_s(\phi) \in L^2$  e  $\mathbf{w}_s = [w_{s1}, ..., w_{sN}]^T$  è un vettore complesso arbitrario. Inoltre definiamo l'insieme  $\mathbf{U}(\subset \mathbf{W})$  delle 2*S*-uple  $\tilde{\mathbf{u}} = (f_1(\phi), ..., f_s(\phi), \mathbf{u}_1, ..., \mathbf{u}_s)$ , dove  $f_s(\phi) \in \mathbf{M}_s$  (condizione (2)), mentre i vettori  $\mathbf{u}_s = [u_{s1}, ..., u_{sN}]^T$  soddisfano i vincoli  $|u_{1n}| = ... = |u_{Sn}| = \alpha_n$  (n=1,...,N) (condizione (3)) e DRR( $\alpha$ )  $\leq D$  (condizione (4)). Infine sia  $\mathbf{V}(\subset \mathbf{W})$  l'insieme delle 2*S*-uple  $\tilde{\mathbf{v}} = (F(\mathbf{v}_1; \phi), ..., F(\mathbf{v}_s; \phi), \mathbf{v}_1, ..., \mathbf{v}_s)$ , dove  $\mathbf{v}_s$  è un arbitrario vettore di eccitazione.

Se l'insieme  $\mathbf{U} \cap \mathbf{V}$  non è vuoto, ogni punto di esso è una soluzione del problema di sintesi, ossia le ultime *S* componenti di tale punto sono *S* vettori di eccitazione che soddisfano le condizioni (2), (3) e (4). Se  $\mathbf{U} \cap \mathbf{V}$  è l'insieme vuoto, una possibile soluzione (approssimata) è un punto di uno dei due insiemi ( $\mathbf{U} \circ \mathbf{V}$ ) che minimizza una distanza opportuna dall'altro. Dati due punti  $\widetilde{\mathbf{w}} = (g_1(\phi), ..., g_s(\phi), \mathbf{w}_1, ..., \mathbf{w}_s)$  e  $\widetilde{\mathbf{w}}' = (g_1'(\phi), ..., g_s'(\phi), \mathbf{w}_1', ..., \mathbf{w}_s')$  di  $\mathbf{W}$ , la distanza  $\rho(\widetilde{\mathbf{w}}, \widetilde{\mathbf{w}}')$  tra essi è così definita:

$$\rho^{2}(\widetilde{\mathbf{w}}, \widetilde{\mathbf{w}}') = \sum_{s=1}^{S} \left\| g_{s} - g_{s}' \right\|^{2} + \sum_{s=1}^{S} \left\| \mathbf{w}_{s} - \mathbf{w}_{s}' \right\|_{E}^{2}, \qquad (5)$$

dove  $\|g\|^2 = \int_{-\pi}^{\pi} |g(\phi)|^2 d\phi$  e  $\|\mathbf{w}\|_E$  è la norma Euclidea di  $\mathbf{w} = [w_1, ..., w_N]^T$ .

Come soluzione del problema considereremo un punto di U che minimizza la distanza in (5) da V. Per trovare tale punto seguiremo il metodo delle proiezioni, impiegando i proiettori  $P_{\rm U}: {\rm W} \to {\rm U}$  e  $P_{\rm V}: {\rm W} \to {\rm V}$ . Partendo dal punto  $\widetilde{{\rm u}}_0 = (f_{01}(\phi), ..., f_{0S}(\phi), {\rm u}_{01}, ..., {\rm u}_{0S})$ , dove  ${\rm u}_{01} = ... = {\rm u}_{0S} = {\rm 0}$  e  $f_{0s}(\phi) \in {\rm M}_s$ , viene eseguita una successione di proiezioni sugli insiemi V e U secondo lo schema iterativo

$$\widetilde{\mathbf{u}}_{n+1} = P_{\mathbf{U}} P_{\mathbf{V}} [\widetilde{\mathbf{u}}_n] , \quad n=0, 1, 2, \dots$$
(6)

I punti  $\{\widetilde{\mathbf{u}}_n\}$  appartengono a U e sono sempre più vicini a V. Arrestando la successione ad un passo *n* opportuno si ottiene la soluzione  $\widetilde{\mathbf{u}}_n = (f_1^{(n)}(\phi), ..., f_S^{(n)}(\phi), \mathbf{u}_1^{(n)}, ..., \mathbf{u}_S^{(n)}),$ dove  $\mathbf{u}_1^{(n)}, ..., \mathbf{u}_S^{(n)}$  sono i vettori di eccitazione ottimi. Tali vettori soddisfano rigorosamente alle condizioni (3) e (4), e approssimativamente alla (2).

#### **RISULTATI NUMERICI E CONCLUSIONI**

Con riferimento al sistema Cartesiano O(x,y,z), consideriamo una schiera di N=54 elementi distribuiti su due semicirconferenze aventi raggi  $R_1 = 2.2\lambda$  e  $R_2 = 3.4\lambda$ , centro nell'origine e giacenti sul piano xy. I primi  $N_1 = 22$  elementi sono situati sulla semicirconferenza interna e hanno coordinate polari  $r_n = R_1$  e  $\phi_n = -\pi/2 + (n-1)\pi/(N_1-1)$ ,  $n = 1, ..., N_1$   $(-\pi/2 \le \phi_n \le \pi/2)$ ; gli altri  $N_2 = 32$ elementi sono situati sulla semicirconferenza esterna e hanno coordinate polari  $r_n = R_2$ e  $\phi_n = -\pi/2 + (n - N_1 - 1)\pi/(N_2 - 1)$ ,  $n = N_1 + 1, ..., N_1 + N_2$   $(-\pi/2 \le \phi_n \le \pi/2)$ . If diagramma di radiazione è dato da (1), dove  $p_n(\phi) = p(\phi - \phi_n)$  con  $p(\phi) = (1 + \cos \phi)/2$ . Consideriamo S=25 maschere M<sub>s</sub>, separate fra loro di un angolo  $\Delta = 2^{\circ}$ . M<sub>1</sub>, M<sub>13</sub> e M<sub>25</sub> sono illustrate in Figura 1(a,b,c). La scansione avviene quindi in un intervallo di ampiezza pari a 48°. In tutte le maschere, nella regione [70°,80°] l'ampiezza massima ammessa per il diagramma è pari a -48 dB. Impiegando la tecnica proposta, dapprima si è risolto il problema della scansione in presenza delle sole condizioni (2), (3). Tali condizioni sono state rigorosamente rispettate, e la dinamica delle ampiezze di eccitazione presenti sui vari elementi è risultata essere DRR = 10.20. Per ridurre tale valore di dinamica, si è poi aggiunta la condizione (4) con D = 4. Anche in tal caso le condizioni sono state rispettate, ottenendo un valore di dinamica DRR = 4 (uguale alla soglia imposta). I diagrammi sintetizzati  $F(\mathbf{a}_1)$ ,  $F(\mathbf{a}_{13})$  e  $F(\mathbf{a}_{25})$  sono mostrati nelle Figure 1(a), 1(b) e 1(c), rispettivamente. La Figura 1(d) mostra una rappresentazione globale della scansione, ottenuta sovrapponendo i diagrammi.

Il metodo proposto si è rivelato molto efficace, permettendo una scansione entro un ampio settore angolare, e soddisfacendo in modo accurato tutti i vincoli imposti. La tecnica può essere estesa in modo da tener conto dell'accoppiamento tra gli elementi e da includere altri vincoli, ad esempio sul campo irradiato vicino all'antenna. Inoltre, l'algoritmo può essere facilmente esteso al caso tridimensionale.



Fig. 1. Scansione per la schiera considerata (condizioni (2), (3), (4) con D=4). (a) Maschera  $M_1$  (linee sottili) e diagramma sintetizzato  $F(\mathbf{a}_1)$  (linea grossa); (b) Maschera  $M_{13}$  (linee sottili) e diagramma sintetizzato  $F(\mathbf{a}_{13})$  (linea grossa); (c) Maschera  $M_{25}$  (linee sottili) e diagramma sintetizzato  $F(\mathbf{a}_{25})$  (linea grossa); (d) Rappresentazione globale dei diagrammi sintetizzati (per maggiore chiarezza sono mostrati solo i diagrammi  $F(\mathbf{a}_{1+3q})$ , q=0, 1, ..., 8).

#### **BIBLIOGRAFIA**

- [1] C.A. Balanis, Antenna theory, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.
- [2] L.I. Vaskelainen, "Phase synthesis of conformal array antennas," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 48, No. 6, pp. 987-991, June 2000.
- [3] O.M. Bucci, G. Mazzarella, and G. Panariello, "Reconfigurable arrays by phase-only control," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 39, No. 7, pp. 919-925, July 1991.
- [4] O. Bucci, and G. D'Elia, "Power synthesis of reconfigurable conformal arrays with phase-only control," *IEE Proc.-Microw. Antennas Propagat.*, Vol. 145, No. 1, pp. 131-136, Feb. 1998.
- [5] O.M. Bucci, A. Capozzoli, G. D'Elia, "Power pattern synthesis of reconfigurable conformal arrays with near-field constraints," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. 52, No. 1, pp. 132-141, Jan. 2004.

# UTILIZZO EFFICIENTE DEI GRADI DI LIBERTA' SPAZIALI DEL CANALE WIRELESS MEDIANTE ANTENNE MIMO ADATTATIVE AD ELEMENTI PARASSITI

M.D.Migliore, D.Pinchera, F.Schettino

DAEIMI (Dipartimento di Automazione Elettromagnetismo, Informazione e Matematica Industriale), Università degli Studi di Cassino via G.Di Biasio 43, 03043 Cassino FR <u>mdmiglio@unicas.it</u>, <u>pinchera@unicas.it</u>, <u>schettino@unicas.it</u>

#### Abstract

This paper introduces a novel antenna for MIMO applications, called Adaptive MIMO (AdaM) antenna, able to take full advantage of the spatial degrees of freedom available on the communication channel. The antenna uses electronically controlled parasitic elements to improve the capacity of the MIMO channel. A prototype and its performances in a real-life environment are shown.

### **INTRODUZIONE**

La crescente richiesta di servizi multimediali/internet su reti wireless rende indispensabile lo sviluppo di nuove tecnologie per il raggiungimento degli elevatissimi bit rate richiesti da tali servizi. Poiché dal punto di vista energetico aumentare il numero di bit trasmessi per dimensione dello spazio del segnale ricevuto è scarsamente efficiente in caso di elevati rapporti segnale/rumore, nuove strategie in grado di incrementare il numero di dimensioni dello spazio del segnale sono necessarie.

Alla fine degli anni '90 è stata proposta una nuova tecnologia, denominata MIMO (Multiple Input Multiple Output), che permette un aumento considerevole della capacità di canale senza sacrificare risorse spettrali [1]. In particolare, nei sistemi MIMO il numero di dimensioni dello spazio del segnale è incrementate utilizzando i gradi di libertà spaziali del campo elettromagnetico [2].

Le antenne nei sistemi MIMO hanno quindi il compito di permettere al sistema di comunicazione di utilizzare al meglio i gradi di libertà sia temporali *sia spaziali*, del canale di comunicazione. La progettazione di antenne che utilizzino efficientemente i gradi di libertà spaziali è un problema del tutto nuovo, che ha avuto scarsa attenzione fino ad oggi.

Recentemente è stata avviata presso l'Università di Cassino un filone di ricerca volto alla progettazione di una nuova classe di antenne, denominate "ADAptive-Mimo (AdaM) antennas", specificatamente ideate per utilizzare in modo efficiente le risorse spaziali utilizzando le caratteristiche di adattività all'ambiente tipiche della antenne intelligenti.

Oggetto del presente contributo è lo studio delle prestazioni di una antenna AdaM. L'antenna è basata su una architettura di una antenna adattativa recentemente proposta dallo stesso gruppo di Cassino [3]. Il sistema radiante consiste in un numero di elementi attivi, collegati ai canali di trasmissione e/o ricezione, ed un numero di antenne passive poste intorno alle antenne attive e chiuse su switch a microonde controllabili elettronicamente terminanti su carichi di diverso valore. Le antenne parassite determinano un ambiente diffondente locale controllabile. Tale ambiente è utilizzato per decorrelare i segnali ricevuti dalle antenne attive, migliorando l'utilizzo dei gradi di libertà spaziali del canale.



Schematizzazione del sistema di comunicazione MIMO con elementi parassiti

### I – Modello dalla antenna AdaM ad elementi parassiti

Consideriamo il sistema di antenne in figura 1, costituito da *n* antenne in trasmissione ed *m* antenne in ricezione, di cui rispettivamente  $n_A e m_A$  attive. La matrice **H** che lega le tensioni sugli elementi in ricezione  $\mathbf{\tilde{V}}_{\mathbf{R}} = [V_{RI}V_{R2}...V_{Rn}]^T$  con quella degli elementi in trasmissione  $\mathbf{\tilde{V}}_{\mathbf{S}} = [V_{SI}V_{S2}...V_{Sn}]^T$  può essere scritta come:

$$\tilde{\mathbf{V}}_{\mathbf{R}} = \mathbf{Z}_{\mathbf{R}} (\mathbf{Z}_{\mathbf{R}} + \mathbf{Z}_{\mathbf{L}})^{-1} \mathbf{G} (\mathbf{Z}_{\mathbf{T}} + \mathbf{Z}_{\mathbf{S}})^{-1} \tilde{\mathbf{V}}_{\mathbf{S}} = \tilde{\mathbf{H}} \tilde{\mathbf{V}}_{\mathbf{S}}$$
(1)

dove  $\mathbf{Z}_{T}$  e  $\mathbf{Z}_{R}$  sono le matrici di impedenza relative alle antenne in trasmissione e in ricezione [4], **G** l'operatore che lega le distribuzioni di correnti sugli elementi in trasmissione  $\mathbf{\tilde{I}}_{s} = [I_{Sl}I_{S2}...I_{Sn}]^{T}$  alle tensioni di circuito aperto  $\mathbf{\tilde{V}_{o}} = [V_{Ol}V_{O2}...V_{Om}]^{T}$ ,  $\mathbf{Z}_{L} = \text{diag}(Z_{Ll}, Z_{L2}, Z_{Ln})$  e  $\mathbf{Z}_{s} = \text{diag}(Z_{Sl}, Z_{S2}, Z_{Sn})$ , e i coefficienti  $Z_{Li}$  e  $Z_{sj}$  rappresentano rispettivamente l'impedenza sul quale è chiuso l'i-esimo elemento in ricezione e l'impedenza interna del j-esimo generatore in trasmissione.

Poiché si ha accesso alle sole tensioni di gap degli elementi attivi, è utile introdurre due opportune matrici di permutazione [5]  $S_R$  di dimensioni  $m_A \times m$  ed  $S_T$  di dimensioni  $n \times n_A$ , in modo da ottenere:

$$\mathbf{V}_{\mathbf{R}} = \mathbf{S}_{\mathbf{R}} \,\tilde{\mathbf{H}} \, \mathbf{S}_{\mathbf{T}} \, \mathbf{V}_{\mathbf{S}} = \mathbf{H} \, \mathbf{V}_{\mathbf{S}} \tag{2}$$

dove  $V_R$  è il vettore delle tensioni sugli elementi attivi in ricezione,  $V_S$  è il vettore delle tensioni sugli elementi attivi in trasmissione ed H è la matrice di canale del sistema AdaM.

La capacità di canale del sistema di comunicazione risulta essere [1]:

$$C = \sum_{i=1}^{r} \log_2 \left( 1 + \frac{\alpha_i Pt s_i^2}{\sigma_n^2} \right) \quad \left[ \frac{bit/s}{Hz} \right]$$
(3)



Figura 2 Schema dell'antenna AdaM. Grigio scuro: elementi attivi; Grigio chiaro: elementi passivi

dove *Pt*  $\dot{e}$  la potenza trasmessa,  $\sigma_n^2$  la varianza del rumore gaussiano bianco additivo in ricezione,  $s_i$  l'i-esimo valore singolare della matrice **H**, r il rango della matrice **H**, ed  $\alpha_i$ l'aliquota di potenza trasmessa sull'i-esimo sottocanale.

I valori singolari sono funzione della scelta dei carichi. Scegliendo opportunamente tali valori è possibile massimizzare la capacità di canale. Poiché i valori singolari sono legati ai gradi di libertà spaziali del canale, la massimizzazione della capacità di canale equivale ad un miglior uso delle risorse spaziali fornite dal canale di comunicazione.

#### II – Simulazioni numeriche e risultati sperimentali

Come esempio ci riferiremo nel seguito alla struttura ad elementi parassiti in figura 2, consistente in due elementi attivi filiformi a  $\lambda/4$  circondati da 6 elementi parassiti, sempre a  $\lambda/4$ , chiusi su impedenze controllabili elettricamente che assumono due valori di impedenza, siano Zon e Zoff (76.7-426j  $\Omega$  e 5.2-8.8j  $\Omega$ ), il cui valore è stato scelto pari a quello dei carichi utilizzati nelle prove sperimentali [3].

Si è considerato quindi il collegamento di due sistemi di questo tipo all'interno di un ambiente costituito da 20 scatteratori puntiformi incorrelati all'interno, distribuiti casualmente all'interno di una stanza di  $50\lambda x70\lambda$ . Per il controllo ottimale delle impedenze ci si è rivolti ad un algoritmo evolutivo binario a dinamica variabile [3], ottimizzato per il caso in esame; l'algoritmo considerato effettua 20 misurazioni del canale per ogni iterazione.

In figura 3 sono presentati i valori della capacità di canale del sistema ad elementi parassiti confrontato con il caso in cui le medesime antenne, nelle stesse posizioni, non presentavano elementi parassiti; tali risultati sono stati ottenuti nel caso in cui si considera  $\alpha_1 = \alpha_2 = 1/2$  e mediando i risultati su 1000 diverse realizzazioni del canale.

Il risultato ottenuto è molto buono: l'algoritmo converge mediamente entro 5 iterazioni, passando mediamente da un valore di capacità di 4 bit/s/Hz a 7.5 bit/s/Hz.

Due antenne AdaM operati a circa 1 GHz sono state realizzate e provate in un ambiente indoor costituito da un ufficio. E' stata quindi valutata la capacità di canale.

I risultati di questa misura, confrontati con i risultati ottenuti dai due soli elementi attivi in assenza di elementi parassiti, sono riportati in figura 4 e confermano le buone prestazioni ottenute per via numerica. In particolare la capacità di canale aumenta da 4 bit/s/Hz nel caso di un sistema MIMO avente solo 2 elementi attivi (ovvero senza elementi passivi) a 7.5 bit/s/Hz nel caso in cui si utilizzino antenne AdaM in trasmissione e ricezione, confermando i risultati numerici.



Risultati della simulazione numerica

Figura 4 Risultati sperimentali
#### III – Conclusioni

In questo articolo abbiamo presentato un nuovo tipo di antenna MIMO che sfrutta degli elementi parassiti (AdaM) per utilizzare in maniera efficiente i gradi di libertà spaziali, migliorando la capacità di canale del sistema di comunicazione.

Il sistema proposto è relativamente semplice, e l'impatto sui costi è minimo, venendo utilizzati delle semplici impedenze controllate basate su diodi PIN. Si è descritta una metodologia per la schematizzazione degli elementi parassiti in trasmissione ed in ricezione, e tale schematizzazione è stata utilizzata all'interno di un codice numerico con il quale è stato simulato il comportamento di un'antenna di tipo AdaM confrontandolo con le prestazioni ottenibili da un sistema equivalente ma privo di elementi parassiti.

I risultati numerici sono stati validati mediante la misura delle prestazioni relative al collegamento di due antenne di tipo AdaM all'interno di un ambiente di propagazione reale.

#### Bibliografia:

- [1] G.J. Foschini, M.J. Gans, "On the limits of wireless communications in a fading environment when using multiple antennas", Wireless Pers. Commun., vol 6, pp. 331-335, Mar 1998
- [2] M.D. Migliore, "On the Role of the Number of Degrees of Freedom of the Field in MIMO Channels", IEEE Trans. on Antennas and Propagation, Vol AP-54, n. 2, February 2006, pp. 750-752
- [3] M.D. Migliore, D. Pinchera and F.Schettino "A simple and robust adaptive parasitic antenna" IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Volume 53, Issue 10, Oct. 2005 Pages:3262 – 3272
- [4] C.A.Balanis, Antenna Theory, John Wiley and Sons Inc., NY 2005
- [5] G.H. Golub, C.F. Van Loan "*Matrix Computations*" third edition, The John Hopkins University Press, London 1996

# Circuit-Level Nonlinear Simulation of RF/Microwave Systems

Vittorio Rizzoli<sup>1</sup>, Diego Masotti<sup>1</sup>, and Emanuele Montanari<sup>1</sup>

<sup>1</sup>DEIS, University of Bologna, viale Risorgimento 2, 40136 Bologna, Italy (vrizzoli@deis.unibo.it)

#### Abstract

The circuit-level simulation of nonlinear microwave systems of complex topology is a challenging problem whose solution is being pursued by several research teams. The paper discusses a self-consistent set of modern computational concepts providing an effective approach to this task. The reference CAD environment is given by harmonic-balance techniques based on Krylov-subspace model-order reduction. The system is described as a whole at the data entry level, but is automatically split into the interconnection of a near-optimal number of nonlinear blocks at run time. The resulting multiple-block structure is then exploited by the domain-partitioning concept. Voltages at the connection ports are treated as auxiliary unknowns to be determined simultaneously with the block state variables, which results in a sparse Jacobian matrix with a well-defined sparsity pattern. A block-wise constant spectrum is used rather than a common spectrum by considering for each block only the set of lines that are relevant to the block electrical function, which leads to a very significant reduction in the number of problem unknowns. System simulation under digitally modulated RF drive is reduced to a sequence of modified multitone harmonic-balance analyses that are backwards coupled through the envelope dynamics. Besides providing high numerical efficiency, this set of techniques opens the way to an effective co-simulation of RF and baseband transceiver sections.

#### I. INTRODUCTION

With the steadily increasing complexity of RF/microwave systems, system simulation techniques are becoming increasingly important. The standard approach to this task is to subdivide the system into functional blocks, independently derive a behaviorral model (BM) for each individual block with reference terminations (usually 50  $\Omega$ ), and evaluate system performance by cascading such models under the assumption of unidirectional signal flow. This method is computationally fast, and is thus very useful for preliminary system evaluation at the early stages of the design process, but completely overlooks a number of important design issues such as nonlinear interactions between interconnected blocks, linear and nonlinear effects of reflections, substrate and electromagnetic couplings among subsystems. In order to overcome this limitation and to establish a reference for evaluating the accuracy of BM-based system analysis, a full nonlinear simulation is the only choice. Such an approach is now being pursued by several research teams throughout the world in order to meet the exacting requirements of modern system design [1] - [3]. In this paper we discuss a self-consistent set of modern algorithms providing an effective and systematic solution to the circuit-level system simulation problem within the framework of piecewise harmonic-balance (HB) methods based on Krylov-subspace model order reduction (MOR) [4]. The essential starting point is that the system is described as a whole at the data entry level (e.g., by a SPICE-like netlist), and an internal interconnected multiport format is used for the linear subnetwork, which allows the easy inclusion of any coupling effects characterized in terms of scattering matrices. With this approach the number of unknowns is much smaller than with nodal HB, and the computational cost is almost independent of the number of linear components, including couplings. However, the analysis makes use of the linear subnetwork multiport admittance matrix, which results in a dense Jacobian matrix. In order to overcome this problem, we resort to a domain partitioning technique [5] allowing a large circuit to be described as the interconnection of a suitable number of smaller nonlinear multiport blocks. By using the voltages at the connection ports as auxiliary state variables (SV), we obtain a bordered block-diagonal Jacobian matrix whose sparsity can be effectively exploited in HB analysis based on Krylov-subspace MOR [6]. Since the partitioning criterion has a major influence on the simulation efficiency, an obvious need is to find an optimal decomposition providing the best exploitation of the available computer resources. For a large system a trial-and-error technique based on manual partitioning at the data entry level would be hopeless; we thus make use of an automatic partitioning algorithm based on a combination of move-based and clustering-based methods [7]. Before starting the nonlinear simulation this algorithm is repeatedly run, and a decomposition is chosen in such a way as to minimise the estimated analysis cost. In this way the piecewise technique is enabled to share the main advantage of nodal HB (i.e., the Jacobian matrix sparsity), and to simultaneously preserve all the peculiar advantages of SV-based HB [4]. In modern telecommunications systems, the signals to be transmitted are invariably digitally modulated sinusoidal (or possibly multisine) carriers. Since time-domain techniques are far too slow to handle this kind of signals, system simulation under digitally modulated drive is carried out by hybrid techniques based on the multi-rate time function concept [8]. This means that uncorrelated time variables are used to describe the signal envelopes and the carriers, which allows the former to be analysed in the time domain and the latter in the frequency domain. System simulation is thus reduced to a sequence of modified multitone HB analyses associated with the envelope sampling instant (ESI), each of which is backwards-coupled to a finite number of preceding instants

through the envelope dynamics [4]. An accurate system performance evaluation typically requires the analysis to be extended over several thousand consecutive ESI. We take further advantage of this circumstance to achieve a significant reduction in the number of problem unknowns, by exploiting the fact that in a typical system different parts operate at different frequency bands, such as RF, IF, and baseband. At the first instant, the multitone HB analysis is carried out by the above discussed techniques making use of a common spectrum (consisting of all the intermodulation (IM) products of the unmodulated forcing carriers) for all interconnected blocks. This analysis is used to identify the spectral lines that give a significant contribution to each block SV, and thus to group the blocks into macro-components sharing similar spectra. The spectrum of each macro-component is then automatically redefined by eliminating the negligible lines, and the inter-block connection equations are accordingly modified (again, in an automatic way). At this stage, system partitioning may be slightly rearranged, if necessary, in order to exactly match the block topological boundaries with the physical boundaries of the system sections working with constant spectra. The HB analyses at all subsequent ESI are then carried out with the block-wise constant spectrum defined in this way. This sophisticated algorithmic architecture results in a dramatic increase in computational efficiency, thus bringing the cost of circuit-level system analysis down to a level compatible with the needs of ordinary R&D. In addition, it allows all the system functional units, from RF/microwave front ends down to the first stages of the baseband circuitry (only excluding DSP), to be handled within a unified circuit-level co-simulation environment.

#### II. OUTLINE OF THE FUNDAMENTAL ALGORITHMS

#### A. Domain decomposition harmonic balance with block-wise constant spectrum

Let us consider a microwave system resulting from the interconnection of B nonlinear subsystems (blocks) which only interact through the connecting ports. The b-th block  $(1 \le b \le B)$  is subdivided into a linear subnetwork and a nonlinear subnetwork (usually a set of nonlinear devices) interconnected through  $N_b$  device ports. The linear subnetwork has a total of  $E_b$  ports,  $M_b$  of which are used for connection with other blocks, while the remaining ones are connected with sources or loads. The number of inter-block connection ports is arbitrary, but will be assumed to be small with respect to the total number of device ports. Voltages and currents at the b-th block device ports are stacked in two  $N_b$ -vectors  $\mathbf{v_D}^{(b)}(t)$ ,  $\mathbf{i_D}^{(b)}(t)$ . Under the assumption of multitone excitation of the system, the generic (**k**-th) IM product of the exciting fundamental frequencies will be denoted by  $\Omega_{\mathbf{k}}$  where **k** is a vector of harmonic numbers. For the b-th block, the vector **k** spans a set  $\mathbf{K}^{(b)}$  that will be conventionally called the *block spectrum*. The block spectra may be different from one another, and are selected in the way discussed in the introduction. The  $N_b$ -vectors containing the **k**-th voltage and current harmonics at the device ports will be denoted by  $\mathbf{V_{Dk}}^{(b)}$ ,  $\mathbf{I_{Dk}}^{(b)}$ . Similarly, the **k**-th (scalar) harmonics of the voltage and current at the h-th external connection port of the b-th block linear subnetwork ( $1 \le h \le M_b$ ) will be denoted by  $V_{hk}^{(b)}$ ,  $\mathbf{I_{hk}}^{(b)}$ . The linear subnetwork equations for the b-th block may then be cast in the form

$$\begin{cases} -\mathbf{I}_{\mathbf{Dk}}^{(b)} = \mathbf{Y}_{\mathbf{DD}}^{(b)}(\Omega_{\mathbf{k}}) \, \mathbf{V}_{\mathbf{Dk}}^{(b)} + \, \mathbf{N}_{\mathbf{D}}^{(b)}(\Omega_{\mathbf{k}}) + \sum_{m=1}^{M_{b}} \mathbf{Y}_{\mathbf{DEm}}^{(b)}(\Omega_{\mathbf{k}}) \, \mathbf{V}_{mk}^{(b)} \\ \mathbf{I}_{hk}^{(b)} = \mathbf{Y}_{\mathbf{EDh}}^{(b)}(\Omega_{\mathbf{k}}) \, \mathbf{V}_{\mathbf{Dk}}^{(b)} + \, \mathbf{N}_{h}^{(b)}(\Omega_{\mathbf{k}}) + \sum_{m=1}^{M_{b}} \mathbf{Y}_{\mathbf{EEhm}}^{(b)}(\Omega_{\mathbf{k}}) \, \mathbf{V}_{mk}^{(b)} \\ (1 \le h \le M_{b}) \end{cases}$$
(1)

where the Y's are sub-matrices of the block admittance matrix and the N's are harmonics of equivalent Norton sources at the ports. The subscripts "D", "E" stand for "device" and "external", respectively. Making use of a generalized parametric formulation of the nonlinear subnetwork (device) equations [4], the current and voltage harmonics at the block device ports, namely  $U_k^{(b)}$ ,  $W_k^{(b)}$ , are nonlinear functions of the block state vector  $X^{(b)}$  that may be efficiently computed by the multidimensional FFT. By replacing such functions into the first of (1) the b-th block HB equations at  $\Omega_k$  become

$$\mathbf{Y}_{\mathbf{DD}}^{(b)}(\Omega_{\mathbf{k}}) \mathbf{U}_{\mathbf{k}}^{(b)} \Big[ \mathbf{X}^{(b)} \Big] + \mathbf{W}_{\mathbf{k}}^{(b)} \Big[ \mathbf{X}^{(b)} \Big] + \mathbf{N}_{\mathbf{D}}^{(b)}(\Omega_{\mathbf{k}}) + \sum_{m=1}^{M_{b}} \mathbf{Y}_{\mathbf{DEm}}^{(b)}(\Omega_{\mathbf{k}}) \mathbf{V}_{m\mathbf{k}}^{(b)} = \mathbf{0}$$
(2)

The couplings between the block SV and the auxiliary SV are formulated in a similar way starting from the second of (1). In order to complete the set of system equations, (2) must be complemented by the block connection equations. Suppose for instance

that the h-th port of the p-th block is connected with the r-th port of the q-th block. At each IM product  $\Omega_{\mathbf{k}}$ , the connection equations take on different forms depending on whether or not  $\Omega_{\mathbf{k}}$  belongs to the spectra of both interconnected blocks. If  $\mathbf{k} \in \mathbf{K}^{(p)}$  and  $\mathbf{k} \in \mathbf{K}^{(q)}$ , the connection equations at  $\Omega_{\mathbf{k}}$  are

$$\begin{cases} V_{hk}^{(p)} - V_{rk}^{(q)} = 0 \\ I_{hk}^{(p)} + I_{rk}^{(q)} = 0 \end{cases}$$
(3)

On the other hand, if  $\mathbf{k} \in \mathbf{K}^{(p)}$  and  $\mathbf{k} \notin \mathbf{K}^{(q)}$ , i.e., the given IM product exists on one side only of the connection port under consideration,  $V_{r\mathbf{k}}^{(q)}$ ,  $I_{r\mathbf{k}}^{(q)}$ ,  $\mathbf{k}_{r\mathbf{k}}^{(q)}$  do not exist (i.e., are a priori assumed to be zero), and (3) are replaced by

$$\mathbf{V}_{\mathbf{h}\mathbf{k}}^{(\mathbf{p})} = \mathbf{R}_{0} \mathbf{I}_{\mathbf{h}\mathbf{k}}^{(\mathbf{p})} \tag{4}$$

where  $R_0$  is the system impedance level. The HB system generated in this way is always well conditioned from a numerical viewpoint. From a physical viewpoint, it is obviously meaningful only if  $V_{hk}^{(p)}$ ,  $I_{hk}^{(p)}$  are near-zero due to some filtering or interference effect that attenuates the frequency components at  $\Omega_k$  at the h-th connection port of the p-th block.

With the above formulation of the block equations, the Jacobian matrix of the nonlinear solving system for the entire circuit may be cast in the form

	$\mathbf{J}^{(1)}$	0	 0	$J_{DA}^{(1)}$
	0	$\mathbf{J}^{(2)}$	 0	$J_{DA}^{(2)}$
<b>J</b> =			 	
	0	0	 <b>J</b> <sup>(B)</sup>	$J_{DA}^{(B)}$
	$\mathbf{J}_{\mathbf{A}\mathbf{D}}^{(1)}$	$J_{AD}^{(2)}$	 $J_{AD}^{(B)}$	J <sub>AA</sub>

where  $\mathbf{J}^{(b)}$  is the Jacobian matrix of the ordinary HB system for the b-th block, when such block is separately analyzed with all connection ports short-circuited. The subscript "A" refers to the auxiliary SV. (5) has the bordered block-diagonal structure which is typical of domain partitioning techniques [6]. Let us now assume that the nonlinear system is solved by a Krylovsubspace technique. With this class of methods, the bulk of the CPU time is spent in the multiplication of the Jacobian matrix by a sequence of real vectors [4]. It is thus obvious that the structure (5) is particularly well suited for this solution approach, because the multiplication process can take full advantage of its fixed sparsity pattern. In particular, if the number of auxiliary SV is relatively small (say, 10% of the total or less), which is normally the case in practice, the dominant contribution to the multiplication time is due to the diagonal blocks  $\mathbf{J}^{(b)}$ , and the overhead due to the remaining sub-matrices is small.

#### B. Automatic partitioning

The key parameter determining computational efficiency is the number  $N_N$  of nonzero entries of the Jacobian matrix, which directly determines the memory occupation of the solution process. Both  $N_N$  and the memory can be exactly computed *a priori*. Note that  $N_N$  is a minimum for a given number of blocks B when the number of device ports  $N_b$  is (at least approximately) the same for all blocks, and the overall number of connection ports is minimized. In addition, when  $N_N$  is a minimum the cost of a matrix-vector multiplication is also minimized, and the same is approximately true for the CPU time. The above discussion sets the guidelines for the circuit partitioning algorithm. The starting point is a user-defined netlist including a set  $\mathbf{M} \equiv (m_1, m_2, ..., m_Q)$  of circuit components (*modules*), and a set  $\mathbf{C} \equiv (c_1, c_2, ..., c_R)$  of signal-flow networks (*connections*). A generic  $c_i$  must connect two and only two modules. The set  $\mathbf{G} \equiv (\mathbf{M}, \mathbf{C})$  is named the netlist *graph*. Finding an optimal solution to the problem of circuit partitioning into B blocks (*B-way partitioning*) is equivalent to identifying B disjoint subsets of  $\mathbf{M}$ , say  $\mathbf{S}_1, \mathbf{S}_2, ..., \mathbf{S}_B$ , such that  $U_b \mathbf{S}_b = \mathbf{M}$  and that the associated  $N_N$  be minimized. The algorithm consists of three sequential phases. 1) In the *coarsening phase*, a sequence of graphs  $\mathbf{G}_i \equiv (\mathbf{M}_i, \mathbf{C}_i)$  of decreasing size  $(1 \le i \le m)$  is generated starting from the original  $\mathbf{G}_0 = \mathbf{G}$ . In this scheme, as for the majority of coarsening schemes, a set of modules of  $\mathbf{M}_i$  is combined to form a single module (macromodule) of the next level set  $\mathbf{M}_{i+1}$ . Similarly, a generic entry of  $\mathbf{C}_{i+1}$  will be the subset of  $\mathbf{C}_i$  containing all the connections of the modules belonging to the corresponding macromodule of  $\mathbf{M}_{i+1}$ , in order to preserve the connectivity information in the coarser graph. This coarsening method assures the following properties: i) the edge-cut of the partitioning in a coarser graph

of the same partitioning in the finer graph; ii) a balanced partitioning of the coarser graph (i.e., one for which the number of modules per block is roughly the same) leads to a balanced partitioning of the finer graph. This phase is continued until the cardinality of  $\mathbf{M}_i$  becomes small enough (typically several tens to a few hundreds) to allow phase 2 to be efficiently run. 2) In the *partitioning phase*, a move-based algorithm [7] is used to identify a B-way partition  $P_m$  of  $\mathbf{G}_m$  that approximately minimizes the number of connection ports. This phase is normally fast, because the number of components (macromodules) to be handled is relatively small thanks to phase 1. 3) In the *refinement phase*, the partition  $P_m$  is sequentially projected onto the lower-order graphs  $\mathbf{G}_{m-2}$ , ... down to  $\mathbf{G}_0$ . If the projected partition  $P_i$  provides a memory minimum for  $\mathbf{G}_i$ , this is not necessarily true for  $P_{i-1}$  and  $\mathbf{G}_i$ . Thus at each step of this phase the projected partition is refined by suitably moving (macro) modules from one block to another. Before starting the circuit analysis, the B-way partitioning algorithm is sequentially run for increasing values of B ( $B \ge 2$ ) until an absolute minimum of the memory occupation is detected. The corresponding partition  $P_0$  is then stored and used in all subsequent nonlinear analyses. For a broad variety of circuit topologies the analysis cost (both memory and CPU time) is found to drop very quickly as B is increased, until an interval is reached where it remains relatively flat for a while, then starts to rise again, slowly but steadily, as the subdivision becomes finer. The memory and speed advantages obtained for the optimal value of B grow very quickly as a function of circuit complexity.

#### III. PERFORMANCE ASPECTS AND CONCLUSION

The numerical performance of the above outlined analysis approach is strongly circuit dependent, so that only a representative result will be reported here in order to give the reader a feeling of the evolution of simulation capabilities. The example considered is the intermodulation analysis of a double-conversion low-IF receiver including a baseband active polyphase filter for channel selection and image rejection. The system has 840 device ports and 3379 nodes. All data refer to a 4-tone HB analysis with a spectrum including the IM products of the two LO frequencies up to the 4-th order and the IM products of two RF signals up to the 3-rd order, for a total of 512 positive frequencies. The number of nodal unknowns is about 3.5 millions. CPU times and memory storage measured on a 3 GHz PC are given in table I. Estimated data for a conventional (practically impossible) HB analysis are provided for reference.

ALGORITHM	MEMORY OCCUPATION (MB)	CPU TIME (s)
Standard piecewise HB (estimates)	5.93 x 10 <sup>6</sup>	322 x 10 <sup>6</sup>
Krylov-subspace HB	8512	23000
Krylov-subspace HB with automatic domain de- composition	1455	5760
Krylov-subspace HB with automatic domain de- composition and block-wise constant spectrum	133	320

TABLE I

Our conclusion is that circuit-level nonlinear system simulation has now become an affordable job even on small-size computer systems. Further developments such as the exploitation of parallel processing and of sophisticated pre-conditioning schemes are likely to open the way to really huge computational tasks such as circuit-level link analysis for MIMO and ultra-wideband systems.

#### REFERENCES

- N. B. Carvalho, J. C. Pedro, W. Jang, and M. B. Steer, "Simulation of nonlinear RF circuits driven by multi-carrier modulated signals", 2005 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, Long Beach, CA, June 2005, pp. 801-804.
- [2] A. Soury, E. Ngoya, and J. Rousset, "Behavioral modeling of RF and microwave circuit blocks for hierarchical simulation of modern transceivers", 2005 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, Long Beach, CA, June 2005, pp. 975-978.
- [3] V. Rizzoli, A. Costanzo, D. Masotti, and P. Spadoni, "Circuit-level nonlinear/electromagnetic co-simulation of an entire microwave link", 2005 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, Long Beach, CA, June 2005, pp. 813-816.
- [4] V. Rizzoli, A. Neri, F. Mastri, and A. Lipparini, "A Krylov-subspace technique for the simulation of integrated RF/microwave subsystems driven by digitally modulated carriers", Int. Journal RF and Microwave Computer-Aided Eng., vol. 9, Nov. 1999, pp. 490-505.
- [5] V. Rizzoli, E. Montanari, A. Lipparini, D. Masotti, and F. Mastri, "A fully automatic domain partitioning technique for the efficient circuit-level simulation of large nonlinear microwave subsystems", *IEEE Microwave Wireless Comp. Lett.*, Vol. 14, July 2004, pp. 349-351.
- [6] D. Feng and R. B. Schnabel, "Globally convergent Parallel Algorithms for solving block bordered systems on nonlinear equations", Optimization Methods and Software, vol. 2, 1993, pp. 269-295.
- [7] G. Karypis and V. Kumar, "Multilevel k-way partitioning scheme for irregular graphs", Journal of Parallel and Distributed Computing, vol. 48, no. 1, Jan. 1998, pp. 96-129.
- [8] J. Roychowdhury, "Efficient methods for simulating highly nonlinear multi-rate circuits", Proc. DAC 97, 1997, pp. 1508-1511.

# RIEMPIMENTO FUNZIONALIZZANTE DI FIBRE OTTICHE HOLLOW-CORE

A. Carraro<sup>1</sup>, D. Grosso<sup>1</sup>, E. Montagner<sup>1</sup>, M. Santagiustina<sup>1</sup>, C.G. Someda<sup>1</sup> G. Brusatin<sup>2</sup>, E. Nicoletti<sup>2</sup>, P. Casara<sup>2</sup>, A. Martucci<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Padova Via Gradenigo 6/b, 35131 Padova marco.santagiustina@unipd.it <sup>2</sup>Dipartimento di Ingegneria Meccanica, Università di Padova Via Marzolo 9, 35131 Padova

#### Abstract

Hollow-core fibers have been filled by liquids or sol-gel matrices that could enhance the efficiency of Raman scattering. An experimental set-up to measure attenuation changes due to the filling process has been arranged, and the fiber characteristics were tested. Variations of the transmission properties have been measured over a broad band and the Raman activity of the filling materials has been determined by spectroscopic measurements.

#### **1. INTRODUZIONE**

Le fibre a cristallo fotonico (Photonic Crystal Fibers, PCF) costituiscono una novità molto recente nel panorama delle fibre ottiche per telecomunicazioni [1]. In alcuni tipi di fibre il nucleo può essere anche cavo (hollow-core fibers, HOF), prestandosi quindi per essere riempito con materiali funzionalizzanti quali gas [2] o liquidi [3].

Recentemente si è inoltre rinnovato l'interesse per la diffusione Raman nelle fibre ottiche di silice (SiO<sub>2</sub>), effetto che può essere utilizzato per l'amplificazione di segnali, in particolare nelle comunicazioni ottiche a divisione di lunghezza d'onda, dove molti canali a larga banda devono essere amplificati contemporaneamente. La possibilità di sintonizzare la banda di amplificazione cambiando la lunghezza d'onda della sorgente di pompaggio è fra le caratteristiche maggiormente attraenti di questa tecnologia. Fra gli svantaggi degli amplificatori Raman in fibra di silice vi è però il basso coefficiente di guadagno, che implica lunghezze di fibra di alcuni chilometri. E' noto che altri materiali presentano coefficienti di guadagno vari ordini di grandezza più elevati della silice: l'arseniuro di selenio (AsSe) [4] (3 ordini) ed il silicio (Si) (6 ordini) [5] sono solo due esempi. L'utilizzo di tali materiali in ottica guidata porterebbe a ridurre le potenze di pompa e le lunghezze degli amplificatori.

In questa memoria sono presentati i risultati preliminari di una tecnica di riempimento funzionalizzante di fibre HOF con materiali Raman attivi. Oltre che mezzi liquidi, sono state utilizzate, a conoscenza degli autori per la prima volta, anche matrici sol-gel che, successivamente al riempimento, si sono addensate all'interno della fibra.

La memoria è così suddivisa. Nella prima parte si introducono brevemente le fibre utilizzate, le tecniche di sintesi e riempimento mediante liquidi e matrici sol-gel e le proprietà di attività Raman dei materiali. Nella seconda sezione si presentano il banco ottico implementato per la misura delle proprietà di trasmissione della fibra su larga banda, al variare dei materiali infiltrati, ed i risultati delle misure stesse. Seguono infine le conclusioni e le prospettive di questa tecnologia.

# 2. RIEMPIMENTO DI FIBRE HOF CON MATERIALI RAMAN ATTIVI

Le HOF utilizzate negli esperimenti sono costituite da tre regioni [6]: il nucleo centrale, cavo, di diametro  $\Phi_n$ =2-6 µm; un anello di spessore d=2-5 µm, drogato con ossido di germanio (GeO<sub>2</sub>), ed un mantello,  $\Phi_m$ =125 µm, di SiO<sub>2</sub>. Una foto SEM della sezione della HOF si presenta in fig. 1; si osservi il cavo centrale e la zona drogata con germanio, leggermente più chiara.

Il riempimento di queste fibre è stato realizzato mediante risalita capillare, per i liquidi [3], per una lunghezza di fibra che ammonta fino ad alcune decine di centimetri. Le prove più semplici sono state effettuate con il benzene, il quale è notoriamente Raman attivo a causa dei livelli energetici di vibrazione dell'anello benzenico [7]. Tutti i derivati del benzene possono quindi mostrare una diffusione Raman consistente. Per tale motivo sono stati sintetizzati ed inseriti all'interno delle HOF anche matrici sol-gel con elevata densità di anelli benzenici. Un esempio è quello del difenildimetossilano (DPhDMS) la cui sintesi si svolge utilizzando i precursori seguenti: 1) DPhDMS; 2) acqua; 3) metanolo (Rapporto molare DPhDMS /  $H_2O = 1/2$ ). Il metanolo viene aggiunto in quantità tale da avere una concentrazione di SiO<sub>2</sub> teorica pari a 170 g/l. Sotto agitazione vengono aggiunte uno dopo l'altra le tre sostanze, il tutto viene poi lasciato in agitazione per circa 12 ore a 25°C. La matrice viene poi concentrata, per parziale evaporazione del metanolo. Per inserirla nella fibra un'estremità della HOF viene incollata all'interno dell'ago di una normale siringa. Tolto quindi lo stantuffo, vengono inseriti nella siringa circa 0,5cc della matrice a base di DPhDMS. Rimesso lo stantuffo, esso viene premuto in modo da avere all'interno della siringa una pressione di circa 4 atm. Tale pressione spinge il sol, piuttosto viscoso, all'interno del capillare interno alla HOF con una velocità di circa 4mm/min. Una volta tolta la pressione l'avanzamento della matrice nel capillare della fibra si interrompe pressoché istantaneamente. L'attività Raman del DPhDMS è stata verificata mediante prove spettroscopiche (fig. 2). Si osservi in particolare come la riga più intensa si trovi ad un numero d'onda,  $1/\lambda$ , spostato di circa 1000 cm<sup>-1</sup> rispetto al quello della pompa che lo genera.

# **3. CARATTERIZZAZIONE DELLE FIBRE**

Le proprietà di trasmissione delle fibre in esame sono state determinate mediante il metodo di inserzione, implementando il banco ottico presentato in fig. 3. La misura di riferimento è stata presa collegando direttamente la fibra di lancio all'analizzatore di spettro ottico (OSA). Il sistema di lancio nella HOF è stato realizzato con varie tecniche, che includono l'affaccio fibra-fibra mediante micro-posizionatori piezo-elettrici a 3 assi, giunti a fusione e ferule riutilizzabili; le perdite di accoppiamento sono state stimate in circa 2-3dB. La sorgente di radiazione è costituita da una lampada alogena che emette uno spettro che si estende su tutta la banda di interesse per le applicazioni delle fibre (1200-1700 nm).

Nella fig. 4 si mostra l'attenuazione misurata di una HOF di circa 4 metri di lunghezza; si osservi in particolare il picco elevato in corrispondenza della lunghezza d'onda di 1380 nm. Tale picco è imputabile ad un'elevata concentrazione residua di ioni OH<sup>-</sup> nella fibra [1] ed al fatto che il campo elettromagnetico si propaga in un modo ad anello all'interno della silice drogata con Germanio. Ciò è mostrato in fig. 5 che presenta la distribuzione modale calcolata con un programma di integrazione agli elementi finiti (FEM) (indici di rifrazione: nucleo n<sub>n</sub>=1, anello n<sub>a</sub>=1.45, mantello n<sub>m</sub>=1.44, gli ultimi

stimati mediante la formula di Sellmeier [8]). Si osservi come il campo si concentra nella regione anulare dove l'indice di rifrazione è più alto. L'attenuazione nel caso della fibra riempita con benzene si presenta nella fig. 6; le perdite stimate sono inferiori a 1dB/cm. Per il DPhDMS si presenta uno spettro di trasmissione da cui si stimano perdite inferiori a 0.5dB/cm. In entrambi i casi il picco dell'ossidrile scompare; ciò è stato imputato al fatto che il campo fosse guidato nel nucleo infiltrato, poiché esso ha un'indice di rifrazione più elevato. Ciò è confermato nella fig. 8, che riporta il risultato della simulazione con il FEM, con n<sub>n</sub>=1.4438; il modo è ora simile a quello di una fibra standard a salto d'indice. Diverse prove sono state effettuate con varie soluzioni di benzene-metanolo in diversa concentrazione, osservando variazioni di trasmittività, al variare dell'indice di rifrazione del materiale infiltrante che si ottiene con diverse miscele. In particolare si sono osservate ampie variazioni delle condizioni di taglio dei modi guidati.

# 4. CONCLUSIONI E PROSPETTIVE

In conclusione si sono presentate tecniche di riempimento di fibre hollow-core, con liquidi e sol-gel che presentano attività Raman. La fattibilità di riempimento con materiali solidificanti rappresenta una novità assoluta, almeno a conoscenza degli scriventi. Si è dimostrato che i riempimenti alterano profondamente le proprietà di trasmissione della radiazione elettromagnetica soprattutto per le variazioni della struttura del modo. Per infiltranti con indici di rifrazione maggiori della silice il campo si propaga nel nucleo; in queste condizioni ci si può attendere generazione e amplificazione Raman, a lunghezze d'onda spostate di circa 200-250 nm rispetto alla pompa. La verifica è in corso, essendo necessaria una sorgente di pompa ad elevata potenza e a lunghezze d'onda inferiori a 1400 nm.

L'inclusione di altri materiali è pure in corso; in particolare si stanno utilizzando nanocristalli di CdS, materiale il cui coefficiente di guadagno Raman è stimato essere un ordine di grandezza più elevato del benzene a lunghezze d'onda spostate di circa 65 nm. I risultati di tali prove verranno riportati nella presentazione.

# RINGRAZIAMENTI

Questo lavoro è stato svolto nell'ambito del progetto di Ateneo "Funzionalizzazione di fibre ottiche a cristallo fotonico" CPDA047215, del progetto "New generation fiber optics and all fiber devices" (cooperazione Italia-Corea, finanziata dal Ministero degli Esteri) ed nell'ambito dell'accordo con ISCOM.

# BIBLIOGRAFIA

[1] P. St. Russel, Science 299, p358-362 (2003).

[2] F. Benabid et al., Science 298, p399-402, (2002); F. Benabid et al., Phys. Rev. Lett. 93, 123903 ; G. Genty et al. Opt. Lett. 30, p3380-3382 (2005).

[3] M. Saito et al. IEEE Jour. Light. Tech. 21, p2255-2261 (2003); S. Yiou et al. Opt. Expr. 13, p4786-4791 (2005).

[4] P.A. Thielen et al., Opt. Lett. 28, p1406-1408 (2003).

[5] R. Claps et al., Opt. Expr. 11, p1731-1739 (2003).

[6] K. Ho et al., IEEE Jour. Light. Tech. 23, p524-532 (2005).

[7] G. Eckhardt, IEEE Jour. Quant. Elect. 2, p1-8 (1966).

[8] D. Marcuse, *Light transmission optics*, Van Nostrand 1982.



Fig. 1. Foto SEM della sezione della HOF.



Fig. 3. Schema del banco di misura.



Fig. 5. Distribuzione di campo nella HOF cava (simulazione FEM).



Fig. 7. Segnale trasmesso da ca. 10cm di HOF riempita da DPhDMS (segnale di ingresso -52.8dBm).



Fig.2. Spettro Raman del DPhDMS.



Fig. 4. Attenuazione della HOF cava.



Fig. 6. Attenuazione della HOF riempita con benzene e metanolo.



Fig. 8. Distribuzione di campo nella HOF riempita con benzene e metanolo (simulazione FEM).

# MODELLIZZAZIONE NUMERICA NEL DOMINIO DEL TEMPO MEDIANTE L'USO DEI POTENZIALI HERTZIANI APPLICATA A GUIDE OTTICHE

# A. Massaro, T. Rozzi

# Dipartimento di Elettromagnetismo e Bioingegneria, Università di Ancona Via Brecce Bianche, 60100 Ancona a.massaro@univpm.it

# Abstract

This work analyze a new simulation approach to the evaluation of the time-domain electromagnetic (EM) field by reducing the number of equations to solve. Scalar Helmholtz-equations are utilized in order to determine the electric and magnetic Hertzian-potentials that yield the EM field. The method is applied to the example of optical waveguide arrays with by considering the field-perturbation effect due to high dielectric contrast and dielectric discontinuities. The rigorous Hertzian Potentials formulation is extended to bi-dimensional structures.

# INTRODUZIONE

Una delle problematiche principali nella modellizzazione numerica è l'elevato costo computazionale dovuto al numero di equazioni da risolvere per determinare il campo elettromagnetico all'interno di una guida ottica avente in genere dimensioni longitudinali elevate rispetto alla lunghezza d'onda di lavoro. Si è pensato dunque di ridurre il numero di equazioni da risolvere a due sole equazioni relative alla soluzione dell'equazione d'onda scalare di Helmholtz (equazione del potenziale scalare magnetico e del potenziale scalare elettrico) [1]. L'algoritmo presentato in questo lavoro dunque ( Fig.1) prima risolverà l'equazione d'onda scalare nel dominio del tempo e poi determinerà il campo elettromagnetico ottenuto da tale potenziale, facendo uso di una discretizzazione alle differenze finite (FD). Altro aspetto importante dell'algoritmo sarà l'introduzione di generatori (Fig.2) all'interfaccia di superfici di discontinuità che addolciranno il profilo del campo elettromagnetico mantenendo inalterato il numero di celle discretizzate della struttura simulata. Tali generatori rappresentano la soluzione dell'equazione d'onda scalare perturbata, ed introdurrà delle variazioni nei coefficienti dell'equazione proporzionali al salto dielettrico. Nel caso ad esempio di strutture dielettriche multistrato, usando discretizzazioni poco fitte, risulta conveniente applicare la soluzione perturbativa per una maggiore precisione nella valutazione del campo elettromagnetico. Tale tecnica di discretizzazione consente dunque di ottimizzare la soluzione laciando inalterata la dicretizzazione della struttura. Simuleremo dunque con tale tecnica strutture multistrato monodimensionali e bidimensionali utilizzando come condizioni al contorno le soluzioni ABCs di Mur [2].

# ALGORITMO BASATO SUI POTENZIALI HERTZIANI NEL DOMINIO DEL TEMPO

Come è mostrato in Fig.1 l'algoritmo si basa sulla discretizzazione dell'equazione d'onda di Helmoltz in zone omogenee ed in zone perturbate (ad esempio in prossimità di discontinuità dielettriche):

$$\nabla^2 \psi_{e,h}(x, y, z, t) - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \psi_{e,h}(x, y, z, t)}{\partial t^2} = 0$$
(1)

$$\nabla^2 \Psi_{e,h}(\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z},\mathbf{t}) - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \Psi_{e,h}(\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z},\mathbf{t})}{\partial t^2} - \mu \frac{\partial^2 P_{pert}(\mathbf{x},\mathbf{y},\mathbf{z},\mathbf{t})}{\partial t^2} = 0$$
(2)

quest'ultima con

$$P(x,y,z,t) = \Delta \varepsilon(x,y,z,t) \Psi_{e,h}(x,y,z,t)$$
(3)

Si osserva che i generatori di Fig.2 rappresentano proprio la variazione delle costanti moltiplicative rispetto all'equazione omogenea (1) e che tale variazione dipenderà dal salto dielettrico degli strati  $\Delta \varepsilon = \varepsilon_{i+1} - \varepsilon_i$  [1]. Le componenti di campo elettromagnetico saranno ottenute dal potenziale scalare elettrico e magnetico da

$$\overline{\mathbf{E}} = \nabla \nabla \cdot \overline{\Pi}_{e} - \varepsilon \mu \frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}} \overline{\Pi}_{e} - \mu \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \overline{\Pi}_{h})$$

$$\overline{\mathbf{H}} = \nabla \nabla \cdot \overline{\Pi}_{h} - \varepsilon \mu \frac{\partial^{2}}{\partial t^{2}} \overline{\Pi}_{h} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \overline{\Pi}_{e})$$
(4)

con

$$\Pi_{e} = \mathbf{a}\psi_{e}(x, y, z, t)$$

$$\overline{\Pi_{h}} = \mathbf{a}\psi_{h}(x, y, z, t)$$
(5)

Per mostrare l'efficacia della soluzione perturbativa prendiamo in esame la struttura di Fig.1, ossia una struttura con strati alternati di S<sub>i</sub> ed S<sub>i</sub>O<sub>2</sub> [4] risuonatuori  $\lambda/4$  alla lunghezza d'onda di 1.523 µm. In particulare  $n_1=3.48$ ,  $d_1=0.11$ µm,  $n_2=1.44$ ,  $d_2=0.26$ µm. La discretizzazione della struttura è mostrata in Fig. 3 (sinistra): 70 celle di dominio con  $\Delta z=4*10^{-8}$  m, le prime cinque celle e le ultime cinque sono riempite d'aria ,  $\Delta t$  $=1.33*10^{-16}$  sec. Il segnale di ingresso ,rappresentato in Fig.2 (destra), è un segnale sinusoidale con lunghezza d'onda di 1.523 µm modulato da un impulso Gaussiano. Considerando il profilo brusco di salto dielettrico (profilo a di Fig.2) il campo elettrico una cella prima del primo strato(vedi Fig.4) risulterà nel tempo irregolare con una accentuata discontinuità, tale discontinuità si ridurrà considerando un profilo più dolce di costante dielettrica (profilo b di Fig.2) fino a scomparire considerando la soluzione perturbativa (grafico c Fig.4), il tutto mantenendo  $\Delta z=4*10^{-8}$  m. Per quanto concerne la riflettività di tale struttura, osserviamo da Fig.5 che la soluzione perturbativa si avvicina molto a quella sperimentrale [3], inoltre, come è mostrato anche dalla soluzione non perturbativa (profilo a), si ha una risonanza nell'intorno di  $\lambda$ =1.523 µm (struttura risonante a  $\lambda$ =1.523 µm). La modellizzazione viene estesa a strutture multistrato bidimensionali come è mostrato in Fig.6 che riporta l'evoluzione temporale del campo  $E_z$ . Quest'ultima struttura è caratterizzata da:  $n_s=3.17$ ,  $n_c=3.524$ ,  $d_c=0.11 \mu m$ ,  $d_1=0.1816$  $\mu$ m,  $\lambda_0$ =1.54  $\mu$ m, 80x80 celle di dominio, 11x35 celle per lo slab centrale, 18 celle di spessore del primo starto, 5 celle di spessore del secondo strato,  $\Delta x = \Delta y = 0.01 \mu m$ , and  $\Delta t = 3.335 \times 10^{-17} \text{sec.}$ 

### CONCLUSIONI

Questo lavoro introduce un metodo nuovo ed efficiente per la valutazione del campo elettromagnetico in guide ottiche. In particolare l'algoritmo mostrato risulta stabile e robusto anche in presenza di discontinuità ad alto contrasto dielettrico e riduce il numero di equazioni da risolvere a due (basso costo computazionale). Nel caso bidimensionale si può associare alla soluzione di tipo  $\Psi_e$  la soluzione di tipo TE, ed a quella di tipo  $\Psi_h$  quella di tipo TM potendo distinguere così i due tipi di eccitazione.

# **BIBLIOGRAFIA**

- [1] A.Massaro, and T.Rozzi, "Rigorous Time-domain Analysis of Dielectric Optical Waveguides using Hertzian Potentials Formulation", OSA Optic Express, vol.14, No.15, pp.2027-2036, (Feb. 2006).
- [2] Mur,G., "Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the timedomain electromagnetic field equations," *IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility*, Vol.23, 1981, pp.377-382.
- [3] R.-C. Tyan, A.A. Salvekar, Hou-Pu Chou, C.-C. Cheng, A.Scherer, P.-C. Sun, F. Xu, and Y. Fainman, "Design, fabrication, and characterization of form-birefringent multilayer polarizing beam splitter," *J.Opt. Soc. Am. A*, vol.14, No.7, pp.1627-1636, July 1997.
- [4] Massaro, L. Pierantoni and T. Rozzi, "Accurate Analysis of Wave Propagation in Negative Uniaxial Crystal", IEEE Journal of Quantum Electronics, vol.40, no.6, June 2004, pp.821-829.

#### **FIGURE**



Fig.1. Algoritmo alle differenze finite.



Fig.2. Struttura dielettrica multistrato e modellizzazione delle discontinuità mediante generatori.



Fig.3 Profili della costante dielettrica della struttura e sorgente nel dominio del tempo.



Fig.4. Evoluzione temporale del campo elettrico E<sub>v</sub> una cella prima del primo strato.



Fig.5 Riflettività del multistrato: confronto fra soluzione perturbativa, soluzione con profilo brusco a, e soluzione sperimentale presente in letteratura.





Fig.6 .Struttura multistrato bidimensionale e campo elettrico (contour plot) Ez dopo 200 time-steps.

# FILTRO POLARIZZATORE A BANDA STRETTA CON STRUTTURA SUPERRETICOLARE

F. Chiadini\*, V. Fiumara°, A. Lakhtakia<sup>+</sup>, A. Scaglione\*

\*DIIIE, Università di Salerno, 84084 Fisciano (Sa) (<u>{fchiadini</u>, ascaglione}@unisa.it) °DIFA, Università della Basilicata, 85100 Potenza (<u>vfiumara@unibas.it</u>) <sup>+</sup>CATMAS, Pennsylvania State University, USA (<u>akhlesh@psu.edu</u>)

### Abstract

The planewave response of a columnar thin film deposited on a glass substrate with a periodic array of parallel rectangular grooves is investigated. Using the Floquet-Bloch theorem, the rigorous coupled-wave approach is harnessed to evaluate the reflectance of the composite structure. Results show that it exhibits interesting rejection-filtering properties able to select only a specific linear polarization state at a given wavelength.

### **INTRODUZIONE**

Un *Columnar Thin Films* (*CTF*) è uno strato dielettrico a morfologia colonnare nanoingegnerizzata che si presenta come un insieme di colonne di materiale dielettrico parallele tra loro, separate l'una dall'altra da aria [1]. A lunghezze d'onda ottiche un *CTF* si comporta come un dielettrico omogeneo anisotropo biassiale [2]. Qualora il *CTF* sia depositato su un substrato isotropo con superficie interessata da una serie di solchi a sezione rettangolare paralleli, la struttura risultante può avere, in virtù dei suoi costituenti (isotropi e anisotropi) e della sua morfologia (periodicità dei solchi), caratteristiche di trasmissione/riflessione di particolare interesse per il progetto di filtri polarizzatori a banda stretta. In questo lavoro si presenta un'analisi di tipo *coupled-wave* [3] di tale struttura mostrandone l'impiego come filtro polarizzatore a banda molto stretta.

# **ANALISI TEORICA**

La struttura analizzata è mostrata in Fig.1. Uno strato di *CTF* è depositato su un substrato di vetro la cui superficie lungo la direzione x ha profilo periodico di altezza  $\Delta h_2$ e periodo L. Poiché il *CTF* viene realizzato per deposizione da flusso di vapore diretto parallelamente al piano xz con angolo  $\alpha$  rispetto all'asse x, le colonne del *CTF* giacciono nello stesso piano (piano morfologico) inclinate di un angolo  $v \ge \alpha$  [1]. Indicando con  $q_1L$  la larghezza dei rilievi superficiali  $(q_1 < 1)$ , se  $\Delta h_2/(q_1L) > tan(\alpha)$  l'effetto di schermatura dei rilievi fa si che immediatamente a ridosso di ciascuno di questi rimanga una striscia d'aria a sezione triangolare (triangolo grigio in figura). Procedendo lungo l'asse z, nella struttura si susseguono: uno strato dielettrico anisotropo (*CTF*) spesso  $\Delta h_1$  $(0 < z < h_1)$ , uno strato intermedio di spessore  $\Delta h_2$   $(h_1 < z < h_2)$  di tipo superreticolare a tre componenti (vetro, aria, *CTF*), uno strato dielettrico isotropo (vetro) di spessore  $\Delta h_3$  $(h_2 < z < h_3)$ . Nei semispazi z < 0 e  $z > h_3$  il mezzo è aria. La periodicità lungo x della struttura consente di rappresentarene la diade permittività <u>g(x,z)</u> in serie di Fourier:

$$\underbrace{\varepsilon}_{=}(x,z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \underbrace{\varepsilon}_{=}^{(n)}(z) exp(in\kappa_{x}x) \qquad z \in [0,h_{3}], \qquad x \in (-\infty,+\infty)$$
(1)

$$\underline{\underline{\varepsilon}}^{(0)}(z) = \begin{cases} \underline{\varepsilon}_{CTF} & z \in (0, h_1) \\ q_1(\varepsilon_g - \varepsilon_a) \underline{\underline{I}} + q_2(z)(\varepsilon_a \underline{\underline{I}} - \underline{\varepsilon}_{CTF}) + \underline{\varepsilon}_{CTF} & z \in (h_1, h_3) \\ \varepsilon_g \underline{\underline{I}} & z \in (h_2, h_3) \end{cases}$$
(2)

$$\underline{\varepsilon}_{=}^{(n)}(z) = \begin{cases} \frac{i}{2\pi n} \left[ e^{-i2\pi nq_{1}} \left( \varepsilon_{g} - \varepsilon_{a} \right) \right]_{=}^{I} + e^{-i2\pi nq_{2}(z)} \left( \varepsilon_{a} \prod_{=}^{I} - \varepsilon_{g} \right) + \varepsilon_{eCTF} - \varepsilon_{g} \prod_{=}^{I} z \in (h_{1}, h_{2}) \\ 0 z \notin [h_{1}, h_{2}] \end{cases}$$
(3)

in cui  $\kappa_x = 2\pi/L$ ,  $\underline{\varepsilon}_{CTF}$ ,  $\varepsilon_a = 1$  e  $\varepsilon_g$  sono rispettivamente la permittività relativa del *CTF*, dell'aria e del vetro,  $q_2(z) = q_1 + (z - h_1) \cot(v)/L$  è la frazione (variabile lungo z) di periodo L nella regione superreticolare occupata dalla coppia vetro-aria (Fig.2) e  $\underline{I}$  è la diade identità. La permittività relativa del *CTF* è una diade con elementi dipendenti dall'angolo v e dal materiale [4]. Si consideri nel semispazio z < 0 un'onda piana con vettore di propagazione nel piano xz incidente sulla superficie z=0 della struttura con angolo  $\theta$  rispetto all'asse +z. Poiché il piano di incidenza coincide con il piano morfologico del *CTF* le polarizzazioni *TE* e *TM* nelle quali può decomporsi l'onda possono essere analizzate separatamente [1]. La periodicità lungo x della struttura impone poi che anche il campo sia periodico lungo la stessa direzione. Pertanto, assumendo una dipendenza temporale del tipo exp(-iot) per il teorema di Floquet-Bloch, i campi incidente, riflesso e trasmesso potranno essere rappresentati con una espansione in armoniche di Floquet:

$$\underline{E}_{i} = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \left[ a_{TE}^{(n)} \underline{u}_{y} + k_{0}^{-l} \left( k_{x}^{(n)} \underline{u}_{z} - k_{z}^{(n)} \underline{u}_{x} \right) a_{TM}^{(n)} \right] exp[j(k_{x}^{(n)} x + k_{z}^{(n)} z)] \qquad z \le 0$$
(4)

$$\underline{H}_{i} = \eta_{0}^{-l} \sum_{n \in \mathbb{Z}} \left[ k_{0}^{-l} \left( k_{x}^{(n)} \underline{u}_{z} - k_{z}^{(n)} \underline{u}_{x} \right) a_{TE}^{(n)} - a_{TM}^{(n)} \underline{u}_{y} \right] exp[j \left( k_{x}^{(n)} x + k_{z}^{(n)} z \right)] \qquad z \le 0$$
(5)

$$\underline{E}_{r} = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \Big[ r_{TE}^{(n)} \underline{u}_{y} + k_{0}^{-l} \Big( k_{x}^{(n)} \underline{u}_{z} + k_{z}^{(n)} \underline{u}_{x} \Big) r_{TM}^{(n)} \Big] exp[j \Big( k_{x}^{(n)} x - k_{z}^{(n)} z \Big)] \qquad z \le 0$$
(6)

$$\underline{H}_{r} = \eta_{0}^{-l} \sum_{n \in \mathbb{Z}} \left[ k_{0}^{(n)} \left( k_{x}^{(n)} \underline{u}_{z} + k_{z}^{(n)} \underline{u}_{x} \right) r_{TE}^{(n)} - r_{TM}^{(n)} \underline{u}_{y} \right] exp[j(k_{x}^{(n)} x - k_{z}^{(n)} z)] \qquad z \le 0$$
(7)

$$\underline{E}_{t} = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \left[ t_{TE}^{(n)} \underline{u}_{y} + k_{0}^{-l} \left( k_{x}^{(n)} \underline{u}_{z} - k_{z}^{(n)} \underline{u}_{x} \right) t_{TM}^{(n)} \right] exp[j(k_{x}^{(n)} x + k_{z}^{(n)} (z - h_{3}))] \qquad z \ge h_{3}$$
(8)

$$\underline{H}_{t} = \eta_{0}^{-l} \sum_{n \in \mathbb{Z}} \left[ k_{0}^{-l} \left( k_{x}^{(n)} \underline{u}_{z} - k_{z}^{(n)} \underline{u}_{x} \right) t_{TE}^{(n)} - t_{TM}^{(n)} \underline{u}_{y} \right] exp\left[ j \left( k_{x}^{(n)} x + k_{z}^{(n)} \left( z - h_{3} \right) \right) \right] \qquad z \ge h_{3}$$
(9)

in cui  $\eta_o$  e  $k_o$  sono l'impedenza intrinseca ed il numero d'onda del vuoto,  $k_x^{(n)} = k_o \sin\theta + n\kappa_x$ ,  $k_z^{(n)} = \sqrt{k_o^2 - (k_x^{(n)})^2}$ ,  $a_{TE}^{(n)} = a_{TE}^{(0)}\delta_{n0}$ ,  $a_{TM}^{(n)} = a_{TM}^{(0)}\delta_{n0}$  ( $\delta_{nm}$  è il simbolo di Kronecker), ed i coefficienti  $r_{TE}^{(n)}$ ,  $r_{TM}^{(n)}$ ,  $t_{TE}^{(n)}$  e  $t_{TM}^{(n)}$  sono da determinare. All'interno della struttura si può scrivere [3]:

$$\underline{E}(x,z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \left[ E_x^{(n)}(z) \underline{u}_x + E_y^{(n)}(z) \underline{u}_y + E_z^{(n)}(z) \underline{u}_z \right] exp\left( jk_x^{(n)} x \right)$$
(10)

$$\underline{H}(x,z) = \sum_{n \in \mathbb{Z}} \left[ H_x^{(n)}(z) \underline{u}_x + H_y^{(n)}(z) \underline{u}_y + H_z^{(n)}(z) \underline{u}_z \right] exp\left( jk_x^{(n)} x \right)$$
(11)

nelle quali le funzioni  $E_{\sigma}^{(n)}(z)$ ,  $H_{\sigma}^{(n)}(z)$ ,  $(\sigma = x, y, z)$ , sono da determinare. Sostituendo le (1), (10) e (11) nelle equazioni di Maxwell ai rotori e troncando a  $|n|=N_t$  si ha:

$$\frac{d}{dz} \left[ \underline{f}_{I}(z) \right] = i \left[ \underline{P}_{I}(z) \right] \left[ \underline{f}_{I}(z) \right] \qquad z \in (0, h_{3}), \quad I = TE, TM$$
(12)

in cui  $[\underline{f}(z)]$  è un vettore colonna i cui  $2(2N_t+1)$  elementi sono nell'ordine le componenti dei campi elettrico e magnetico  $(E_y^{(n)}(z) = \eta_o H_x^{(n)}(z)$  per il caso TE,  $E_x^{(n)}(z)$  e  $\eta_o H_y^{(n)}(z)$  per quello TM) delle n armoniche di Floquet  $(n \in [-N_t, N_t])$ , e  $[\underline{P}_I(z)]$ è una matrice  $2(2N_t+1) \times 2(2N_t+1)$  che, per le caratteristiche della struttura, ha elementi costanti nelle regioni  $0 < z < h_1$  e  $h_2 < z < h_3$  e variabili con z nella regione superreticolare. La (12) è risolvibile nelle regioni in cui la matrice  $[\underline{P}_I(z)]$  ha elementi costanti. Per risolverla anche nella regione superreticolare, si decompone quest'ultima in una successione di M strati in ciascuno dei quali la funzione  $q_2(z)$  viene assunta costante (Fig. 2) e quindi la permittività dipende dalla sola x. Conseguentemente, la struttura complessiva può pensarsi costituita da M+2 strati omogenei lungo z in ciascuno dei quali gli elementi della matrice  $[\underline{P}_I(z)]$  sono costanti e quindi si può porre  $[\underline{P}_I(z)]=[\underline{P}_I]_j$  con j=1,2,...,M+2. La soluzione della (12) si scrive:

$$\left[\underline{f}_{I}(l_{j-1})\right] = \left[\underline{G}_{I}\right]_{j} e^{-i(l_{j}-l_{j-1})\left[\underline{D}_{I}\right]_{j}} \left[\underline{G}_{I}\right]_{j}^{-1} \left[\underline{f}_{I}(l_{j})\right] \qquad j = 1, \dots, M+2 \quad I = TE, TM$$
(13)

in cui  $l_o=0$ ,  $l_j=h_1+(h_2-h_1)/[M(j-1)]$ , j=1,...,M+1,  $l_{M+2}=h_3$ ,  $[\underline{G}_l]_j$  è la matrice le cui colonne sono gli autovettori di  $[\underline{P}_l]_j$  e  $[\underline{D}_l]_j$  è la matrice diagonale i cui elementi sono gli autovalori di  $[\underline{P}_l]_j$ . Le condizioni di continuità sui piani z=0 e  $z=h_3$  impongono che:

$$\left[\underline{f}_{I}(0)\right] = \left[\underline{\Gamma}_{I}\right] \begin{bmatrix} \underline{A}_{I} \\ \underline{R}_{I} \end{bmatrix}, \quad \left[\underline{f}_{I}(l_{M+2})\right] = \left[\underline{A}_{I}\right] \begin{bmatrix} \underline{T}_{I} \end{bmatrix}, \qquad I = TE, TM$$
(14)

in cui

$$[\underline{A}_{I}] = [a_{I}^{(n)}], \ [\underline{R}_{I}] = [r_{I}^{(n)}], \ [\underline{T}_{I}] = [t_{I}^{(n)}] \qquad I = TE, TM$$
(15)

sono vettori i cui elementi sono i coefficienti delle espansioni (4)-(9) e [ $\underline{\Gamma}_l$ ] e [ $\underline{\Lambda}_l$ ] sono matrici i cui elementi possono ricavarsi rispettivamente dalle (4)-(7) e dalle (8)-(9). Assegnato il campo incidente, le (13) e (14) costituiscono un sistema di  $2(2N_t+1)$  equazioni nelle  $2(2N_t+1)$  incognite [ $\underline{R}_l$ ] e [ $\underline{T}_l$ ] che possono essere risolte con una procedura iterativa descritta in [5].

#### **RISULTATI E CONCLUSIONI**

La struttura analizzata ha i seguenti parametri geometrici:  $\Delta h_1 = 100 \text{ nm}$ ,  $\Delta h_2 = 200 \text{ nm}$ ,  $\Delta h_3 = 200 \text{ nm}$ , L = 500 nm,  $q_1 = 1/3$ . La lunghezza d'onda del campo incidente è compresa nell'intervallo  $\lambda_0 \in [700, 800] \text{ nm}$ ; in tale intervallo  $k_z^{(n)}$  assume valori reali a tutte le lunghezze d'onda solo per l'armonica di Floquet di ordine n=0. L'ordine delle espansioni è  $N_t=6$  (si considerano quindi 12 armoniche evanescenti). Il CTF è costituito da ossido di tantalio per il quale è nota la diade permittività [4,6]. Si è inoltre assunto per il vetro  $\varepsilon_g=1.5$ . La regione superreticolare è stata decomposta in 16 strati di spessore costante. L'andamento spettrale della riflettività della struttura a diversi angoli di inciden-

za è mostrato nelle Fig. 3 (*TM*) e 4 (*TE*). La riflettività è diversa da zero solo in un intervallo di lunghezze d'onda molto stretto con centro-banda che cresce all'aumentare dell'angolo di incidenza. Per un assegnato valore di tale angolo la riflettività ha valori non nulli su bande diverse per le due polarizzazioni. Pertanto ad una determinata lunghezza d'onda la struttura è in grado di selezionare una sola delle due polarizzazioni.

# **BIBLIOGRAFIA**

- [1] A.Lakhtakia, R.Messier, Sculptured Thin Films, SPIE Press, USA, 2005;
- [2] I.Hodgkinson, Q.h.Wu, *Birefringent Thin Films and Polarizing Elements*, World Scientific, Singapore, 1997.
- [3] J.M.Jarem, P.P.Banerjee, *Computational Methods for Electromagnetic and Optical Systems*, Marcel Dekker, New York, 2000.
- [4] I.Hodgkinson, Q.h.Wu and J.Hazel, Appl Opt, 37 (1998) 2653;
- [5] F.Wang, M.W.Horn, A.Lakhtakia, Microel Eng, 71 (2004) 34;
- [6] F.Chiadini and A.Lakhtakia, Microw Opt Technol Lett, 42 (2004) 72.



Figura 1. Struttura analizzata



**Figura 3**. Polarizzazione TM. Angoli di incidenza:  $18^{\circ}(a)$ ,  $22^{\circ}(b)$ ,  $26^{\circ}(c)$ ,  $30^{\circ}(d)$ ,  $32^{\circ}(e)$ 



**Figura 2**. Particolare della regione superreticolare e discretizzazione della funzione  $q_2(z)$ .



**Figura 4**. Polarizzazione TE. Angoli di incidenza: 18°(a), 22°(b), 25°(c)

# PROGETTO DI UNA FIBRA A CRISTALLO FOTONICO HOLLOW CORE BIRIFRANGENTE CON RETICOLO HONEYCOMB MODIFICATO

F. Poli, M. Foroni

Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Parma Viale G. P. Usberti 181/A, 43100 Parma federica.poli@unipr.it

# Abstract

A birefringent photonic crystal fiber with a modified honeycomb lattice which guides light through the photonic bandgap effect has been proposed. The hollow core has been obtained by removing nine unit cells of the microstructured cladding. A thorough numerical analysis of the fiber guiding properties has been performed through a fullvector modal solver based on the finite element method with anisotropic perfectlymatched layers. The wavelength dependence of the birefringence, as well as of the confinement loss of the fundamental and the first higher order mode has been investigated. Results have demonstrated that the proposed fiber, which is effectively single-mode, has a birefringence of at least  $10^{-4}$  in a wavelength range of 300 nm, without suffering the presence of surface modes.

# INTRODUZIONE

Le fibre a cristallo fotonico (*Photonic Crystal Fibers* - PCFs) hanno recentemente suscitato grande interesse per le loro proprietà innovative [1,2]. Tra queste, è particolarmente importante il guidaggio della luce in aria, ottenuto nelle *Photonic Bandgap Fibers* (PBGFs) con hollow core, grazie alla presenza del *Photonic Bandgap* (PBG) [3,4]. L'elevato confinamento del modo guidato in aria, e non nella matrice vetrosa, permette infatti di ridurre in modo significativo l'attenuazione e gli effetti non lineari. Recentemente, il guidaggio in aria con ridotte perdite di confinamento è stato numericamente dimostrato in PBGFs con reticolo honeycomb modificato [5,6]. Grazie alla presenza di un ulteriore foro d'aria centrale nella cella unitaria di tale reticolo, è possibile progettare con maggiori gradi di libertà il PBG, in particolare allargare il range di lunghezza d'onda in cui esso è attraversato dalla linea d'aria e, di conseguenza, in cui si può avere guidaggio della luce [7].

Un'altra interessante caratteristica delle PCFs riguarda la possibilità di progettare fibre altamente birifrangenti, da utilizzare come fibre a mantenimento di polarizzazione in molteplici applicazioni, ad esempio, nei sistemi di comunicazioni ottiche e nella sensoristica in fibra ottica. La grande differenza di indice di rifrazione tra la silice e l'aria che caratterizza le PCFs consente una maggiore libertà nell'introdurre nella regione di core l'asimmetria da cui deriva la birifrangenza. In letteratura sono state proposte numerose PCFs altamente birifrangenti con core in silice [8,9]. PBGFs con elevata birifrangenza sono state presentate solo di recente [10-12], mostrando prestazioni analoghe a quelle delle fibre con core in silice.

In questo lavoro è stata dimostrata per la prima volta una PBGF birifrangente con reticolo honeycomb modificato. Utilizzando un solutore modale vettoriale basato sul metodo degli elementi finiti [5,6], sono state analizzate, oltre alle proprietà di birifrangenza, le perdite di confinamento dei modi guidati, in modo da valutare la monomodalità della PBGF proposta. I risultati hanno dimostrato che la PBGF

progettata, che può essere considerata effettivamente singolo-modo e non presenta surface-modes [13], ha una birifrangenza di almeno  $1 \cdot 10^{-4}$  nell'intervallo di lunghezza d'onda compreso tra 1450 nm e 1750 nm.



*Figura 1: (Sinistra) Reticolo honeycomb modificato con i parametri geometrici d,*  $\Lambda e d_c$ , e (destra) hollow core della fibra birifrangente proposta.

# **RISULATI E DISCUSSIONE**

Come mostrato in Fig. 1(sin), il reticolo honeycomb modificato è caratterizzato dalla spaziatura tra i fori, o pitch,  $\Lambda$ , dal diametro dei fori d'aria d e del foro centrale d<sub>c</sub> [7]. L'hollow core scelto, riportato in Fig. 1(des), è stato ottenuto rimuovendo otto celle unitarie del reticolo, oltre a quella centrale, introducendo così una asimmetria geometrica. I valori dei parametri geometrici d/ $\Lambda$  = 0.6, d<sub>c</sub>/ $\Lambda$  = 1.32 e  $\Lambda$  = 1.62 µm sono stati fissati in modo da massimizzare l'intervallo di lunghezza d'onda in cui il PBG è attraversato dalla linea d'aria, cioè 330 nm in banda C [5,6,7].

La Fig. 2 riporta l'andamento del modulo della componente dominante del campo magnetico del modo fondamentale a 1550 nm, cioè alla lunghezza d'onda normalizzata  $\lambda/\Lambda \sim 0.957$ , polarizzato lungo x e lungo y, rispettivamente. Si può notare che il campo, pur presentando massimi relativi nelle zone di silice immediatamente adiacenti, è fortemente confinato in aria.



Figura 2: Modulo della componente dominante (sinistra)  $H_x$  e (destra)  $H_y$  del modo fondamentale polarizzato lungo x e lungo y a 1550 nm.

La curva di dispersione dei due modi fondamentali ortogonalmente polarizzati, che risultano guidati approssimativamente tra 1425 nm e 1750 nm, è mostrata, insieme ai limiti del PBG, in Fig. 3(sin). Da questi valori dell'indice efficace si ottiene la birifrangenza modale  $B = |n_{eff}^x - n_{eff}^y|$ , il cui andamento in funzione di  $\lambda/\Lambda$  è riportato in Fig. 3(des). Si può notare che la birifrangenza rimane maggiore di 1·10<sup>-4</sup> in un intervallo di lunghezza d'onda di 300 nm, assumendo un valore massimo di circa 4·10<sup>-4</sup> per  $\lambda/\Lambda \sim$ 

0.895, cioè 1450 nm, per poi diminuire fino ad un minimo di  $1.14 \cdot 10^{-4}$  per  $\lambda/\Lambda \sim 1.04$ , cioè 1685 nm, e crescere nuovamente fino a circa  $2.675 \cdot 10^{-4}$  all'estremo superiore del range di lunghezza d'onda considerato. E' importante sottolineare che la birifrangenza ottenuta, che vale  $2.13 \cdot 10^{-4}$  a 1550 nm, è confrontabile con quella delle fibre a mantenimento di polarizzazione tradizionali [12], ma la PBGF presentata offre tutti i vantaggi legati alla propagazione della luce in aria.

La PBGF birifrangente proposta non presenta surface-modes, ma è multi-modo, poiché più modi di ordine superiore coesistono con il fondamentale nel PBG. Considerando la curva di dispersione del primo modo di ordine superiore per le due polarizzazioni x e y, mostrata in Fig. 4(sin), si può notare che l'accoppiamento con il modo fondamentale è debole, essendo la differenza tra i valori di indice efficace compresa tra  $2 \cdot 10^{-3}$  e  $8.6 \cdot 10^{-3}$ nel range di  $\lambda/\Lambda$  tra 0.895 e 1.08. L'influenza del primo modo di ordine superiore sulla propagazione del modo fondamentale può essere meglio valutata calcolando le perdite di confinamento (*Confinement Loss* - CL), definite come  $CL = \alpha \cdot 20\log_{10}(e)$ , con  $\alpha$ costante di attenuazione [6]. La Fig. 4(des) riporta l'andamento di CL al variare di  $\lambda/\Lambda$ per questi modi della PBGF progettata, in cui sono stati considerati 11 giri di fori d'aria. Si può notare che il confinamento del primo modo di ordine superiore nell'hollow core è peggiore, essendo i valori di CL superiori di almeno un ordine di grandezza rispetto a quelli del modo fondamentale in tutto l'intervallo di lunghezza d'onda considerato per entrambe le polarizzazioni. In particolare, il minimo di CL è 1.23·10<sup>-3</sup> dB/m a 1605 nm e 1.2·10<sup>-3</sup> dB/m a 1580 nm per la polarizzazione x e y, rispettivamente. Per quanto riguarda il modo fondamentale, si nota il tipico andamento "ad U" con un minimo di  $1.69 \cdot 10^{-4}$  dB/m e di  $8.94 \cdot 10^{-5}$  dB/m a 1575 nm per le due polarizzazioni x e y, rispettivamente. Queste considerazioni sull'accoppiamento e sulle perdite del primo modo di ordine superiore mettono in evidenza il fatto che la PBGF birifrangente proposta può essere considerata effettivamente singolo-modo nel range di lunghezza d'onda di interesse.

Infine, è importante sottolineare che le CL del modo fondamentale della PBGF progettata sono trascurabili, cioè inferiori al limite di  $2 \cdot 10^{-4}$  dB/m fissato dallo scattering di Rayleigh, in un range di 50 nm, tra 1550 nm e 1600 nm, per la polarizzazione x, e di 100 nm, centrato intorno a 1565 nm, per la polarizzazione y.



*Figura 3: (Sinistra) Curve di dispersione del modo fondamentale, polarizzato lungo x e lungo y, nel PBG, e (destra) birifrangenza modale in funzione della lunghezza d'onda normalizzata* 

### CONCLUSIONI

Una PBGF birifrangente con reticolo honeycomb modificato è stata progettata con un solutore modale vettoriale basato sul metodo degli elementi finiti. In particolare,

l'analisi svolta ha mostrato che la fibra proposta ha una birifrangenza compresa tra  $1.58 \cdot 10^{-4}$  e  $2.13 \cdot 10^{-4}$  nel range di lunghezza d'onda di 50 nm, tra 1550 nm e 1600 nm, in cui presenta perdite di confinamento trascurabili.



Figura 4: (Sinistra) Curve di dispersione e (destra) perdite di confinamento per le due polarizzazioni del modo fondamentale e di ordine superiore in funzione della lunghezza d'onda normalizzata.

#### **BIBLIOGRAFIA**

- 1. J. C. Knight, "Optical Fibres Using Microstructure Optical Materials", *in Proc. ECOC* 2005, Glasgow, Scozia, settembre 2005, paper We3.1.
- 2. A. Bjarklev, "Photonic crystal fibres and their applications", *in Proc. ECOC 2003*, Rimini, Italia, settembre 2003, pp. 324–347, tutorial We3.3.
- 3. J. Broeng, S. Barkou, T. Søndergaard, e A. Bjarklev, "Analysis of Air-Guiding Photonic bandgap Fibers", *Optics Letters*, vol. 25, pp. 96-99, gennaio 2000.
- 4. J. C. Knight, e P. St. J. Russell, "New Ways to Guide Light", *Science*, vol. 296, pp. 276-277, aprile 2002.
- S. Selleri, L. Vincetti, F. Poli, A. Cucinotta, e M. Foroni, "Air-Guiding Photonic Crystal Fibers with Modified Honeycomb Lattice", *in Proc. WFOPC 2005*, Palermo, Italia, 22-24 giugno 2005.
- L. Vincetti, F. Poli, S. Selleri, "Confinement loss and nonlinearity analysis of air-guiding modified honeycomb photonic bandgap fibers", *IEEE Photon. Technol. Letters*, vol. 18, pp. 508 – 510, febbraio 2006.
- 7. M. Chen, e R. Yu, "Analysis of Photonic Bandgaps in Modified Honeycomb Structures", *IEEE Photon. Technol. Letters*, vol.16, pp. 819-821, marzo 2004.
- 8. K. Suzuki, H. Kubota, e S. Kawanishi, "Optical properties of a low-loss polarizationmaintaining photonic crystal fiber", *Optics Express*, vol. 9, pp. 676-680, dicembre 2001.
- 9. J. Ju, W. Jin, e M. S. Demokan, "Properties of a highly birefringent photonic crystal fiber", *IEEE Photon. Technol. Letters*, vol. 15, pp. 1291-1293, ottobre 2003.
- 10. K. Saitoh, e M. Koshiba, "Photonic Bandgap Fibers With High Birefringence", *IEEE Photon. Technol. Letters*, vol. 14, pp. 1291-1293, settembre 2002.
- 11. X. Chen, M. Li, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, W. A. Wood, A. M. Crowley, J. P. Carberry, L. A. Zenteno, e K. W. Koch, "Highly birefringent hollw-core photonic bandgap fiber", *Optics Express*, vol. 12, pp. 3888-3893, agosto 2004.
- 12. M. S. Alam, K. Saitoh, e M. Koshiba, "High group birefringence in air-core photonic bandgap fibers", *Optics Letters*, vol. 30, pp. 824-826, aprile 2005.
- 13. J. A. West, C. M. Smith, N. F. Borrelli, D. C. Allan, e K. W. Koch, "Surface modes in aircore photonic band-gap fibers", *Optics Express*, vol. 12, pp. 1485-1496, aprile 2004.

# IMPULSI CONTRO-PROPAGANTI IN UNA CAVITÀ A INDICE DI RIFRAZIONE NEGATIVO

D. de Ceglia<sup>1</sup>, A. D'Orazio<sup>1</sup>, M. De Sario<sup>1</sup>, F. Prudenzano<sup>1</sup>, V. Petruzzelli<sup>1</sup>, M. Centini<sup>2</sup>, M. Scalora<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Dipartimento di Elettrotecnica ed Elettronica, Politecnico di Bari Via Orabona 4, 70125 Bari <u>deceglia@deemail.poliba.it</u>

<sup>2</sup>INFM al Dipartimento di Energetica, Università di Roma 'La Sapienza' Via A. Scarpa 16, 00161 Roma

<sup>3</sup>Charles M. Bowden Research Center, AMSRD-AMR-WS-ST, RDECOM, Redstone Arsenal, 35898-5000 AL, USA

#### Abstract

We report on the dynamics of linear and nonlinear pulse propagation through a negative index material cavity. The electric and magnetic plasma frequencies in the cavity are different, so that an intrinsic band gap is opened in the transmission spectrum of the structure. We show that, by exciting the cavity with two counter-propagating pulses tuned at the same band edge frequency, it is possible to enhance or inhibit the second harmonic generation process by changing the input phase difference between the two pump pulses.

### INTRODUZIONE

Negli ultimi anni l'analisi dei fenomeni legati alla propagazione elettromagnetica in meta-materiali a indice di rifrazione negativo (NIM) è divenuta di enorme interesse sia nel campo delle microonde sia nell'ambito delle applicazioni ottiche. La prima spiegazione del fenomeno della rifrazione negativa è stata riportata da Veselago [1] nel 1968. Dopo più di 30 anni, Pendry [2] ha dimostrato il funzionamento di una "superlente" ottenuta con una lamina sottile di metallo, la cui risoluzione supera i limiti imposti dalla diffrazione; questo risultato sorprendente è stato in seguito osservato sperimentalmente [3] ed è stato anche dimostrato in mezzi artificiali costituiti da piccole colonne di metallo e da *split ring resonators*, dotati di risonanze elettriche e magnetiche [4]. Le particolari proprietà dei NIM hanno indotto lo studio, sotto una nuova luce, dei fenomeni più basilari dell'elettromagnetismo, dalla semplice rifrazione fino agli effetti non lineari. In particolare, è stata dimostrata la formazione di solitoni *bright* e *dark* [5] in cavità NIM e la generazione di seconda armonica con adattamento di fase in NIM semi-infiniti [6].

In questo articolo è illustrata la propagazione di impulsi attraverso una sottile *slab* di NIM in cui è presente una non linearità del secondo ordine. Lo spettro di trasmissione della struttura ha un *gap* posizionato tra le frequenze di plasma elettrica e magnetica. Tale cavità, se eccitata con un impulso la cui lunghezza d'onda portante coincide con il *band edge*, è in grado di localizzare il campo elettrico al suo interno e, contemporaneamente, di mettere in adattamento di fase il processo di generazione di

seconda armonica. Inoltre, l'uso di impulsi contro-propaganti e incidenti da entrambi i lati della struttura consente di controllare il grado di localizzazione del campo all'interno della cavità tramite la variazione di fase degli stessi impulsi [7]. Il dispositivo, di conseguenza, è in grado di esaltare o inibire il processo di generazione di seconda armonica.

### **MODELLO NEL DOMINIO DEL TEMPO**

La permittività e la permeabilità del meta-materiale, costituito, a livello microscopico, da elementi periodici di dimensioni decisamente ridotte rispetto alla lunghezza d'onda di propagazione, vengono descritte secondo un modello di dispersione che fa riferimento ad un unico materiale equivalente. Nella nostra analisi si è scelto il ben noto modello di Drude, che impone

$$\epsilon(\tilde{\omega}) = \epsilon_0 \left( \epsilon_{\infty} - \frac{\omega_e^2 / \omega_0^2}{\tilde{\omega}^2 + j \tilde{\omega} \tilde{\gamma}_e} \right)$$

$$\mu(\tilde{\omega}) = \mu_0 \left( \mu_{\infty} - \frac{\omega_m^2 / \omega_0^2}{\tilde{\omega}^2 + j \tilde{\omega} \tilde{\gamma}_m} \right)$$
(1)

Nelle precedenti espressioni  $\tilde{\omega} = \omega / \omega_0$ è la pulsazione angolare normalizzata rispetto ad una lunghezza d'onda di riferimento  $\lambda_0 = 1 \ \mu m$ ,  $\varepsilon_{\infty} e \ \mu_{\infty}$  sono la permittività e la permeabilità relative per una frequenza tendente a infinito,  $\omega_e e \ \omega_m$  rappresentano rispettivamente le frequenze di plasma elettrica e magnetica,  $\tilde{\gamma}_e e \ \tilde{\gamma}_m$  sono i coefficienti di *damping* normalizzati rispetto a  $\omega_0$ .

La risoluzione delle equazioni di Maxwell in un mezzo di questo tipo è eseguita con il metodo delle differenze finite nel dominio del tempo (FDTD), includendo nel classico modello lineare e passivo sia la risposta elettrica e magnetica del mezzo tramite le correnti  $J_x = K_y$  [8], sia le non linearità quadratiche di origine magnetica e elettrica  $\chi_e^{(2)} = \chi_m^{(2)}$ . Le equazioni di partenza del metodo sono relative al caso di propagazione nella direzione z

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \left[ \frac{\partial H_y}{\partial z} + J_x \right] - \chi_e^{(2)} \frac{\partial E_x^2}{\partial t} 
\frac{\partial J_x}{\partial t} + \gamma_e J_x = \varepsilon_0 \omega_e^2 E_x 
\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \left[ \frac{\partial E_x}{\partial z} + K_y \right] - \chi_m^{(2)} \frac{\partial H_y^2}{\partial t} 
\frac{\partial K_y}{\partial t} + \gamma_m K_y = \mu_0 \omega_m^2 H_y$$
(2)

e sono integrate numericamente utilizzando passi di discretizzazione che garantiscono la stabilità del metodo. In particolare si sono scelti i seguenti valori per lo *step* spaziale  $\Delta z$  = 9.625nm e per lo *step* temporale  $\Delta t$  = 0.9 $\Delta z/c$ . Ai contorni della griglia di calcolo sono state imposte le condizioni di assorbimento di Mur del secondo ordine.

# **RISULTATI NUMERICI**

La cavità utilizzata ha una lunghezza L = 3.85µm ed è circondata da aria. I coefficienti del modello di Drude per il NIM sono  $\varepsilon_{\infty} = \mu_{\infty} = 1$ ,  $\omega_m = \omega_0$ ,  $\omega_e = 0.528 \cdot \omega_m$ ,  $\tilde{\gamma}_e = \tilde{\gamma}_m = 10^{-4}$ .

In figura 1 è riportata la trasmittanza della cavità. Il band gap si estende da  $\omega_e$  a  $\omega_m$  e corrisponde alla banda in cui  $\epsilon(\tilde{\omega})>0$ ,  $\mu(\tilde{\omega})<0$ . Nella stessa figura sono ben riconoscibili le zone in cui la cavità ha indice di rifrazione positivo (per  $\tilde{\omega}>1$ ) e la zona in cui si comporta da NIM (per  $\tilde{\omega}<0.528$ ).



Fig.1. Trasmittanza (curva solida), parte reale (curva a puntini) e parte immaginaria (curva tratteggiata) dell'indice di rifrazione di una cavità NIM lunga L=3.85µm avente  $\omega_e = 0.528 \cdot \omega_m$ .

Come riportato in [5] e [9], le risonanze prossime al band edge relativo alla zona di plasma elettrico sono caratterizzate da una forte localizzazione del campo elettrico e da una contemporanea de-localizzazione del campo magnetico. Di conseguenza in queste posizioni spettrali si ottiene una ridotta velocità di gruppo. Per esempio, incidendo con un singolo impulso gaussiano di durata  $\tau = 1.75$ ps, frequenza portante  $\tilde{\omega} = 0.522$  (corrispondente al *band edge* inferiore) e ampiezza  $E_0 = 1$  V/m, si ottiene una velocità di gruppo  $v_g \approx c/60$  e una trasmittanza intorno all'80%.

Se si cambia lo schema di eccitazione della struttura, incidendovi con due impulsi contro-propaganti di potenza dimezzata ( $E_0 = 1/\sqrt{2}$  V/m) rispetto al caso precedente e stessa frequenza portante  $\tilde{\omega} = 0.522$ , si è in grado di controllare il *delay* imposto dalla struttura tramite la variazione della differenza di fase iniziale tra i due impulsi incidenti. Dalla Fig. 2(a), in cui è riportato l'andamento del ritardo subito dagli impulsi uscenti dalla cavità, risulta che la velocità di gruppo, in caso di differenza di fase nulla, è dimezzata rispetto al caso di singolo impulso.

La ridotta velocità di gruppo corrisponde a una maggiore localizzazione del campo elettrico e quindi a una maggiore efficienza di conversione di seconda armonica. La cavità in oggetto è progettata in modo tale da porre in *phase-matching* un impulso con portante coincidente con il *band edge* inferiore  $\tilde{\omega} = 0.522$  con il segnale di seconda armonica generato sulla seconda risonanza a destra del *band gap*. Tale condizione di *phase-matching* tipica dei NIM, per la quale risulta  $n(\tilde{\omega}) = -n(2\tilde{\omega})$ , descritta per NIM semi-infiniti da Scalora *et. al.* [6], adatta in fase un'onda contro-propagante alla fondamentale con un'onda propagante alla seconda armonica. La Fig.2(b) riporta l'efficienza di conversione totale (curva marcata con quadrati) e la potenza totale irradiata alla frequenza del segnale di pompa (curva con triangoli) al variare della differenza di fase iniziale di due impulsi incidenti e contro-propaganti di potenza pari a 500 MW/cm<sup>2</sup>. E' evidente che l'efficienza aumenta di un fattore 4 (passando dal 5% al 20%) rispetto al singolo impulso di pompa di potenza 1 GW/cm<sup>2</sup> (linea tratteggiata) quando lo sfasamento iniziale è pari a 0°; l'efficienza viene inibita drasticamente quando la differenza di fase è pari a 180°. E' altrettanto interessante notare che le perdite per assorbimento, pari quasi al 20% a 0°, sembrano essersi annullate a 180°; questo effetto richiede particolare attenzione e sarà oggetto di futuri approfondimenti.



Fig.2: (a) Delay imposto dalla struttura al variare della fase relativa dei due impulsi incidenti. La curva con i triangoli e la curva con i quadrati rappresentano rispettivamente il ritardo dell'impulso trasmesso (uscente a dx) e di quello riflesso (uscente a sn) nel caso di due impulsi incidenti a dx e a sn della cavità. La linea nera tratteggiata è il delay subito dal singolo impulso che si propaga da dx a sn. (b) Efficienza di conversione (curva marcata con quadrati) forward e backward, e percentuale di potenza alla fondamentale uscente dalla struttura in funzione della differenza di fase iniziale (curva marcata con i triangoli). L'efficienza è calcolata considerando un NIM con  $\chi_e^{(2)} = 25 pm/V$  e  $\chi_m^{(2)} = 0$ .

#### CONCLUSIONI

In questo articolo abbiamo mostrato gli effetti di esaltazione o inibizione della generazione di seconda armonica in una cavità NIM derivanti dalla variazione della fase relativa di due impulsi contro-propaganti incidenti sulla cavità.

#### BIBLIOGRAFIA

- Veselago, V.G.: "Electrodynamics of substances with simultaneously negative electrical and magnetic permeabilities", Sov. Phys. USPEKHI 10, 509 (1968).
- [2] Pendry, J. B.: "Negative refraction makes a perfect lens", Physical Review Letters 85, 3966 (2000).
- [3] Fang, N., Lee, H., Sun, and Zhang, C. X.: "Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens", Science 308, 534 (2005).
- [4] Shelby, R.A., Smith, D.A., and Schultz, S.: "Experimental verification of a negative index of refraction", Science 292, 77 (2001); Shalaev, V. M., Cai, W., Chettiar, U. K., Yuan, H-K, Sarychev, A. K., Drachev, V. P., and Kildishev, A. V.: "Negative index of refraction in optical metamaterials", Optics Letters 30, (2005);
- [5] D'Aguanno, G., Mattiucci, N., Scalora, M., and Bloemer, M. J.: "Bright and Dark Gap Solitons in a Negative Index Fabry-Pérot Etalon", Physical Review Letters **93**, 213902 (2004).
- [6] Scalora, M., D'Aguanno, G., Bloemer, M.J., Centini, M., de Ceglia, D., Mattiucci, N., and Kivshar, Y.S.: "Dynamics of Short Pulses and Phase Matched Second Harmonic Generation in Negative Index Materials", Optics Express 14, 4746-4756 (2006); Agranovich, V.M., Shen, Y.R., Baughman, R.H., and Zakhidov, A.A.: "Linear and nonlinear wave propagation in negative index metamaterials", Physical Review B 69, 165112 (2004); Shadrivov, I.V., Zharov, A.A., and Kivshar, Y.S.: "Second harmonic generation in nonlinear left-handed materials", Journal of Optical Society of America B 23, 529 (2006).
- [7] Centini, M., D'Aguanno, G., Scalora, M., Bloemer, M.J., Bowden, C.M., Sibilia, C., Mattiucci, N., and Bertolotti, M.: "Dynamics of counterpropagating pulses in photonic crystals: Enhancement and suppression of stimulated emission processes", Phisical Review E 67, 036617 (2003).
- [8] Ziolkowski, R.W. and Heyman, E.: "Wave propagation in media having negative permittivity and permeability", Physical Review E 64, 056625 (2001).
- [9] D'Aguanno, G., Mattiucci, N., Scalora, M., and Bloemer, M.J.: "Transmission Properties and Field Localization in a Negative Index Fabry-Perot Etalon", Laser Physics 15, 590 (2005).

# GENERAZIONE DI SECONDA ARMONICA IN GUIDE DI NIOBATO DI LITIO MEDIANTE ROTAZIONE DEL POLING

F. M. Pigozzo, E. Autizi, A.-D. Capobianco, G.F. Nalesso

Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Padova, Via Gradenigo 6/b, 35131 Padova adc@dei.unipd.it

C. Sada, M. Bazzan, N. Argiolas, P. Mazzoldi

Dipartimento di Fisica, Università di Padova, Via Marzolo 8, 35131 Padova

#### Abstract

We present a new technique for continuously phase matched second harmonic generation in  $LiNbO_3$  optical waveguides. We show that a periodic variation of the nonlinear coefficient along the transverse coordinate permits for efficient energetic exchanges.

Il Niobato di Litio (*LiNbO*<sub>3</sub>) è un cristallo ferroelettrico con simmetria puntuale di tipo 3m sotto la temperatura di Curie (*1210* °*C*) che trova consolidate applicazioni in ottica non lineare.

La teoria dei modi accoppiati (CMT) [1] permette di descrivere lo scambio di potenza tra due modi che si propagano nella stessa guida d'onda non lineare tramite le seguenti due equazioni differenziali alle derivate parziali:

$$\begin{bmatrix} \partial_{z}^{2} A_{FF}(z) - 2i\beta_{FF} \partial_{z} A_{FF}(z) \end{bmatrix}_{-\infty}^{+\infty} E_{FF}^{2}(x) dx = \\ -k_{0}^{2} A_{SH}(z) A_{FF}^{*}(z) \exp(-i\Delta\beta z) \chi_{z}^{(2)}(z) \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{x}^{(2)}(x) E_{SH}(x) |E_{FF}(x)|^{2} dx$$
(1)  
$$\begin{bmatrix} \partial_{z}^{2} A_{SH}(z) - 2i\beta_{SH} \partial_{z} A_{SH}(z) \end{bmatrix}_{-\infty}^{+\infty} E_{SH}^{2}(x) dx = \\ -2k_{0}^{2} A_{FF}^{2}(z) \exp(i\Delta\beta z) \chi_{z}^{(2)}(z) \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{x}^{(2)}(x) E_{SH}(x) E_{FF}^{2}(x) dx$$

dove  $A_i(z)$  con i=FF,SH sono le ampiezze complesse,  $\Delta\beta = \beta_{SH} - 2\beta_{FF}$  rappresenta il disadattamento di fase e  $E_i(x)$  sono i profili modali coinvolti. In (1) si assume il coefficiente non lineare come prodotto di due termini,  $\chi^{(2)}(x,z) = \chi_x^{(2)}(x) \cdot \chi_z^{(2)}(z)$ , il primo dipendente solo dalla coordinata traversa x ed il secondo dalla coordinata di propagazione z. Nell'ipotesi che le approssimazioni di inviluppo lentamente variante  $(|\partial_z^2 A_i(z)| << |2\beta_i \partial_z A_i(z)|)$  e di pompa non svuotata siano entrambe verificate, l'ampiezza complessa  $A_{SH}(z)$  evolve obbedendo alla relazione:

$$A_{SH}(L) = -i \frac{k_0}{2n_{SH}} A_{FF}^2(0) \frac{I_0 I_{PM}}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_{SH}^2(x) dx}$$
(2)

dove i termini

$$I_{o} = \int_{-\infty}^{+\infty} \chi_{x}^{(2)}(x) E_{FF}^{2}(x) E_{SH}(x) dx$$
(3)

e

$$I_{PM} = \int_{0}^{L} \chi_{z}^{(2)}(z) \exp[2ik_{0}(n_{SH} - n_{FF})z] dz$$
(4)

tengono conto rispettivamente della sovrapposizione modale e del disadattamento di fase. Tra le diverse tecniche usate per ottenere un'efficiente generazione di seconda armonica in dispositivi guidanti la tecnica del "Quasi Phase Matching" (QPM) [2] è una soluzione ben nota. Rendendo  $\chi^{(2)}$  una funzione periodica e cambiandone il suo segno ogni lunghezza di coerenza  $L_C = \lambda_{FF}/(4 \cdot |n_{SH} - n_{FF}|)$ , il termine (4) diventa monotono crescente in z. Nel cristallo di LiNbO3 questa inversione di segno è ottenuta tramite l'inversione dei domini ferroelettrici. Tuttavia, bisogna notare che questa tecnica non permette di controllare la sovrapposizione delle onde interagenti e di conseguenza solo i modi fondamentali sono in generale utilizzabili. Un metodo alternativo che sfrutta la messa al passo di fase dei modi in un guida d'onda a "M" è stato recentemente proposto [3]. Questa tecnica, mediante l'impiego di una forma particolare del nucleo della guida, mantiene la lunghezza di coerenza più elevata della lunghezza del dispositivo in modo da rendere il termine (4) monotono crescente in z ed allo stesso tempo ottenendo una significativa sovrapposizione (3) dei profili di campo. Sfortunatamente l'efficienza di generazione di seconda armonica raggiungibile con questo approccio è più bassa di quella ottenibile tramite il QPM [3].

In questo contesto viene qui presentata una nuova configurazione. E' ben noto, nel caso di propagazione guidata, che la dispersione modale può essere utilizzata per compensare la dispersione del materiale; di conseguenza, due modi differenti, il primo all'armonica fondamentale (FF) ed il secondo alla seconda armonica (SH) possono avere velocità di fase molto simili e quindi lunghezza di coerenza molto elevata. Il problema principale nell'utilizzare questi due modi per la generazione di seconda armonica è che la loro sovrapposizione modale è trascurabile. Tuttavia, dall'equazione (3) si può osservare che gestendo il segno della non linearità lungo la coordinata x, il termine  $I_O$  può assumere un valore significativo. In una guida di  $LiNbO_3$  questa modulazione del segno può essere ottenuta utilizzando una struttura PPLN ruotata.

Si è valutata numericamente la bontà di questo approccio in una guida bidimensionale realizzata tramite impianto ionico in un cristallo di  $LiNbO_3$  del tipo "c-cut" periodicamente polato come riportato in figura 1. Allo scopo di ottenere una guida d'onda di spessore attorno agli 8.45  $\mu m$ , è possibile utilizzare un impianto di ioni di carbonio a 15 MeV o di ossigeno a 20 MeV con delle fluenze rispettivamente di 4 e  $2 \cdot 10^{14}$  atomi/cm<sup>2</sup>. E' ben noto come avviene la formazione della guida: alla fine della zona di impianto della specie considerata, dove il regime di perdita di energia nucleare prevale, gli indici di rifrazione ordinario e straordinario decrescono dando origine alla barriera ottica necessaria al confinamento della luce in prossimità della superficie. L'incremento dell'indice di rifrazione straordinario sulla superficie è invece legato alla perdita di energia che avviene in regime elettronico.

La guida d'onda in esame, alla lunghezza d'onda  $\lambda_{FF}=1550 \text{ nm}$ , supporta 4 modi TE, mentre a  $\lambda_{SH}=775 \text{ nm}$  supporta 9 modi TE. Gli indici di rifrazione efficaci sono riportati in tabella 1. Poiché la guida è realizzata tramite impianto ionico, non è supportato alcun modo TM [4]. La condizione di adattamento di fase tra il modo fondamentale alla FF e il nono modo alla SH è evidente.

Allo scopo di valutare la condizione che permette di ottenere la massima sovrapposizione dei campi modali, si è risolta l'equazione (2) in un dispositivo lungo L=1 mm per vari periodi di inversione del segno della non linearità ( $|\chi^{(2)}|=60 pm/V$ ). I valori di conversione normalizzati al valore più elevato sono riportati in figura 2. La conversione massima è ottenibile con un periodo di poling di  $\Lambda_{Rotated}=1.72 \ \mu m$ . La figura 3 riporta i profili modali ed il periodo di poling in quest'ultima configurazione. Allo

stato attuale, per soddisfare la richiesta di un periodo così corto ed un'inversione dei domini ferroelettrici così profonda, il solo metodo utilizzabile è la tecnica "*Czochralski off-center*" [5].





Figura 1: Configurazione PPLN ruotata per un'efficiente generazione di seconda armonica.



Figura 2: Efficienza di generazione di seconda armonica normalizzata al valore massimo in funzione del periodo di poling  $\Lambda_{Rotated}$ .

Figura 3: Modo fondamentale a  $\lambda$ =1550 nm (linea tratteggiata), nono modo a  $\lambda$ =775 nm (linea continua) e coefficiente non lineare (linea a punteggiata).

Definendo l'efficienza di conversione come  $\eta = \int |A_{SH}(L)E_{SH}(x)|^2 dx / \int |A_{FF}(0)E_{FF}(x)|^2 dx$ , le simulazioni effettuate in un PPLN ruotato hanno portato ad un valore di conversione atteso pari a  $\eta_{Rotated} = 10.4$  %. Il calcolo fatto in un PPLN convenzionale con periodo  $\Lambda = 8.7 \ \mu m$ , in grado di realizzare un QPM del primo ordine tra i primi due modi a FF e SH nella stessa guida d'onda, ha portato ad un valore di conversione  $\eta_{PPLN} = 8.5 \ \%$ .

Come ulteriore analisi, si è valutato l'impatto degli inevitabili errori di posizione del bordo dominio che avvengono ogni qualvolta un dispositivo viene fabbricato. Per quanto riguarda un PPLN convenzionale, uno studio degli errori nella posizione del bordo dominio è reperibile ad esempio in [6]. E' comunemente accettato [7] che lo spessore di ogni singolo dominio può essere modellato come una variabile aleatoria gaussiana con media pari a metà periodo di poling ed una deviazione standard che nel caso in questione, da misure effettuate, si stima sia  $\delta_A = 1.46 \ \mu m$ . Si sono quindi effettuate più di 10.000 simulazioni (creando quindi più di 10.000 PPLN virtuali della lunghezza di  $1 \ mm$ ), risolvendo l'equazione (2). In accordo con quanto previsto in [7] si è rilevata una diminuzione dell'efficienza di generazione scendendo ad un valore medio  $\eta_{Real,PPLN} = 1.0 \%$ .

Nei PPLN cresciuti con tecnica Czochralski modificata tuttavia si osserva sperimentalmente che, pur esistendo una certa dispersione degli spessori dei domini ferroelettrici, fra domini adiacenti esiste un certo grado di correlazione. Pertanto sarebbe scorretto caratterizzare gli spessori dei domini nella guida come un campione prelevato

da una distribuzione gaussiana: in questo caso infatti la loro correlazione non permette di costruire una statistica corretta. D'altra parte cercare di stimare la dispersione a partire dall'insieme di tutti i domini di un'intera *boule* porta a sovrastimare l'errore. Per tale motivo la statistica è stata determinata empiricamente considerando nei cristalli descritti in [6] gruppi di domini adiacenti di cui è stata misurata la lunghezza, valutandone poi la semidispersione massima  $\Delta = (L_{MAX}-L_{MIN})/2$ . Alla luce di ciò, lo spessore del singolo dominio è modellabile come una variabile aleatoria con media  $\Lambda/2$ (metà della lunghezza ideale del periodo di poling) e valori uniformemente distribuiti tra  $\Lambda/2 \pm \Delta$ . Effettuando nuovamente più di 10.000 simulazioni con il valore di semidispersione massima  $\Delta = 0.10 \ \mu m$  si è riscontrata una efficienza di generazione media  $\eta_{Real,Rotated} = 8.4 \%$ .

Infine, allo scopo di validare l'applicabilità della CMT, si è simulata la propagazione di un fascio di pompa di ampiezza  $A_{FF}(0)=10^7$  V/m mediante un BPM wide-angle non lineare [6] nelle strutture ideali, in assenza cioè di errori di bordo dominio. I risultati ottenuti nel caso di configurazione ruotata, riportati in figura 4, evidenziano il buon accordo tra la CMT e l'integrazione completa delle equazioni governanti.



Figura 4: Modulo della seconda armonica calcolata tramite la teoria dei modi accoppiati (linea tratteggiata) e il BPM *wide-angle* (linea continua).

# Il presente lavoro è stato parzialmente supportato con fondi dei progetti PRIN 2005020488 e FIRB RBNE01KZ94F.

#### BIBLIOGRAFIA

[1] A. Yariv, "Coupled-mode theory for guided-wave optics," IEEE J. Quant. Elect. QE-9, 919-933, 1973.

[2] J.A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing and P.S. Pershan, "Interaction between light waves in a nonlinear phenomena," Phys. Rev. **172**, 1918-1939, 1962.

[3] A. Chowdhury and L. McCaughan, "Continuously phase-matched M-waveguides for second-order nonlinear upconversion," IEEE Phot. Tech. Lett. 12, 486-488, 2000.

[4] G.G. Bentini, M. Bianconi, M. Chiarini, L. Correra, C. Sada, P. Mazzoldi, N. Argiolas, M.Bazzan and R. Guzzi, "Effect of low dose high energy O<sup>3+</sup> implantation on refractive index and linear electro-optic properties in X-cut LiNbO<sub>3</sub>: Planar optical waveguide formation and characterization," J. Appl. Phys **92**, 6477-6483, 2002.

[5] N. Argiolas, M. Bazzan, C. Sada, "A study on the periodicity of periodic poled lithium niobate crystals growth by the off-center Czochralski technique," J. Crystal Growth 249, 275-282, 2003.

[6] E. Autizi, A.-D. Capobianco, F. M. Pigozzo, N. Argiolas, M. Bazzan, E. Cattaruzza, P. Mazzoldi and C. Sada, "Modeling and characterization of border domain effects in periodically poled lithium niobate crystals grown by the off-center Czochralski technique," Opt. and Quant. Elect. **38**, 177-185, 2006.

[7] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt and R.L. Byer, "Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: tuning and tolerance," IEEE J. Quant. Elect. 28, 2631-2654, 1992.

#### OPTIMIZED DIELECTRIC MIRROR COATINGS AND LASER BEAM PROFILES FOR THERMAL NOISE REDUCTION IN ADVANCED GRAVITATIONAL WAVE INTERFEROMETERS

Giuseppe Castaldi, Vincenzo Galdi, Vincenzo Pierro, Innocenzo M. Pinto

Waves Group, Department of Engineering, University of Sannio Palazzo Dell'Aquila Bosco-Lucarelli, Corso Garibaldi 107, I-82100 Benevento {castaldi, vgaldi, pierro}@unisannio.it, pinto@sa.infn.it

Juri Agresti, Erika D'Ambrosio, Riccardo DeSalvo

LIGO Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA {jagresti, ambrosio, desalvo}@ligo.caltech.edu

#### Abstract

Recent investigations aimed at reducing thermal noise in advanced interferometric gravitational wave detectors via the optimization of the dielectric mirror coatings and the laser beam profile are summarized. In this framework, exploitation of basic electromagnetic engineering concepts and tools is illustrated, with special reference to the LIGO experiment.

#### **INTRODUCTION**

During the past three decades, there has been an increasing interest in the scientific community towards the *direct* detection of gravitational waves (GWs) of cosmic origin. To date, only indirect evidence of the actual existence of such waves, predicted by Einstein in 1916 [1], is available based on the observations of the orbital decay, due to gravitational radiation damping, of the binary pulsar PSR 1913+16, in closest agreement with the prediction of General Relativity [2], worth the 1993 Nobel Prize in Physic. Direct detection of GWs is currently being attempted by several experiments worldwide, including the US LIGO [3], the French-Italian VIRGO [4], the German-British GEO600 [5] and the Japanese TAMA300 [6], forming a network of detectors, which may work in coincidence for increasing the equivalent signal-tonoise ratio, and locating the sources via triangulation. GW detection would bring advances in fundamental physics, cosmology and astrophysics, complementing the information about the distant universe coming from electromagnetic waves and neutrinos [7]. GW detectors use Fabry-Perot (FP) optical interferometers to make a differential measurement of the quadrupole GW-induced displacement of its terminal-mirrors [8]. Pushing the instruments sensitivity to the design goal ( $\sim 10^{-18}$  m, i.e., one-hundred-millionth the diameter of a hydrogen atom in terms of absolute displacements) implies significant technological challenges in the fields of mechanicalisolation, control systems, optical sources and components, signal processing, data analysis, etc. In the following we briefly review some recent work made by our group in the frame of the

LIGO Scientific Collaboration (LSC), concerning the optimization of the FP dielectric mirror coatings [9] and laser beam profiles [10], for minimizing the (structural and/or thermoelastic) mirror coating thermal noise (henceforth TN), which sets the current limit sensitivity of the instrument [11]. This illustrates the relevance of EM Engineering concepts and tools in such a wide-breadth fundamental-researchs project.

The LIGO experiment [3] is a Caltech-MIT collaboration funded by the US National Science Foundation (NSF), consisting of three interferometers located ~5000Km apart, at Hanford, WA (H1,H2) and Livingston, LA (L1). The experiment has being running for several thousands hours at the targeted sensitivity (corresponding to a detection range for inspiraling binary neutron stars of about 10 Mpc). Its *advanced* version, recently approved by the NSF, and

currently under development [12] to reach the fully operational stage within 2013, will be better in sensitivity by more than one order of magnitude (three orders of magnitude in the observed event rate).

#### DIELECTRIC MIRROR COATING OPTIMIZATION

The current design for dielectric mirror coatings in LIGO is based on doublets made of alternating SiO<sub>2</sub> (silica) - Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> (tantala) guarter-wavelength layers. This design yields the largest reflectance  $\rho$  for a given number N of doublets, but is not the *optimal* design, yielding the minimum (structural) TN power spectral density (henceforth PSD) for a prescribed  $\rho$ . In order to investigate such optimal configurations, we first obtained and validated an accurate approximation of the coating TN-PSD, as a weighted sum over the thicknesses of the two materials [13]. Then we used a genetic optimization engine to gain insight into the geometric structure of the sought optimal designs [13]. We were accordingly led to focus our attention on coatings made (except for the terminal layers [13]), of equal stacked half-wavelength doublets, where the silica/tantala thickness-ratio was left as the main design parameter. From this analysis, we obtained a family of trade-off curves in the  $\rho$  vs TN-PSD plane, corresponding to different values of N, shown in Fig. 1. These curves allow to determine the optimal (minimum TN-PSD) design [13] for any prescribed  $\rho$ . In connection with the Adv-LIGO design, a reduction in the TN power up to 20% was shown to be possible, as compared to the standard (quarterwavelength) design [9,13]. The related power absorption, frequency and polarization response, as well as the effects of random errors in the dielectric layer thicknesses and in the measured silica/tantala mechanical loss angles was also investigated [9].

These results, in parallel with the development of novel materials (titanium-doped tantala) featuring lower mechanical and optical losses, will be used in the fabrication of prototypes (in collaboration with the CNRS Laboratoire des Matériaux Avancés, Lyon, FR) to be tested at the LIGO Laboratory (Caltech, Pasadena, US).

### **BEAM PROFILE OPTIMIZATION**

The current baseline design of LIGO uses Fabry-Perot optical cavities with spherical mirrors, supporting Gaussian beams (GB), in the interferometer arms. Use of *non-spherical* mirrors capable of supporting *flat-top* ("mesa") beams is being actively investigated in connection with advanced detectors, as these will reduce both the structural and thermoelastic noise of the coating [14], through better averaging across the beam profile of the thermally-induced surface fluctuations. Experiments made at LIGO showed that *nearly-flat*, "mexican-hat" (MH) mirrors may provide a reduction by a factor three in the thermoelastic TN, and by a factor two in the structural TN of the coating [15], though at the price of an increased *tilt-instability*.

Nearly-concentric mirror configuration capable of producing similar flat-beam profiles at the mirrors, while being much less sensitive to tilt (and radiation pressure) instabilities were proposed in [16]. The geometrical construction underlying these configurations, based on coherent superposition of *minimum-spreading* GBs, was further cast in [17] in terms of a family of "hyperboloidal" beams, parameterized by a single angle  $\alpha$ , which allows continuous spanning from the nearly-flat ( $\alpha$ =0) to the nearly-concentric ( $\alpha$ = $\pi$ ) mirror configurations, including the GB case ( $\alpha$ = $\pi$ /2). In a recent paper [10], we studied in detail the underlying field structure, deriving a physically-insightful and computationally-effective representation of the fundamental mode in terms of rapidly-converging Gauss-Laguerre (GL) beam expansions, valid for any  $\alpha$  (see, e.g. Fig. 2). Moreover, we obtained a generalization (based on fractional Fourier transform operators of complex order) of some recently discovered duality relations between nearly-flat and nearly-concentric mesa configurations [18] which applies to generic "conjugate"

hyperboloidal beams whose  $\alpha$ -parameters sum to  $\pi$ . Capitalizing on these results, we are working towards the development of *problem-matched* analysis/simulation tools (GL expansions for higher-order modes, generalized duality relations) for addressing the TN/stability optimization problem for the advanced-LIGO beam and mirror profiles.

### CONCLUSIONS/ACKNOWLEDGEMENTS

An application of EM engineering concepts to the design of advanced interferometric detectors of gravitational waves has been illustrated, with specific reference to mirror coating and beam/mirror profile optimization for Adv-LIGO. This work has been done in the frame of a MOU with the LSC, and has been sponsored in part by INFN (gr. V) through the COAT project.

# REFERENCES

- [1] A. Einstein, "Approximate integration of the field equations of gravitation," in *The Collected Papers of Albert Einstein*, Princeton Univ. Press, 1987, pp. 201-210.
- [2] J. Taylor and J. Weisberg, "A new test of general relativity: gravitational radiation and the binary pulsar PSR1913+16," *Astrophys. J.*, vol. 253, pp. 908-920, 1982.
- [3] <u>http://www.ligo.caltech.edu</u>.
- [4] <u>http://www.virgo.infn.it</u>.
- [5] <u>http://www.geo600.uni-hannover.de</u>
- [6] <u>http://tamago.mtk.nao.ac.jp</u>
- [7] S.A. Hughes, "Listening to the Universe with GW astronomy," Annals of Phys., 303, pp. 142-178, 2003
- [8] P.R. Saulson, *Fundamentals of Interferometric GW Detectors*, World Scientific, Singapore, 1994.
- [9] J. Agresti *et al.*, "Optimized coating status," LSC Meeting, Hanford, WA, USA, Mar. 19-22, 2006 (LIGO-G060088-00-Z).
- [10] V. Galdi *et al.*, "On the analytic structure of a family of hyperboloidal beams of potential interest for advanced LIGO," Report LIGO-P060003-01-R, e-print ArXiv:gr-qc/0602074, in print on *Phys. Rev. D* (2006).
- [11] G. M. Harry *et al.*, "Thermal noise from optical coatings in gravitational wave detectors," *Applied Optics*, vol. 45, pp. 1569-1574, 2006.
- [12] D. Shoemaker, "Advanced LIGO: Context and overview (Proposal to the NSF)," Report LIGO-M030023-00, 2003.
- [13] I.M. Pinto *et al.*, "Optimized coatings," LSC Meeting, Hanford, WA, USA, Aug. 14-17, 2005 (LIGO-G050363-00-R).
- [14] S. Rao, "Mirror thermal noise in interferometric GW detectors", PhD Thesis, Caltech, http://etd.caltech.edu/etd/available/etd-05092003-53759/unrestricted/thesis.pdf, 2003.
- [15] J. Agresti *et al.*, "Flat-top beam profile cavity prototype," Report LIGO-G040412-00-D, 2004.
- [16] P. Savov and S. Vyatchanin, "Estimate of tilt instability of mesa-beam and Gaussian-beam modes for advanced LIGO," e-print ArXiv:gr-qc/0409084, submitted to *Phys. Rev. D.*
- [17] M. Bondarescu and K. S. Thorne, "A new family of light beams and mirror shapes for future LIGO interferometers," e-print ArXiv:gr-qc/0409083, submitted to *Phys. Rev. D.*
- [18] J. Agresti *et al.*, "A duality relation between non-spherical optical cavities and its application to gravitational-wave detectors," e-print ArXiv:gr-qc/0511062, submitted to *Phys. Rev. D.*



Fig. 1 - Stacked silica-tantala N-doublet coating: transmittance vs. noise tradeoff curves;  $z_T (z_S)$  is the single-doublet silica (tantala) thickness in units of the local wavelength.



Fig. 2 - Hyperboloidal beam intensity (top) and mirror (bottom) profiles vs. scaled radial distance. Cavity parameters: L = 4Km;  $\lambda_0 = 1064 \text{ nm}$ ;  $w_0 = (L\lambda_0/2\pi)^{1/2}$ ,  $R_0 = 4w_0$ 

# TOMOGRAFIA A MICROONDE DI CILINDRI SOTTILI: RISULTATI SPERIMENTALI

A. Brancaccio\*, J. Romano\*, R. Solimene\*\*, R. Pierri\*

\*Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Seconda Università di Napoli Via Roma 29, 81031 Aversa \*\*DIMET, Università Mediterranea di Reggio Calabria Via Graziella Feo di Vito, 89060 Reggio Calabria adriana.brancaccio@unina2.it

# Abstract

The localization of "thin" scatterers performed by means of a "tomographic" inversion algorithm based on the singular value decomposition method is dealt with. The inversion algorithm is applied to experimental data collected by a new instrumentation for the measurement of scattered fields in a reflection mode configuration. The instrumentation allows us to independently move two antennas (a transmitting and a receiving one) on a plane. This permits to achieve a multi-view/multistatic measurement configuration, so that the inversion algorithm can benefit from the increased available number of measurements.

# INTRODUZIONE

In questo contributo si considera il problema della localizzazione di cilindri metallici "sottili" [1] mediante un approccio tomografico. In particolare, il problema è affrontato per una configurazione in riflessione tipica delle applicazione di prospezione mediante Ground Penetrating Radar (GPR). Tuttavia, a differenza dei sistemi GPR commerciali, che usualmente sono basati su una configurazione multi-monostatica [2], le misure sono realizzate mediante un sistema prototipale che consente di implementare una configurazione multi-vista/multistatica. Questo consente di sfruttare appieno il concetto di "diversità di illuminazione" rendendo disponibili più dati da utilizzare nella procedura di ricostruzione [3].

L'algoritmo di ricostruzione utilizzato è basato su un modello lineare della diffusione elettromagnetica [1] e consiste in due passi. Nel primo passo si ottiene una ricostruzione regolarizzata mediante la decomposizione ai valori singolari. Successivamente, per mitigare gli artefatti spuri dovuti alla regolarizzazione ed al rumore che inevitabilmente corrompe i dati, e che potrebbero dar luogo ad errori di interpretazione nella ricostruzione, si utilizza una opportuna procedura di soglia [4]. In particolare, nel presente contributo l'algoritmo suddetto è validato su dati sperimentali per una geometria scalare e bidimensionale.

# IL SISTEMA DI POSIZIONAMENTO E DI MISURA

L'apparato sperimentale è costituito da un sistema di posizionamento e dal sistema di misura vero è proprio: queste due sezioni sono controllate e sincronizzate in remoto da un calcolatore grazie ad un software LabView appositamente scritto.





Figura 1 Il sistema di posizionamento

Figura 2 La configurazione geometrica

Il sistema di posizionamento consiste in una scansione planare a doppia torre: due posizionatori lineari verticali ("torri") sono montati su un posizionatore orizzontale e possono muoversi indipendentemente l'uno dall'altro (fig. 1). Tale configurazione consente di spostare su un piano *x-y* due antenne (in questo lavoro sono mostrati i risultati ottenuti con due antenne a tromba a doppia polarizzazione, ma possono essere facilmente montate, e sono già disponibili, antenne di tipo differente). Le aperture delle due antenne sono allineate, così da scandire lo stesso piano: a causa di questa scelta progettuale le posizioni lungo l'asse orizzontale non possono essere mai invertite, cosicché la prima antenna (che chiamiamo "master") si trova sempre alla destra della seconda antenna (che chiamiamo "slave").

La massima lunghezza di scansione orizzontale è 2.65 m ma, poiché deve essere mantenuta una distanza minima di 25 cm tra le torri, ciascuna antenna può scandire orizzontalmente solo 2.40 m. La corsa verticale è invece di 2 m per entrambe le antenne. L'intero sistema è posto all'interno di una camera anecoica schermata le cui dimensioni interne sono 3.4 m per 2.4 m per 2.6 m di altezza. Le antenne sono collegate all'esterno della camera anecoica mediante cavi coassiali (ciascuno lungo 8 m e montato in una guida flessibile, in modo da consentire il movimento) avvitati sui connettori passanti del pannello tecnico della camera.

E' possibile dunque sperimentare differenti configurazioni di misura: multistatica a singola vista (antenna trasmittente fissa, posizioni differenti della ricevente); multibistatica (una sola posizione della ricevente per ogni posizione della trasmittente); multi-vista/multistatica (differenti posizioni dell'antenna ricevente per ciascuna posizione della trasmittente). Grazie agli encoder posizionati lungo l'intera corsa dei quattro assi è possibile conoscere per ciascun punto di misura la posizione assoluta delle antenne.

Il cuore del sistema di misura è l'analizzatore di rete vettoriale (VNA) (Anritsu, modello MS4624D, 10MHz-9GHz) dotato di quattro porte e due sorgenti. Il VNA genera il campo incidente e consente di misurare il modulo e la fase del campo riflesso. Le quattro porte del VNA sono collegate alle antenne (2 polarizzazioni per antenna) mediante cavi coassiali attaccati ai connettori posti sul pannello tecnico della camera anecoica.



Figura 3  $S_{21}$  misurato in spazio libero (blu), in presenza di un cilindro (rosso) and di due cilindri (verde) a 2 GHz.

Figura 4 Campo diffuso in presenza di un cilindro (rosso) e di due cilindri (verde) a 2 GHz.

Il parametro di misura considerato in questo lavoro è S<sub>21</sub>, cioè il coefficiente di trasmissione tra le porte 1 e 2 del VNA, connesse alla polarizzazione verticale delle antenne. Le misure effettuate sono equispaziate in frequenza nella banda 2–5 GHz, e sono state realizzate ponendo l'antenna master fissa nella posizione  $x_s$ =-86 cm mentre la slave si sposta da  $x_m$ =-60 cm a  $x_m$ =+60 cm, in 60 passi di 2 cm (fig. 2).

# **ELABORAZIONE DEI DATI**

Prima di elaborare i dati misurati è stato necessario effettuare alcune calibrazioni. Innanzitutto, al fine di valutare l'accoppiamento tra le antenne sono state preliminarmente effettuate alcune misure in assenza di bersagli. Inoltre, poiché il dato effettivamente misurato è il coefficiente di trasmissione (complesso) tra le due porte di riferimento del VNA, porte che mediante la calibrazione standard sono localizzate alle sezioni di ingresso delle antenne (che assumiamo coincidere con il centro di fase delle antenne), per elaborare correttamente i dati è stato necessario valutare ed eliminare il termine di fase dovuto alla distanza tra i centri di fase delle antenne (dove i dati sono effettivamente collezionati) e le aperture delle antenne (cui si riferiscono tutti i parametri geometrici). Sottolineiamo che tale correzione non dipende dalla posizione delle antenne [3]. Al fine di ottenere il campo diffuso è stata fatta la differenza tra il campo totale misurato in presenza dei bersagli e quello misurato in spazio libero. In fig. 3 è mostrato il confronto tra il campo totale misurato in spazio libero e quello misurato nel caso di singolo oggetto diffusore e di due oggetti diffusori, in funzione della posizione dell'antenna ricevente, alla frequenza più bassa (2 GHz). La fig. 4 mostra il confronto tra i campi diffusi in presenza degli stessi bersagli cui si riferisce la fig. 3.

# RICOSTRUZIONI

La regione investigata nel piano *x*-*z* è il rettangolo D = [-30,30]x[-30,30] cm<sup>2</sup>. Nel seguito vengono mostrati tre esperimenti. Nel primo caso (fig. 5), un singolo cilindro è collocato nel centro della zona di indagine *D*.


Figure 7 Ricostruzione nel caso di sei diffusori

Nel secondo (fig. 6), due cilindri sono posti su una linea parallela a quella di misura, separati da una distanza di 20 cm. Infine, nel terzo caso (fig. 7), sei cilindri sono posti in D a distanze reciproche che variano tra 10 e 30 cm. Come si può notare, in tutti i casi si riesce a localizzare i bersagli.

# CONCLUSIONI

Un algoritmo tomografico lineare per la localizzazione di cilindri sottili è stato validato sperimentalmente. In particolare, i dati sperimentali sono stati acquisiti attraverso una strumentazione prototipale che consente di sfruttare pienamente il concetto di "diversità". In questa memoria è stata presentata solo una parte di queste potenzialità. Nel prossimo futuro ci si propone di utilizzare la strumentazione per realizzare tutte le configurazione di misura che essa rende possibile.

### Ringraziamenti

Gli autori ringraziano G. Leone and F. Soldovieri per il contributo dato allo sviluppo della strumentazione.

This work is part of the project of the Regional Center of Competence "Analysis and Monitoring of the Environmental Risk" supported by The European Community on Provision 3.16.

### **RIFERIMENTI**

- [1] Pierri, R.; Solimene, R.; Liseno, A.; Romano, J.: Linear Distribution Imaging of Thin Metallic Cylinders Under Mutual Scattering, IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. 53, n. 9, 2005.
- [2] Daniels D. J.: Ground-Penetrating Radar, 2nd Ed., IEE Radar Sonar and Navigation series, Uk,2004.
- [3] Soldovieri, F.; Brancaccio, A.; Leone, G.; Pierri, R.,: Shape Reconstruction Of Perfectly Conducting Objects By Multiview Experimental Data, IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing, vol 43, no 1, 2005.
- [4] Pierri, R.; Solimene, R.: Resolution and threshold for imaging thin PEC objects, accettato per presentazione alla Mediterranean Microwave Symposium, Genova, Italia, Sett. 2006.

# UNA STRATEGIA DI INVERSIONE ELETTROMAGNETICA BASATA SU UN ALGORITMO MULTIRISOLUZIONE AGLI SCIAMI DI PARTICELLE

M. Donelli, D. Franceschini, G. Franceschini, e A. Martini

Dipartimento di Informatica e Telecomunicazioni, Università di Trento Via Sommarive 14, 38050 Trento Tel. +39 0461 882057, Fax +39 0461 882093 E-mail: {*massimo.donelli, davide.franceschini, gabriele.franceschini*}@*dit.unitn.it* 

### Abstract

In this work, an improvement of the Multi-Scale algorithm for microwave imaging of two-dimensional scatterers is presented. The proposed methodology exploits the appealing features of a Particle Swarm-based algorithm and the advantages of a multiresolution expansion of the parameter to optimize. Such an integration is aimed at integrating a suitable representation of the unknowns with the global optimization properties of the stochastic optimizer to allow faithful reconstructions.

# **INTRODUZIONE**

La ricostruzione delle proprietà elettromagnetiche di una regione incognita sulla base del campo elettromagnetico scatterato è caratterizzata intrinsecamente da una serie di problemi di non facile soluzione. Innanzitutto, la natura non-lineare e mal-posta [1] del modello matematico che descrive i fenomeni di scattering e. m. costituisce un elemento di notevole complicazione per gli schemi di inversione. Inoltre, l'informazione sullo scenario da ricostruire acquisibile dalle misure di campo scatterato [2] anche in sistemi multi-vista [3] risulta essere limitata e non permette di ottenere un livello di risoluzione adeguato. Per questo motivo il problema dello scattering inverso è stato spesso affrontato utilizzando approcci multi-risoluzione che consentono di ottenere un alto livello di risoluzione in un numero limitato di regioni di interesse (RoIs) all'interno del dominio di indagine, riducendo così la dimensione dello spazio delle incognite. Alcuni approcci [4] mirano a definire una discretizzazione multi-risoluzione partendo da alcune ipotesi a priori sulle caratteristiche dello scenario. Altre strategie, basate su un'espansione "wavelet" del dominio di indagine, sfruttano invece approcci statistici [5]. Differentemente, lo schema di inversione proposto in [6] (IMSA) sfrutta un'allocazione adattativa delle incognite del problema stabilita sulla base dell'informazione collezionata durante un processo di ricostruzione iterativo. Inizialmente, tale algoritmo multi-risoluzione era stato integrato con un ottimizzatore ai gradienti coniugati poiché un alto rapporto tra lo spazio dei dati e quello delle incognite permette di ridurre la presenza di minimi locali nel funzionale di costo. Nonostante tutto, il problema delle false soluzioni non può essere completamente evitato in questo modo, pertanto esso è stato recentemente integrato [7] con una tecnica di minimizzazione stocastica che sfrutta un ottimizzatore (PSO) basato sulla teoria degli sciami di particelle [8].

### FORMULAZIONE MATEMATICA

Con riferimento ad una geometria bidimensionale, si consideri una regione di indagine incognita  $D_I$  di cui è necessario ricostruire la distribuzione della funzione oggetto  $\tau(x, y)$  a partire dalle misure del campo scatterato  $E_{scatt}^v(x_m, y_m), m = 1, ..., M^{(v)}$  misurato in maniera non invasiva in un opportuno dominio di osservazione  $D_O$ .

In tale contesto, i fenomeni di scattering e. m. generati a seguito di un'illuminazione caratterizzata da un set di campi elettromagnetici  $E_{inc}^{v}(x, y)$ , v = 1,...,V (incidenti sul dominio da V diverse direzioni di incidenza), sono descritti dal seguente sistema di equazioni non lineari [1]:

$$E_{scatt}^{\nu}(x_m, y_m) = S_{ext} \left\{ \tau(x_n, y_n), E_{tot}^{\nu}(x_n, y_n) \right\} \qquad \qquad x_m, y_m \in D_0$$
(1)

$$E_{inc}^{\nu}(x_n, y_n) = E_{tot}^{\nu}(x_n, y_n) - S_{int} \left\{ \tau(x_n, y_n), E_{tot}^{\nu}(x_n, y_n) \right\} \quad \begin{array}{c} x_n, y_n \in D_I \\ n = 1, \dots, N \end{array}$$
(2)

laddove  $S_{ext}$  e  $S_{int}$  indicano gli operatori di scattering esterni ed interni. Il problema descritto dalle eq. (1) e (2) risulta essere mal posto e mal condizionato, per cui la sua soluzione viene solitamente ottenuta cercando un configurazione delle incognite che minimizza un opportuno funzionale di costo

$$\Phi(\underline{u}) = \frac{\sum_{\nu=1}^{V} \sum_{m=1}^{M} \left| E_{scatt}^{\nu}(x_{m}, y_{m}) - S_{ext} \left\{ \tau(x_{n}, y_{n}), E_{tot}^{\nu}(x_{n}, y_{n}) \right\} \right|^{2}}{\sum_{\nu=1}^{V} \sum_{m=1}^{M} \left| E_{scatt}^{\nu}(x_{m}, y_{m}) \right|^{2}} + \frac{\sum_{\nu=1}^{V} \sum_{m=1}^{M} \left| E_{inc}^{\nu}(x_{n}, y_{n}) - E_{tot}^{\nu}(x_{n}, y_{n}) + S_{int} \left\{ \tau(x_{n}, y_{n}), E_{tot}^{\nu}(x_{n}, y_{n}) \right\} \right|^{2}}{\sum_{\nu=1}^{V} \sum_{n=1}^{N} \left| E_{inc}^{\nu}(x_{n}, y_{n}) \right|^{2}}$$
(3).

Al fine di sfruttare al meglio il contenuto informativo insito nelle misure di campo scatterato [2], è stata considerata la strategia multi-risoluzione proposta in [6], integrandola però con un opportuno algoritmo evolutivo per minimizzare il funzionale (3). In maggior dettaglio, le fasi principali di tale approccio possono essere così riassunte. Inizialmente, viene effettuata una ricostruzione a bassa risoluzione del vettore delle incognite  $\underline{u} = \{\tau(x_n, y_n), E_{tot}^v(x_n, y_n); n = 1, ..., N; v = 1, ..., V\}$  grazie ad una prima minimizzazione del funzionale  $\Phi(\underline{u})$  ottenuta a partire da una discretizzazione uniforme del dominio di indagine utilizzando  $N^{(1)}$  funzioni base rettangolari. Una volta ottenuta una stima preliminare delle incognite del problema,  $\underline{u}^{(1)}$ , viene ripetuta iterativamente la seguente sequenza di operazioni.

Ad ogni passo "s" della procedura multi-risoluzione si procede a:

- *I. Riconoscimento delle RoIs.* Durante questa fase vengono eseguite una serie di operazioni di interpretazione dell'"immagine" [9] della funzione oggetto e del relativo istogramma al fine di identificare i centri  $(x_{c(t)}^{(s)}, y_{c(t)}^{(s)})$  e i lati  $L_{(t)}^{(s)}$  $(t = 1,..., T^{(s)})$  delle  $T^{(s)}$  regioni di interesse all'interno di D<sub>1</sub>.
- II. *Discretizzazione multi-risoluzione delle RoIs*. Una volta stimate le posizioni e le estensioni delle RoIs, è possibile utilizzare una discretizzazione più dettagliata al loro interno in modo da ottenere un più alto livello di risoluzione [R(s)]. Inoltre, al fine di non trascurare le incognite corrispondenti ai precedenti [R(s)-1] livelli

di risoluzione, esse vengono ottimizzate simultaneamente a quelle relative al passo s-esimo. Tale strategia implica un aumento delle incognite del problema durante la procedura iterativa ( $N^{(1)} + ... + N^{(R(s)-1)} + N^{(R(s))}$  saranno pertanto le incognite al passo "s"), ma va tenuto in considerazione che è altresì disponibile un'opportuna inizializzazione delle stesse secondo l'informazione collezionate ai passi precedenti.

- III. Ottimizzazione mediante algoritmo PSO. In [6] e [9] sono state presentate le potenzialità e le limitazioni dell'impiego di tecniche deterministiche basate su un algoritmo ai gradienti coniugati per la minimizzazione del funzionale di costo multi-risoluzione. Siccome non può essere assicurata l'assenza di minimi locali nel funzionale di costo seppure limitando la dimensione dello spazio delle soluzioni, in [10] è stata presentata l'integrazione nella procedura multirisoluzione di un algoritmo stocastico basato sulla teoria degli sciami di particelle. Tale algoritmo è stato scelto in quanto di facile implementazione, caratterizzato da un basso onere computazionale e da un'agevole calibrazione dei parametri di controllo. Per quanto riguarda il funzionamento del PSO, esso prevede l'inizializzazione di un insieme  $I^{(s)}$  di soluzioni di tentativo che costituiscono uno sciame di particelle  $\{p_i^{(s)}; i=1,...,I^{(s)}\}$ . Ogni particella occupa una posizione all'interno dello spazio delle soluzioni definita dal vettore  $\underline{u}_i^{(s)}$  e ad essa viene associata una velocità  $\underline{g}_{i}^{(s)}$  che consente alle particelle di esplorare differenti regioni dello spazio delle soluzioni ovvero varie configurazioni dei parametri incogniti. I vettori posizione e velocità vengono aggiornati per mezzo degli operatori definiti in [11] ad ognuna delle K iterazioni del processo di minimizzazione del funzionale al fine di ottenere una stima delle proprietà elettromagnetiche del profilo incognito,  $\underline{u}^{(s)} = \arg \left\{ \min_{k=1,\dots,K} \left[ \min_{i=1,\dots,I^{(s)}} \left[ \Phi(\underline{u}_i^{(s)}) \right] \right] \right\}$
- *IV. Arresto delle procedura multi-risoluzione.* Infine, l'approccio multi-risoluzione viene terminato sulla base delle indicazioni fornite da alcuni parametri di stazionarietà relativi alle caratteristiche geometriche  $(x_{c(t)}^{(s)}, y_{c(t)}^{(s)}, L_{(t)}^{(s)})$  delle RoIs stimate [9].

# **RISULTATI NUMERICI**

Questa sezione presenta alcuni esempi di una accurata validazione delle strategia di inversione proposta. In particolare si fa riferimento alla ricostruzione di uno scenario caratterizzato da un profilo multistrato mostrato in Fig. 1(*a*). Lo strato esterno, caratterizzato da  $\tau = 0.5$ , ha dimensioni pari a  $L_{ext} = 1.6\lambda_0$ , mentre lo strato interno di caratteristiche pari a quelle del background ha dimensioni pari a  $L_{int} = 0.8\lambda_0$ . Tale configurazione è posta in un dominio di indagine di lato  $L_{D_I} = 2.4\lambda_0$  illuminato da un set di V = 4 onde piane incidenti da direzioni differenti. Con riferimento ad un sistema di acquisizione multi-vista, i dati di campo scatterato sono stati acquisiti in M = 21 punti di misura appartenenti ad un dominio di osservazione circolare di raggio  $r_m = 1.8\lambda_0$ . Le ricostruzioni di Fig. 1(*b*) (IMSA-GC) e Fig. 1(*c*) (IMSA-PSO) sono state ottenute errorando i dati con un rumore gaussiano caratterizzato da *SNR* = 30*dB* e utilizzando per il PSO il set di calibrazione definito in [10].

Comparando la distribuzione della funzione oggetto stimata mediante l'approccio IMSA-GC [Fig. 1(b)] con quella ottenuta con la strategia IMSA-PSO [Fig. 1(c)]. Risultano evidenti i benefici derivanti dall'integrazione del tool di minimizzazione stocastico, sia in termini di ricostruzione della forma dello scatteratore che nella stima delle sue caratteristiche dielettriche.



**Figura 1.** Ricostruzione di una configurazione multi-strato. (*a*) Profilo di riferimento. Ricostruzione ottenute mediante l'approccio multi-risoluzione integrato con (*b*) un algoritmo ai gradienti coniugati e (*c*) l'algoritmo PSO.

# **RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI**

- [1] M. Bertero and P. Boccacci, *Introduction to Inverse Problem in Imaging*. IOP Publishing Ltd, Bristol, 1998.
- [2] O.M. Bucci and G. Franceschetti, "On the degrees of freedom of scattered fields," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 37, pp. 918-926, Jul. 1989.
- [3] O.M. Bucci and T. Isernia, "Electromagnetic inverse scattering: Retrievable information and measurement strategies," *Radio Sci.*, vol. 32, pp. 2123-2138, Nov.-Dec. 1997.
- [4] O. M. Bucci, L. Crocco, T. Isernia, and V. Pascazio, "Subsurface inverse scattering problems: Quantifying qualifying and achieving the available information," *IEEE Tran. Geosci. Remote Sensing*, vol. 39, pp. 2527-2537, Nov. 2001.
- [5] E. L. Miller and A. Willsky, "A multiscale, statistically based inversion scheme for linearized inverse scattering problems," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 34, pp. 346-357, Mar. 1996.
- [6] S. Caorsi, M. Donelli, D. Franceschini, and A. Massa, "A new methodology based on an iterative multiscaling for microwave imaging," *IEEE Trans. Microwave theory Tech.*, vol. 51, pp. 1162-1173, Apr. 2003.
- [7] M. Donelli, G. Franceschini, A. Martini, and A. Massa, "An integrated multiscaling strategy based on a particle swarm algorithm for inverse scattering problems," *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 44, pp. 298-312, 2006.
- [8] J. Kennedy, R. C. Eberhart, and Y. Shi, *Swarm Intelligence*. San Francisco: Morgan Kaufmann Publishers, 2001.
- [9] S. Caorsi, M. Donelli, and A. Massa, "Detection, location, and imaging of multiple scatterers by means of the iterative multiscaling method," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 52, pp. 1217-1228, Apr. 2004.
- [10] M. Donelli and A. Massa, "Computational approach based on a particle swarm optimizer for microwave imaging of two-dimensional dielectric scatterers," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 53, pp. 1761-1776, 2006.
- [11] J R. Robinson and Y. Rahmat-Samii, "Particle Swarm optimization in electromagnetics," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 52, pp. 771-778, Mar. 2004.

# DETECTION OF THE CONVEX HULL OF A SCATTERING SYSTEM EMBEDDED IN HETEROGENEOUS BACKGROUNDS

A. Capozzoli, G. D'Elia, P. Vinetti

Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni, Università di Napoli Federico II Via Claudio, 21 80125 Napoli amedeo.capozzoli@unina.it, giuseppe.delia@unina.it, pietro.vinetti@unina.it

# Abstract

This paper aims to extend to heterogeneous backgrounds a recently introduced approach to estimate the convex hull, containing the scattering system, from the electromagnetic field data on an observation curve. The mentioned technique has been, indeed, introduced and numerically evaluated only in the case of 2D geometry and for homogenous investigation regions. In this communication, the inhomogeneous case of a scattering system and an observation curve embedded in mediums with different electromagnetic properties is discussed. The main representative results of a numerical analysis showing the effectiveness of the approach are presented.

# **INTRODUCTION**

Electromagnetic Inverse Scattering (ISC) problems are of interest not only from the theoretical point of view, but also for many practical applications, such as the detection of voids and reinforcements in concrete and the detection of mines or underground cavities [1-2]. The solution of these problems is typically affected by the ill-positioning and, when led back to the global optimization of an objective functional, is heavily affected by a high, often unaffordable, computational complexity. Obviously, the use of local optimization techniques can reduce the computational burden, but the occurrence of local optima can affect the reliability, leading to false solutions.

Any sort of a-priori information concerning the investigation region can be very useful to improve the performances of the inversion algorithms. Obviously, this information should be gained by circumventing the difficulties related to the ill-positioning and with an effort significantly lesser than the one required to solve the full ISC problem.

A reliable information on the investigation region can be obtained by estimating the convex hull of the scattering system. This goal has been reached by the technique introduced in [3] wherein the knowledge of the scattered field (single frequency) on an observation curve is exploited. In particular, the approach is based on the local field properties, such as the Point Source Spectral Content (PSSC) and the Local Spectral Content (LSC), related only to the geometry of the problem and the observation curve. However, up to date, only homogeneous cases have been considered, numerically and experimentally evaluated [4].

This paper aims to extend the technique to inhomogeneous backgrounds, still referring to the 2D geometry. To account for the refraction phenomena at the discontinuities, the PSSC and the LFC have been appropriately redefined and evaluated.

The statement of the problem, in the new scenario, is provided in the next Section wherein some details of the convex hull estimation strategy are also discussed in the case of a linear observation domain. In order to validate the approach and enlighten the achievable performances, some representative results of the performed numerical analysis are reported in the final Section for both linear and circular observation domains.

# STATEMENT OF THE PROBLEM

Let us consider an inhomogeneous background, made of two homogeneous media with known geometrical and electromagnetic parameters, say  $\mathcal{E}_A$ ,  $\mu_A$  (medium A),.  $\mathcal{E}_B$ ,  $\mu_B$  (medium B), respectively, and a scattering system, say L, included in the second medium (Fig.1) Denoting with  $\lambda_B$  the wavelength in the medium B, it is assumed that L is made of a discrete set of scattering elements, at least few  $\lambda_B$ 's apart each other, with unknown electromagnetic and geometrical parameters and with dimensions smaller or comparable to  $\lambda_B$ .

The system L is illuminated by a primary source and the scattered field data, E say, are collected on the curvilinear observation domain C, with the parametric representation  $P(\xi)$ .

As mentioned in the Introduction, the method is based on the generalization of the concepts of PSSC and LSC, introduced in [3], to the case of heterogeneous backgrounds. The effects of the refraction at the discontinuity between A and B are taken into account.

In the homogeneous case, the PSSC can be estimated by means of the asymptotic evaluation (as  $\beta = 2\pi/\lambda_0 \rightarrow \infty$ ,  $\lambda_0$  being the wavelength in vacuum) of the *sliding window* Fourier transform, say *F*, of the reduced field generated by an elementary scattering current [3].

In particular, introducing a reference point T and exploiting the definition in [3], we have:

$$\widetilde{F}(\kappa,\xi,\underline{r'}) = \int g(\xi'-\xi) \cdot E(\xi',\underline{r'}) \cdot e^{j[\beta\rho(\xi')-\kappa\xi']} d\xi'$$
(1)

where  $g(\xi)$  is the windowing function centred on the observation point  $P(\xi)$ ,  $\kappa$  is the variable conjugate to  $\xi$ , <u>r</u> is the vector position of P, <u>r</u>' is the vector position of the elementary scattering element, <u>r</u> is the vector position of the reference point T, and, finally,  $\rho(\xi)$  is equal to  $|\underline{r}(\xi)-\underline{r}\tau|$ .

In the non homogeneous case, as an ansatz, we assume that the PSSC can be obtained by exploiting the asymptotic approximation of the scattered field provided by the geometrical optics theory. Accordingly, paralleling the reasoning made in [3], it can be shown that the PSSC and the Local Reduced Field Bandwidth (LRFB) are given by:

$$h(\xi, \underline{r'}) = \beta \frac{\delta}{\delta\xi} [\rho(\xi) - S(\xi, \underline{r'})]$$

$$w(\xi) = \max_{\underline{r'}} \left| h(\xi, \underline{r'}) \right| = \max_{\underline{r'}} \left| \beta \frac{\delta}{\delta\xi} [\rho(\xi) - S(\xi, \underline{r'})] \right|$$
(2)

respectively,  $S(\xi, \underline{r'})$  being the value of the eikonal function at  $P(\xi)$  related to the scattering element at  $\underline{r'}$ . Obviously, *h* and *w* depend on T. Furthermore, as shown in [5], for a given point  $P(\xi)$  on *C*, we have:

$$w_{\min}(\xi) = \min_{T} w(\xi) = \frac{\beta}{2} \left[ \max_{\underline{x}'} \frac{\delta S}{\delta \xi} - \max_{\underline{x}'} \frac{\delta S}{\delta \xi} \right]$$

$$\frac{C}{\sum_{x,\mu_{A}} \frac{y_{ass}}{\sum_{x,\mu_{A}} \frac{\varphi(x)}{\sum_{x,\mu_{A}} \frac{\varphi(x)}{\sum_{x,\mu_{A}$$

domain

The expression of  $w_{\min}$  and the position of the corresponding reference point *T* can be exploited to find the convex hull of the scattering system.

Let's now focus on the case of a rectilinear discontinuity between medium A and B and a rectilinear observation curve given by the lines  $y=y_d$  and  $y=y_{oss}$ , respectively (see Fig.2).

Denoting with  $\phi(x)$  the angle between  $\underline{\rho}(x)$  and the x-axis, with  $\alpha_{min}$  and  $\alpha_{max}$  the minimum

and maximum angle, between the x-axis and the two optical rays stemming from  $P(\xi)$  and delimiting, after refraction, the minimum angular sector B including the scattering system (see Fig. 2), from eq. (3) we have:

$$w_{\min} = \min_{T} w(x) = \frac{\beta}{2} n_A \left\{ \cos(\alpha_{\min}) - \cos(\alpha_{\max}) \right\}$$

$$\cos(\phi(x)) \Big|_{T\min} = \frac{1}{2} \left\{ \cos(\alpha_{\min}) + \cos(\alpha_{\max}) \right\}$$
(4)

Once the values of  $w_{min}$  and  $T_{min}$  are estimated from the field data on *C*,  $\alpha_{min}$  and  $\alpha_{max}$  can be easily evaluated from eq. (4) and the angular sector *B* can be found by a simple ray tracing procedure. Finally, by intersecting the angular sectors corresponding to all the points  $P(\xi)$  on *C*, it is then possible to estimate the minimum convex hull.

Similar reasoning can be made also in the case of a circular discontinuity and a circular observation domain wherein a relationship analogous to (4) hold.

# NUMERICAL RESULTS

The analysis of the performances of the presented convex hull finding technique has been carried out by evaluating the electromagnetic field data by means of an electromagnetic CAD simulator. Due to space limitations, only two examples, representative of the wide numerical analysis we have carried out, will be presented. In both cases the scattering system is embedded in a medium with refraction index  $n_b=2$ , while the observation line lies in air.

In the case of linear scanning, we set  $y_d=0$  (red line) and  $y_{oss}=5\lambda_0$  (black line). The scattering system is made by three copper cylinders (*red circles*), with a diameter equal to  $0.2\lambda_0$ , located at  $(4\lambda_0,-12\lambda_0)$ ,  $(-5\lambda_0,-17\lambda_0)$  and  $(-4\lambda_0,-9\lambda_0)$  and illuminated by a single point-wise source located at  $(0,10\lambda_0)$ . The estimated convex hull is shown in Fig.3 together with the rays stemming from the points on the observation line *C* delimiting the corresponding angular sector *B*. As seen, a few tens wavelength long

observation domain is enough to provide a good estimate.



In the case of a circular discontinuity and a circular observation domain, the scattering system is made up of four copper cylinders, with a diameter equal to  $0.2\lambda_0$ , located at ( $4\lambda_0$ ,  $4\lambda_0$ ), ( $4\lambda_0$ ,  $-4\lambda_0$ ), ( $-3\lambda_0$ ,  $-5\lambda_0$ ) and ( $3\lambda_0$ ,  $6\lambda_0$ ), embedded in a circular shaped medium with a radius equal to  $14\lambda_0$  (*red circumference*) and illuminated by an elementary source, located at (0,  $22\lambda_0$ ). The circular observation domain has a radius equal to  $20\lambda_0$  (*black outer circumference*). The estimated convex hull is shown in Fig. 4 together with the rays stemming from the points on the observation line *C* delimiting the corresponding angular sector *B*.

#### REFERENCES

- K. Belkebir, R. E. Kleinman, and C. Ch. Pichot, "Microwave imaging-location and shape reconstruction from multi-frequency scattering data", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 45, Apr. 1997.
- [2] K. Belkebir, C. Ch. Pichot, J. C.J. Ch. Bolomey, P. Bethaud, G. Gottard, X. Derobert, and G. Fauchoux, "Microwave tomography system for reinforced concrete structures", in *Proc.24<sup>th</sup> Eur. Conf.*, vol. 2, Cannes, France, Sept. 5-8, 1994, pp. 1209-1211.
- [3] O. M. Bucci, A. Capozzoli, and G. D'Elia, "Determination of the convex hull of radiating or scattering systems: a new, simple and effective approach", *Inverse Problems*, vol. 18, December., 2002, pp. 1621-1638.
- [4] O.M. Bucci, A. Capozzoli, G. D'Elia, and P. Vinetti, "A New Technique Finding the Convex Hull of a Scattering System: Performance Analysis and Application to Inhomogeneous Backgrounds" in *Proc. URSI*, May 23-27, 2004
- [5] O. M. Bucci, C. Gennarelli, and C. Savarese, "Representation of electromagnetics field over arbitrary surfaces by a finite and non redundant number of samples", *IEEE Trans. On Antennas And Propagation*, vol. 46, No. 3, March 1998.

# PROBLEMI DIRETTI ED INVERSI DI SCATTERING: CONVENIENZA E LIMITAZIONI DEL MODELO CONTRAST SOURCE –EXTENDED BORN

M. D'Urso<sup>(1)</sup>, T. Isernia<sup>(2)</sup>

<sup>1</sup> DIET, Università di Napoli "Federico II", V.le Claudio, 21, 80125, Napoli <sup>2</sup> DIMET, Univ. Mediterranea di Reggio Calabria, V. Graziella, Loc. Feo di Vito, I89100, RC

#### Abstract

A rewriting of the traditional EFIE has been recently exploited to introduce a new sourcetype integral equation formulation of scattering problems. Here, its convenience and limitations are analyzed and compared to the ones of the Contrast Source model. It is shown that in many cases of interest the new model is characterized by a lower degree of non linearity with respect to parameters embedding dielectric characteristics, thus allowing a reduction of complexity in the solution of the forward problem and an increased robustness in the inverse one. Limitations of the model are also discussed.

# **INTRODUZIONE**

Lo sviluppo di nuove formulazioni dei problemi di diffusione elettromagnetica capaci di contenere la complessità e migliorare l'accuratezza delle corrispondenti procedure di soluzione è argomento di forte interesse. A tal fine, il problema della diffusione e' stato recentemente formulato in termini di un nuovo insieme di equazioni che, diversamente da quelle tradizionali, presenta come incognita fondamentale la sorgente equivalente (o *Contrast Source* [2]) invece che il campo totale interno e codifica in una nuova funzione ausiliaria i parametri elettromagnetici del sistema di diffusori coinvolto nel problema di diffusione (par.2) [1,3]. Scopo della presente comunicazione è stabilire per via analitica (nel caso canonico 2D scalare) quando e perché il modello CS-EB risulti preferibile rispetto alle precedenti formulazioni.

## DUE DIVERSE SCRITTURE DELLA EQUAZIONE DELLA DIFFUSIONE

Una prima formulazione del fenomeno della diffusione elettromagnetica consiste nello scrivere un insieme di due equazioni accoppiate come segue [2]:

$$J(\mathbf{r}) - \chi(\mathbf{r}) E_{inc}(\mathbf{r}) = \chi(\mathbf{r}) \iint_{\Omega} g(\mathbf{r} - \mathbf{r}') J(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \chi \mathcal{A}(J)$$
(1.a)

$$E_{s}(\mathbf{r}) = \iint_{\Omega} g(\mathbf{r} - \mathbf{r}') J(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \mathcal{A}_{e}(J) \quad \mathbf{r} \in \Gamma$$
(1.b)

(2)

dove  $E_{inc}$  rappresenta il campo incidente nel dominio di interesse,  $\Omega$ ,  $\chi(\mathbf{r})=\varepsilon_{eq}(\mathbf{r})/\varepsilon_{eqb}(\mathbf{r})-1$ , denominata funzione contrasto, lega le permittività equivalenti del mezzo ospitante e quelle del sistema di diffusori contenuto in  $\Omega$ . Gli operatori integrali nella (1.a) e nella (1.b) legano la sorgente equivalente,  $J(\mathbf{r})=\chi(\mathbf{r})E(\mathbf{r})$ , al campo diffuso in  $\Omega$  e sul dominio di osservazione  $\Gamma$ , rispettivamente; g è la funzione di Green per lo spazio omogeneo.

Se adesso aggiungiamo e sottraiamo J(**r**) nell'operatore integrale nella (1.a) si ha:  $\chi(\mathbf{r}) \iint_{\Omega} g(\mathbf{r} - \mathbf{r}') J(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' = \chi(\mathbf{r}) J(\mathbf{r}) \iint_{\Omega} g(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}' + \chi(\mathbf{r}) \iint_{\Omega} g(\mathbf{r} - \mathbf{r}') [J(\mathbf{r}') - J(\mathbf{r})] d\mathbf{r}'$ 

approssimate alla nuova equazione. Definendo

$$\mathcal{A}_{MOD}(J) = \iint_{\Omega} g(\mathbf{r} - \mathbf{r}') [J(\mathbf{r}') - J(\mathbf{r})] d\mathbf{r}'; \quad p(\mathbf{r}) = \frac{\chi(\mathbf{r})}{1 - \chi(\mathbf{r}) f_{\Omega}(\mathbf{r})}; \quad f_{\Omega}(\mathbf{r}) = \iint_{\Omega} g(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d\mathbf{r}'$$
(3)

si può ottenere una nuova scrittura della (1.a) data da

$$J(\mathbf{r}) = p(\mathbf{r}) E_{inc}(\mathbf{r}) + p(\mathbf{r}) \mathcal{A}_{MOD}(J) \quad \mathbf{r} \in \Omega$$
(4)

La (4) rappresenta un diverso modo di descrivere lo scattering, equivalente alla (1.a). Sebbene la (1.a) e la (4) abbiano la stessa struttura, esse esibiscono in molti casi di interesse un differente grado di non linearità [3] rispetto ai parametri elettromagnetici, (ora codificati dalla funzione ausiliaria p). Il nuovo insieme di equazioni ((1.a) e (4)) costituisce il modello *Contrast Source- Extended Born (CS-EB)* [1].

Andiamo adesso a studiare il *grado di non linearità* [3] delle due formulazioni sopra richiamate. Invertendo formalmente la (4) rispetto J(**r**) e nelle ipotesi in cui  $||p\mathcal{A}_{IMOD}|| < 1$ , è possibile espandere in serie l'operatore che ne deriva e risolvere la (4) per iterazione

$$J(\mathbf{r}) = \sum_{n=0}^{+\infty} \left( p \mathcal{A}_{iMOD} \right)^n p(\mathbf{r}) E_{inc}(\mathbf{r})$$
(5)

Qualora  $||p\mathcal{A}_{iMOD}|| \ll 1$ , e' possibile arrestarsi ad n=0 e risolvere la (4) in modo semplice, mentre il valore specifico di  $||p\mathcal{A}_{iMOD}||$  determina il numero di termini da considerare nella (5). In ogni caso,  $||p\mathcal{A}_{iMOD}||$  gioca un ruolo cruciale. Essendo J(**r**) legata linearmente al campo diffuso (vedi (1.b)), la quantità  $||p\mathcal{A}_{iMOD}||$  determina anche la natura del legame tra  $E_s$ e p, ovvero tra  $E_s$  e i parametri elettromagnetici del sistema di diffusori in  $\Omega$  (incognite del problema inverso). Tale norma rappresenta quindi una misura del *grado di non linearità* della relazione (1.b) rispetto alla funzione p(**r**) e quindi una misura del *grado di difficoltà* nel risolvere il problema inverso di diffusione utilizzando il nuovo modello [1].

Un discorso analogo vale anche per la (1.a). In questo caso e' facile mostrare che il grado di non linearità del legame tra  $E_s$  e i parametri elettromagnetici del sistema di diffusori in  $\Omega$  (adesso contenuti in  $\chi(\mathbf{r})$ ) dipende da  $\|\chi \mathcal{A}\|$ . Poiche'

$$\left\| p \mathcal{A}_{MOD} \right\| < \left\| p \right\| \left\| \mathcal{A}_{MOD} \right\|; \quad \left\| \chi \mathcal{A}_{i} \right\| < \left\| \chi \right\| \left\| \mathcal{A}_{i} \right\|$$

$$\tag{6}$$

una condizione sufficiente all'applicabilità delle serie derivanti dai due modelli così come informazioni sul *grado di difficoltà* del relativo problema inverso possono essere ottenute studiando separatamente le quantità coinvolte a sinistra delle maggiorazioni (6).

Per quanto riguarda  $\|\mathcal{A}_{MOD}\|$  e  $\|\mathcal{A}_{i}\|$ , va notato che i due operatori dipendono solo dalla geometria di  $\Omega$  e dalle caratteristiche del mezzo ospitante. Risulta quindi possibile studiare il comportamento delle loro norme in funzione della tangente di perdita nel mezzo ospitante e delle dimensioni di  $\Omega$  (supposta circolare e di raggio R). La fig.1.a,b mostra come, in entrambi i casi, fissata la dimensione di  $\Omega$ , la norma decresce al crescere delle perdite, mentre, per fissate perdite, essa aumenta al crescere delle dimensioni di  $\Omega$ .

Per quanto concerne invece  $p \in \chi$ , le loro norme possono essere calcolate interpretando entrambe le funzioni come operatori diagonali. Diventa quindi sufficiente valutare il loro massimo modulo in  $\Omega$ . Diversamente dal caso precedente, le due norme adesso cambiano al variare della natura del sistema di diffusori presenti in  $\Omega$ .

E' interessante a questo punto notare come gli strumenti introdotti (i grafici universali di

fig.1 e la (6)) consentono di ottenere informazioni *a priori* sia sull'applicabilità dei modelli per serie che di studiare la convenienza e le limitazioni derivanti dall'uso di una o l'altra formulazione nella soluzione di problemi inversi di diffusione elettromagnetica. Va notato infatti che una estesa analisi numerica ha evidenziato che le maggiorazioni (6) risultano accurate nel caso di diffusori omogenei e per alte perdite.



# LIMITAZIONI E CONVENIENZA DELLE DUE FORMULAZIONI

A valle dei risultati ottenuti, appare chiaro che per confrontare il grado di non linearità delle due formulazioni occorre studiare il comportamento delle norme di  $p(\mathbf{r}) \in \chi(\mathbf{r})$ . In particolare, tenendo conto della (6) e dell'andamento dei grafici universali (dello stesso ordine di grandezza nei due casi) emerge che il modello CS-EB esibirà un ridotto grado di non linearità rispetto ai parametri elettromagnetici in quei casi in cui max(abs( $p(\mathbf{r})$ ))) risulti minore del max(abs( $\chi(\mathbf{r})$ )). Al contrario, converrà usare il modello CS. Tenendo conto che per domini circolari e di raggio R risulta [1]

$$f_{\Omega}(\mathbf{r}) = -j \frac{\pi k_b R}{2} H_1^{(2)}(k_b R) J_0(k_b \mathbf{r}) - 1 \quad \mathbf{r} \in \Omega ,$$
 (7)

dove  $H_1^{(2)}(\circ)$  indica la funzione di Henkel di primo ordine e secondo tipo mentre  $J_0(\circ)$  la funzione di Bessel di ordine zero, risulta che per confrontare  $|\mathbf{p}(\mathbf{r})| \in |\chi(\mathbf{r})|$  occorre studiare l'andamento in  $\Omega$  delle funzioni speciali coinvolte nella (7).

A tal fine, considerando uno **scenario con perdite**, che è il caso in cui il modello CS-EB è stato inizialmente concepito [1], studiamo tre diversi casi:  $\mathbf{r} \to 0$  (il centro di  $\Omega$ ),  $\mathbf{r} = \mathbf{R}$  (punti posti sulla frontiera di  $\Omega$ ) e  $\mathbf{r} \in (0, \mathbf{R})$  ovvero il caso intermedio a quelli precedenti. Nel primo caso, essendo  $J_0(k_b \mathbf{r}) \approx 1$ , per  $|k_b R| \gg 1$ , si ha

$$f_{\Omega}(\mathbf{r}) \simeq \frac{\sqrt{\pi k_b R}}{2} \left\{ (1+j) e^{-j\beta_b R} e^{-\alpha_b R} \right\} - 1, \quad k_b = \alpha_b - j\beta_b$$
(8)

ovvero, per  $\alpha_{b}R >> 1$ ,

$$f_{\Omega}(\mathbf{r}) \simeq -1 \implies p(\mathbf{r}) \simeq \chi(\mathbf{r}) / [1 + \chi(\mathbf{r})]$$
 (9)

Partendo dalla (9) ed imponendo che  $|\mathbf{p}(\mathbf{r})|^2$  risulti minore di  $|\chi(\mathbf{r})|^2$ , si ottiene che

$$+|\chi|^{2}+2\chi_{\rm Re}>1 \Rightarrow |\chi|^{2}+2\chi_{\rm Re}>0 \Rightarrow |\chi|^{2}>-2\chi_{\rm Re}$$
(10)

essendo  $\chi_{Re}$  la parte reale di  $\chi$ . La (10) evidenzia come, in queste ipotesi, la formulazione CS-EB e' sempre preferibile a quella CS in tutti i casi in cui  $\chi_{Re}>0$ . Se  $\chi_{Re}<0$  allora si ha

$$\chi_{\rm Re}^{2} + 2\chi_{\rm Re} + \chi_{\rm Im}^{2} > 0 \Leftrightarrow (\chi_{\rm Re} + 1)^{2} + \chi_{\rm Im}^{2} > 1$$
(11)

essendo  $\chi_{Im}$  la parte immaginaria di  $\chi$ . La (11) suggerisce che conviene usare il modello CS-EB per valori di  $\chi$  che cadono nella regione esterna al cerchio definito in (11).

Con strumenti analoghi ai precedenti, per  $\mathbf{r} = \mathbf{R}$ , si ottiene che la *regione di convenienza* del modello CS-EB e' quella descritta in questo caso dalla seguente disuguaglianza,

$$\chi_{\rm Re}^{2} + 4\chi_{\rm Re} + \chi_{\rm Im}^{2} > 0 \Leftrightarrow (\chi_{\rm Re} + 2)^{2} + \chi_{\rm Im}^{2} > 4$$
 (12)

che invece rappresenta la porzione del piano complesso esterna al cerchio di raggio 2 e centro in (-2,0). A valle della (11) e della (12), tenendo conto degli andamenti regolari delle funzioni speciali coinvolte, si può concludere che nel caso  $\mathbf{r} \in (0, R)$ , le regioni di convenienza sono parti del piano complesse esterne a cerchi di raggio minore di 2.



L'analisi effettuata, riassunta in fig.2, consente di evidenziare che esiste un largo insieme di casi in cui il modello CS-EB esibisce un grado di non linearità rispetto ai parametri elettromagnetici ridotto rispetto a quello esibito dalla formulazione tradizionale. candidandosi quindi ad essere uno strumento conveniente per una soluzione robusta ed accurata di problemi inversi di diffusione elettromagnetica.

Fig.2 Convenienza del modello CS-EB

E' d'altro canto interessante notare che il modello CS risulta sempre preferibile nel caso in cui l'oggetto

diffusore è una cavità (dove  $\chi_{Re} < 0$ ).

Seppure il modello CS-EB è stato concepito per il caso di scenari con perdite, è interessante analizzare il caso in cui **scenario e diffusori** sono entrambi **privi di perdite**. Supponiamo inoltre di poter usare R come un *grado di libertà* mediante il quale poter eventualmente ottimizzare le caratteristiche del modello CS-EB. Se R è tale che  $H_1^{(2)}(k_bR)$  è puramente reale, ovvero

$$Y_1(k_b R) = 0 \tag{13}$$

dove  $Y_1(\circ)$  è la funzione di Bessel di seconda specie e di ordine 1, risulta:

$$p(\mathbf{r}) = \chi(\mathbf{r}) / \{ [1 + \chi(\mathbf{r})] - j\chi(\mathbf{r}) 0.5\pi k_b R J_1(k_b R) J_0(k_b \mathbf{r}) \}$$
(14)

sicchè  $|p(\mathbf{r})| < |\chi(\mathbf{r})|$  per ogni  $\mathbf{r}$ , purchè  $\chi_{Re} > 0$ . Quindi, pur di scegliere opportunamente R, il modello CS-EB risulta di interesse (e preferibile al CS per un vasto insieme di casi) anche nel caso di scenari senza perdite. Nuovamente, il CS [2] risulta preferibile nel caso in cui il diffusore è una cavità.

Un possibile sviluppo delle analisi di cui sopra riguarda la ricerca di opportune ibridizzazioni dei modelli CS e CS-EB tali da avvantaggiarsi delle complementari caratteristiche dei due approcci.

#### RIFERIMENTI

[1] T. Isernia et al., "New tools and series for forward and inverse scattering problems in lossy media", *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters, vol.1, no.4, October 2004.* 

[2] P. M. van den Berg et al., "Contrast source inversion method: state of art", *Progress in Electromagnetic Research, vol.34, pp. 189-218, 2001.* 

[3] T. Isernia et al., "A novel effective model for solving 3D inverse scattering problems in lossy scenarios", *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters, July 2006 (in stampa)*.

# UN ALGORITMO DI INVERSIONE LINEARE PER LA DIAGNOSTICA DI STRUTTURE MURARIE

F. Soldovieri\*, A. Brancaccio\*\*, G. Leone\*\*\*, R. Pierri\*\*

 \* Istituto per il Rilevamento Elettromagnetico dell'Ambiente (IREA-CNR), Via Diocleziano 328, 80124 Napoli <u>soldovieri.f@irea.cnr.it</u>
 \*\*Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Seconda Università di Napoli Via Roma 29, 81031 Aversa
 \*\*\* DIMET, Università Mediterranea di Reggio Calabria Via Graziella Feo di Vito, 89060 Reggio Calabria

#### Abstract

This paper deals with the problem of the localization of a slab embedded in a homogeneous medium for a half-space geometry and under a multi-frequency plane wave incidence. The problem is tackled by resorting to a linear model of the electromagnetic scattering and is formulated in terms of unknown "distributions" whose supports coincide with the locations of the interfaces of the slab. The inversion of the resulting linear integral relationship is regularized thanks to the Singular Value Decomposition tool, that also allows to analyze the reconstruction capabilities of the solution algorithm in dependence of the properties of the investigated medium and of the exploited work frequency band. Finally, some reconstruction with experimental data are shown.

### INTRODUZIONE

La diagnostica non invasiva di strutture murarie riveste particolare importanza in diversi contesti applicativi che vanno dalla diagnostica di beni culturali all'archeologia e all'ingegneria civile. La tecnica basata sul georadar [1] è largamente utilizzata per tale tipo di diagnostica anche per la portabilità, la semplicità d'uso e la flessibilità della strumentazione. Tuttavia, nonostante l'ormai largo campo di applicazioni, la modalità attuale di funzionamento della strumentazione georadar, presenta una cruciale limitazione: l'interpretazione dei radargrammi risulta fortemente dipendente dall'esperienza dell'utente e dalle informazioni a priori disponibili. Le limitazione citata deriva dal fatto che non vengono sfruttate in alcun modo le informazioni relative al legame matematico tra i dati, ossia le misure effettuate, e l'incognita del problema, ossia forma, posizione, proprietà chimico/fisiche degli "oggetti" (vuoti, lesioni strutturali) "immersi" nel mezzo ospitante (nel caso in esame, murature, ponti, dighe). Risulta quindi necessaria la messa a punto, l'analisi e la validazione di approcci di soluzione che risolvono il problema della diffusione elettromagnetica inversa.

In questo lavoro viene affrontato il problema relativo alla diagnostica elettromagnetica delle murature in una geometria semplificata 1D (oggetti variabili solo in profondità) nel caso di incidenza di un'onda piana a differenti frequenze (approccio multifrequenza). In

particolare, viene qui sfruttata una formulazione del problema basata su distribuzioni il cui supporto coincide con la posizione delle interfacce cercate [2]. Lo studio del problema nelle condizioni sopraccitate oltre ad essere interessante in sé per le sue implicazioni applicative costituisce il passo preliminare a geometrie e configurazioni di misura più complicate.

Viene qui presentato, dunque, un algoritmo per il rilevamento e la localizzazione delle interfacce di uno strato immerso. Tale algoritmo è basato su un'approssimazione lineare della diffusione elettromagnetica che trascura le mutue interazioni fra le interfacce dello strato e fra queste ultime e l'interfaccia aria/muratura. In tal modo, è possibile da un lato rimuovere la non linearità del problema e dall'altro sfruttare i risultati presenti in letteratura per la regolarizzazione del problema. I suddetti vantaggi permettono di effettuare l'analisi delle capacità di ricostruzione dell'algoritmo al variare dello scenario di riferimento (permittività dielettrica e conducibilità della muratura, estensione del dominio di investigazione) e dei parametri della configurazione di misura (estensione ed allocazione della banda di frequenza). Inoltre, la possibilità di regolarizzare il problema, ovvero di ottenere una soluzione stabile rispetto al rumore ed alle incertezze sui dati, consente l'impiego dell'algoritmo di ricostruzione anche nelle condizioni operative di mezzo ospite con perdite, come sarà mostrato in seguito.

## FORMULAZIONE DEL PROBLEMA

Si consideri uno strato dielettrico, di cui si conosce la permittività dielettrica  $\varepsilon_r$  ma non lo spessore e la posizione, immerso in un semispazio omogeneo di caratteristiche elettromagnetiche note (figura 1). Un'onda piana unitaria incida sull'interfaccia di separazione aria semispazio,  $E_{inc}(z, f) = \exp(-j\beta_0 z)$ , dove  $\beta_0 = 2\pi f \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$  è il numero d'onda nello spazio libero a differenti frequenze  $f \in [f_{\min}, f_{\max}]$ .

La localizzazione delle posizioni  $z_1$  e  $z_2$  delle interfacce è fatta a partire dalla conoscenza del campo diffuso all'ascissa z = 0. Il campo diffuso  $E_s(0, f)$  è definito come la differenza tra il campo effettivamente riflesso e quello riflesso dal solo mezzo ospite, in assenza dello strato immerso, e può essere riscritto come differenza dei rispettivi coefficienti di riflessione. Il legame tra il dato (campo diffuso) e le incognite (posizioni delle interfacce) del problema è non lineare, e può essere linearizzato in due passi.

Innanzi tutto, assumendo l'ipotesi di piccole riflessioni [3], il coefficiente di riflessione all'ascissa z = 0 può essere espresso come la sovrapposizione di coefficienti di riflessione locali, ciascuno sfasato per tener conto della distanza elettrica tra la corrispondente interfaccia e il punto di osservazione:

$$\Gamma(0, f) \cong \Gamma_b + \Gamma_1 \exp(-j2\beta_b z_1) \exp(-2\alpha z_1) + \Gamma_2 \exp(-j2\beta_b z_1) \exp(-2\alpha z_1) \exp\left[-j2\beta_0 \sqrt{\varepsilon_r} (z_2 - z_1)\right]$$
(1)

dove  $k_b = \beta_b - j\alpha = 2\pi f \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_b} - j\sigma/2 \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0 \varepsilon_b}$  è il numero d'onda nel semispazio omogeneo calcolato nel caso di piccole perdite,  $\varepsilon_b$  e  $\sigma$  sono la permittività dielettrica e la conducibilità del mezzo ospite,  $\Gamma_b$ ,  $\Gamma_1$  e  $\Gamma_2$  sono rispettivamente i coefficienti di riflessione locali all'interfaccia aria-semispazio e alle due interfacce dello strato.



Fig. 2. Ricostruzione di uno strato immerso in un mezzo con perdite per diversi valori di conducibilità 0 S/m (sopra); 0.001 S/m (centro); 0.005 (sotto).

Il secondo passo consiste nell'introdurre la distribuzione:

$$\hat{\Gamma}(z) = \Gamma_1 \delta(z - z_1) + \Gamma_2 \exp(2\alpha(\sqrt{\varepsilon_r / \varepsilon_b} (z_2 - z_1))\delta\left\{z - \left[z_2 + \left(\sqrt{\varepsilon_r / \varepsilon_b} - 1\right)(z_2 - z_1)\right]\right\}$$
(2)  
If problems può così essere formulato come inversione della equazione integrale [2]:

Il problema può così essere formulato come inversione della equazione integrale [2]:

$$E_{s}(0,f) = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \hat{\Gamma}(z) \exp(-j2\beta_{b}z) \exp(-2\alpha z) dz$$
(3)

dove  $\beta_b$  tiene conto della propagazione e  $\alpha$  del decadimento esponenziale del campo elettromagnetico nel mezzo ospite.

La relazione lineare così introdotta viene invertita mediante un algoritmo che usa la decomposizione ai valori singolari. Le interfacce cercate vengono individuate come i massimi relativi della funzione ricostruita, opportunamente delocalizzati. Si noti che, se  $\alpha=0$ , si ricade nel caso di mezzo senza perdite e l'operatore (3) è di tipo trasformata di Fourier troncata, per il quale è nota la Decomposizione in Valori Singolari (SVD), che fornisce un potente strumento sia di analisi sia di risoluzione regolarizzata del problema.

# **RISULTATI NUMERICI E SPERIMENTALI**

In fig. 2 è riportato un esempio, basato su dati simulati, di ricostruzione tramite l'algoritmo di SVD troncata, di uno strato con permittività  $\varepsilon_r = 9$ , spessore  $z_2 - z_1 = 20$ cm e prima interfaccia localizzata in  $z_1 = 30$  cm; lo strato è immerso in un mezzo con permittività  $\varepsilon_b = 4$  e diversi valori di conducibilità. L'algoritmo di ricostruzione è stato anche validato sperimentalmente elaborando misure raccolte nell'ambito di una campagna per la diagnostica del Campanile della Chiesa del Carmine, sito in piazza Mercato, a Napoli nell'ambito del progetto di ricerca **TE**cnologie e **M**ateriali innovativi per la **P**rotezione sismica degli Edifici **S**torici (TEMPES) finanziato nell'ambito del PON. L'obiettivo era la ricerca di discontinuità all'interno della struttura rappresentative di intercapedini e/o disomogeneità nei materiali di costruzione. Le misure sono state effettuate grazie ad una strumentazione portabile costituita da un analizzatore vettoriale, da due antenne (una trasmittente ed una ricevente) e da cavi di collegamento RF. In particolare, si sono impiegati due diversi tipi di antenne: una coppia di antenne 'bow-tie' con banda di frequenza che va da 300 a 700 MHz; un'altra coppia di antenne 'ridged horn' con banda di frequenza nominale che va da 800 MHz a 5 GHz. La campagna di misura ha riguardato quasi tutti i livelli del campanile (vedi figura 2). A titolo di esempio della qualità delle ricostruzioni ottenute in Figura 4 viene riportata una ricostruzione tomografica relativa al Livello 5 da dati di campo raccolti con le antenne ridged horn.



#### REFERENCES

[1] D. Daniels, Ed., Ground Penetrating Radar, 2nd ed. London, U.K.: IEE Press, 2004.

[2] R. Solimene, R. Pierri, "Localization of a planar perfect-electric-conducting interface embedded in a half-space", *Journal of the Optics A: Pure and Applied Optics*, vol.8, pp. 10-16, 2006.

[3] R.E. Collin, Foundations for Microwave Engineering, IEEE Press, 2<sup>nd</sup> Edition, 1992.

[4] R. Pierri, A. Brancaccio G. Leone, F. Soldovieri, "Electromagnetic prospection via homogeneous and inhomogeneous plane waves: the case of an embedded slab", *AEU International Journal of Electronics and Communications*, Vol. 56, no1, pp. 11-18, 2002.

# DIVERSITA' ANGOLARE PER LA LOCALIZZAZIONE DI INTERFACCE PLANARI

Raffaella Barresi, Giovanni Leone, Raffaele Solimene

Dipartimento di Informatica, Matematica, Elettronica e Trasporti Università Mediterranea di Reggio Calabria Via Graziella, 89060 Reggio Calabria giovanni.leone@unirc.it

# Abstract

This paper deals with the problem of the localization of a planar interface embedded in a dielectric half-space from the knowledge of the scattered electric field under plane wave multiview configuration. The problem is defined as the inversion of a linear operator and is regularized through the Singular Value Decomposition (SVD) truncated scheme. Initially, we analyze the problem in a two- layered medium and discuss the effect of the reflection coefficient on the behavior of the singular values and the resolution. Then, we turn to the three-layered medium in multifrequency and multiview configuration.

# INTRODUZIONE

In questo articolo si affronta il problema della localizzazione della seconda interfaccia piana di un mezzo a tre strati illuminato da onde piane con angolo di incidenza variabile a partire dalla conoscenza del campo diffuso. Il problema diretto è affrontato introducendo un operatore lineare che lega la posizione incognita dell'interfaccia al campo diffuso. In seguito, per l'inversione è utilizzata la SVD e il problema viene regolarizzato tramite la SVD troncata.

Preliminarmente viene considerato il campo diffuso in un mezzo a due strati e viene studiato numericamente l'effetto della variabilità del coefficiente di riflessione con l'angolo di incidenza sull'andamento dei valori singolari e sulla risoluzione; in seguito si passa al caso di mezzo a tre strati. Quest'ultima analisi è effettuata in configurazione multifrequenza e in configurazione multivista.

# MEZZO A DUE STRATI

In questa sezione si discute la localizzazione dell'interfaccia piana di un mezzo dielettrico a due strati illuminato da un'onda piana con diversi angoli di incidenza, a partire dalla conoscenza del campo diffuso. In figura 1 è mostrata la geometria di riferimento illuminata da onde piane con polarizzazione TM.

In questa situazione il campo diffuso dipende da  $E_s = \Gamma_{1,2}e^{-2jk_1\cos\vartheta_i d}$  dove  $\Gamma_{1,2}$  è il coefficiente di riflessione sull'interfaccia,  $k_I$  è la costante di propagazione del mezzo 1 che supponiamo uguale al vuoto,  $\vartheta_i$  è l'angolo di incidenza variabile dell'onda e d è la posizione incognita della discontinuità. Sfruttando le proprietà dell'impulso di Dirac e

supponendo di conoscere a priori l'intervallo  $[z_{\min}; z_{\max}]$  in cui si trova l'interfaccia incognita, il campo diffuso può essere riscritto come

$$E_{S}(\widetilde{k}) = \Gamma_{12}(\widetilde{k}) \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} e^{-2j\widetilde{k}z} \delta(z-d) dz \qquad \qquad \widetilde{k} \in [k_{\min}, k_{\max}] \qquad (1)$$

dove  $\widetilde{k} = k_1 \cos \theta_i$  è la variabile di osservazione.



Figura 1 Geometria del problema

Chiamando A l'operatore integrale in (1), si ottiene che

$$(AA^*E_s)(\widetilde{k}) = \Gamma(\widetilde{k}) \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} E_s(u) \Gamma^*(u) e^{-2jz_0(\widetilde{k}-u)} \frac{\sin(2z_M(\widetilde{k}-u))}{\widetilde{k}-u} du$$
(2)

La SVD analitica dell'operatore integrale (1) non è nota, ma si possono determinare numericamente alcune sue proprietà e svolgere alcune considerazioni sulla risoluzione della ricostruzione ottenibile. Infatti questo operatore ha il nucleo dell'operatore di Slepian [1] moltiplicato per il coefficiente di riflessione, funzione di  $\tilde{k}$ . Nella polarizzazione TM il coefficiente di riflessione è una funzione decrescente di  $\tilde{k}$  e, dal teorema di Courant-Fischer, si può dimostrare che gli autovalori dell'operatore (2) devono essere compresi fra gli autovalori dello stesso operatore con  $\Gamma = \min_{\tilde{k}} \Gamma(\tilde{k})$  e

$$\Gamma = \max_{\widetilde{k}} \Gamma(\widetilde{k}) \, .$$

Inoltre nella polarizzazione TM il coefficiente di riflessione attenua il nucleo dell'operatore di Slepian e all'aumentare della costante dielettrica del mezzo l'attenuazione diminuisce, come mostrato in figura 2. Questi valori singolari presentano un gradino in  $N = \frac{(k_{\text{max}} - k_{\text{min}})(z_{\text{max}} - z_{\text{min}})}{\pi}$ ; troncando la SVD al di sopra di tale valore si ottiene la risoluzione  $\delta z < \pi / (k_{\text{max}} - k_{\text{min}})$ , che coincide con la risoluzione ottenibile con l'operatore di Slepian, ed essa aumenta con la costante dielettrica del mezzo 2 come mostrato in figura 3.



# **MEZZO A TRE STRATI**

In questa sezione si considera la geometria mostrata in figura 4 nel caso di incidenza normale con variazione in frequenza e nel caso multivista. Inoltre, si suppone che il mezzo 3 sia un conduttore elettrico perfetto mentre il mezzo 1 sia vuoto.



#### a) Configurazione multifrequenza incidenza normale

In questo caso il campo diffuso è dato dalla somma di infinite riflessioni ma, arrestando questa somma ai primi due termini l'operatore integrale da invertire diventa

$$(\aleph f)(k_2) = (\Gamma^2 - 1) \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} (e^{-2jk_2z} + \Gamma e^{-4jk_2z}) f(z) dz \qquad k_2 \in [k_{\min}, k_{\max}]$$
(3)

dove  $\Gamma$  è il coefficiente di riflessione all'interfaccia fra il mezzo 1 e 2,  $k_2$  è la costante di propagazione del mezzo 2.

In questo caso la curva dei valori singolari ha un andamento a gradini (come mostrato in figura 5) e troncando in corrispondenza del primo gradino la risoluzione  $\delta z = \pi/(k_{\text{max}} - k_{\text{min}})$  mentre troncando al secondo gradino la risoluzione diventa  $\delta z \leq \pi/3(k_{\text{max}} - k_{\text{min}})$  [2].

#### b) Configurazione multivista

L'operatore associato al campo diffuso arrestato ai primi due termini della somma è

$$(Af)(\widetilde{k}) = (\Gamma^{2}(\widetilde{k}) - 1) \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} (e^{-2j\widetilde{k}z} + \Gamma(\widetilde{k})e^{-4j\widetilde{k}z}) f(z) dz \qquad \widetilde{k} \in [k_{\min}, k_{\max}]$$
(4)

dove  $\tilde{k} = k_2 \cos \vartheta_t \cos \vartheta_t \cos \vartheta_t$  angolo di trasmissione. In figura 6 è riportato l'andamento dei valori singolari. L'ampiezza del dominio di osservazione è limitata dall'ampiezza dell'angolo  $\vartheta_t$  che aumenta al diminuire della costante dielettrica del secondo mezzo che, per questo motivo, nell'esempio in figura è stata scelta pari a 2. La curva inoltre non presenta più andamento a gradino ma si osserva che è inizialmente concava e poi decade rapidamente a zero in modo che il numero complessivo dei valori singolari sia ancora pari a  $N = \frac{(k_{\text{max}} - k_{\text{min}})(z_{\text{max}} - z_{\text{min}})}{\pi}$ .



### CONCLUSIONI

E' stato studiato l'andamento dei valori singolari nel caso di configurazione multivista in 2 strati, configurazione multifrequenza e multivista in un mezzo a 3 strati e sono state svolte delle considerazioni sulla risoluzione spaziale. Nel caso di mezzo a due strati è stato ricavato un limite inferiore per la risoluzione  $\delta_z$ ; nel caso di mezzo a tre strati si è visto che nella configurazione multivista l'andamento dei valori singolari è inizialmente concavo e poi cade rapidamente a zero fino ad un indice N.

#### **BIBLIOGRAFIA**

[1] D. Slepian and H. O. Pollak, "Prolate spheroidal wave functions, Fourier analysis and uncertainty\_I," Bell Syst. Tech. J., vol.40, pp.43-64, (1961)

[2] R. Solimene, R. Pierri, "Localization of a planar perfect-electric-conducting interface embedded in a half-space", *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 8, pp. 10-16, 2006.

# NEAR FIELD–FAR FIELD TRANSFORMATION FROM IRREGULARLY SPACED DATA ACQUIRED VIA THE PLANAR-WIDE-MESH-SCANNING

F. D'Agostino<sup>1</sup>, C. Gennarelli<sup>1</sup>, R. Guerriero<sup>1</sup>, M. Migliozzi<sup>1</sup>, C. Savarese<sup>2</sup>

<sup>1</sup> D.I.I.I.E. - Università di Salerno, via Ponte Don Melillo, 84084 Fisciano (SA)
 <sup>2</sup> D.T. - Università "Parthenope", via Acton 38, 80133 Napoli

#### Abstract

An efficient technique to reconstruct the field radiated by an antenna in the far-field region from the knowledge of its nonuniformly distributed samples collected via the planarwide-mesh-scanning is developed in this work. To this end, the singular value decomposition method is applied to evaluate the uniformly spaced samples, whose positions are fixed by a nonredundant sampling representation of the field. Then, the near-field data required by the classical plane-rectangular near-field-far-field transformation are efficiently evaluated via an optimal sampling interpolation algorithm. Numerical tests assessing the efficiency and the stability of the process are reported.

#### **1. INTRODUCTION**

An efficient near-field – far-field (NF–FF) transformation technique using the innovative planar wide-mesh scanning (PWMS) has been recently developed in [1] by considering the antenna under test (AUT) as enclosed in an oblate ellipsoid, a source modelling particularly suitable to deal with quasi-planar antennas. Such a technique is based on the theoretical results concerning the nonredundant sampling representations of the radiated electromagnetic (EM) fields [2] and on the use of an optimal sampling interpolation (OSI) formula for recovering the NF data required by the NF–FF transformation with plane-rectangular scan [3] from those collected via PWMS. Unfortunately,



Fig. 1 - Geometry of the problem.

due to an inaccurate control of the positioning systems, it may be unpractical, especially at high frequencies, to get uniformly spaced NF measurements. On the other hand, the samples position can be accurately read by optical devices. Accordingly, the development of an efficient algorithm, which allows an accurate and stable field reconstruction from the irregularly spaced data (see Fig. 1), becomes relevant. Formulas present in literature for the direct reconstruction from nonuniformly spaced samples are valid only for particular sampling points arrangements, are cumbersome, not user friendly and unstable [4]. Twodimensional algorithms for recovering the uniform samples from those irregularly spaced on planar, cylindrical or far-field spherical surfaces have been proposed in [4, 5]. These algorithms use an iterative technique which converges only if it is possible to build a biunique correspondence between the nonuniform samples and a lattice of regularly spaced ones, which associates at each uniform sampling point the nearest nonuniform one. With reference to the field reconstruction on a plane, this limitation has been overcome in [6] by developing an approach based on the use of the singular value decomposition (SVD) method which allows the reconstruction of the uniform plane-polar data. As shown in [6], this latter approach is more convenient than that based on the iterative technique, since it is more flexible and allows one to take advantage of data redundancy for increasing the algorithm stability. The goal of this work is just the extension of the NF-FF transformation with PWMS to the case of nonuniform NF data. For brevity, only the case of an ideal probe will be considered, the generalization to the case of a real probe being straightforward.

#### 2. SUMMARY OF PREVIOUS RESULTS

In this section we report the key results [1] relevant to a nonredundant sampling representation of the EM field radiated by an antenna enclosed in an oblate ellipsoid  $\Sigma$  having major and minor semi-axes equal to a and b and observed on a NF plane located at a distance d (see Fig. 1). According to [2], let us introduce the "reduced electric field"  $\underline{F}(\xi) = \underline{E}(\xi) \exp(j\gamma(\xi))$ , where  $\gamma(\xi)$  is a proper phase function and  $\xi$  is an optimal parameter used to describe the observation curve on the plane. The bandlimitation error, occurring when the reduced field is approximated by a spatially bandlimited function, becomes negligible as the bandwidth exceeds a critical value  $W_{\xi}$  [2]. Therefore such an error can be effectively controlled by choosing a bandwidth equal to  $\chi'W_{\xi}, \chi'>1$  being an excess bandwidth factor. When the observation curve is a radial line, as the x' (or y') axis, by adopting  $W_{\xi} = \beta \ell'/2\pi$  ( $\beta$  is the wavenumber and  $\ell'$  is the length of the ellipse obtained as intersection between a meridian plane and  $\Sigma$ ), we get [1]:

$$\gamma = \beta a \left[ v \sqrt{\frac{v^2 - 1}{v^2 - \varepsilon^2}} - E \left( \cos^{-1} \sqrt{\frac{1 - \varepsilon^2}{v^2 - \varepsilon^2}} \left| \varepsilon^2 \right) \right]; \quad \xi = (\pi/2) \left[ E \left( \sin^{-1} u \right| \varepsilon^2 \right) / E \left( \pi/2 \left| \varepsilon^2 \right) \right]$$
(1)

where  $E(\cdot|\cdot)$  is the elliptic integral of second kind,  $\varepsilon = f/a$  is the ellipsoid eccentricity, and  $u = (r_1 - r_2)/2f$ ,  $v = (r_1 + r_2)/2a$  are the elliptic coordinates,  $r_{1,2}$  being the distances from P to the foci and 2f the focal distance.

In order to factorize the two-dimensional interpolation scheme into one-dimensional OSI expansions along lines, it is mandatory to adopt the same parameter  $\xi$  ( $\eta$ ) given by (1) for describing all lines parallel to the x' (y') axis. As a consequence, the samples spacing on them is the same of the x' (y') axis (Fig. 1). This corresponds to use a parameter that does not make constant the local bandwidth. Since this last is always less or equal than  $W_{\xi}$ , no further representation error is introduced. The so obtained grid has meshes wider and wider when going away from the center. For what concerns the phase function  $\gamma$ , expression (1) can be still adopted. Accordingly, at any observation point P on the plane, each field component can be evaluated via the following OSI expansion [1]:

$$F_{x,y}(\xi,\eta) = \sum_{n=n_0-q+1}^{n_0+q} F_{x,y}(\xi_n,\eta) \Omega_N(\xi-\xi_n) D_{N''}(\xi-\xi_n)$$
(2)

where  $n_0 = Int(\xi / \Delta \xi)$ , 2q is the number of retained samples along  $\xi$ ,  $D_{N''}(\cdot)$  and  $\Omega_N(\cdot)$  are the Dirichlet and Tschebyscheff Sampling (TS) functions, respectively [2],

$$\xi_{n} = n\Delta\xi = 2n\pi/(2N''+1); \quad N'' = Int(\chi N') + 1; \quad N' = Int(\chi' W_{\xi}) + 1; \quad N = N'' - N'$$
(3)

 $\chi > 1$  being the oversampling factor. Moreover,  $F_{x,y}(\xi_n, \eta)$  are the intermediate uniform samples that can be evaluated by interpolating along  $\eta$  the PMWS uniform samples via an OSI formula quite similar to (2).

#### 3. NF-FF TRANSFORMATION FROM NONUNIFORMLY SPACED SAMPLES

Let us suppose that the nonuniformly distributed samples lie on irregularly spaced lines parallel to the x' axis (Fig. 1). This is a realistic hypothesis in a PWMS facility. Accordingly, the field at the observation point P is obtained as follows. For each line parallel to x' axis, SVD is used for evaluating the uniformly spaced samples from the nonuniform ones. When the uniform samples on such lines are so determined, the OSI expansion is employed to determine the intermediate samples on the line through P parallel to the y' axis. Since the intermediate samples are nonuniformly distributed on the considered line, the field at P is found in analogous way by recovering the regularly spaced intermediate samples again via SVD and then interpolating these last.

In particular, given a sequence of  $K \ge 2N''+1$  nonuniform sampling points  $(\xi_k, \overline{\eta}_j)$  on a nonuniform line parallel to the x' axis at  $\overline{\eta}_j$ , a reduced field component at each nonuniform sampling point can be determined by applying the OSI expansion (2). The corre-

sponding system can be rewritten in the matrix form  $\underline{\underline{A}} = \underline{\underline{b}}$ , where  $\underline{\underline{A}}$  is the  $K \times (2N''+1)$  matrix, whose elements  $a_{kn} = \Omega_N(\overline{\xi}_k - \xi_n) D_{N''}(\overline{\xi}_k - \overline{\xi}_n)$  are given by the weight functions in the considered OSI expansion,  $\underline{\underline{b}}$  is the sequence  $F_{x,y}(\overline{\xi}_k, \overline{\eta}_j)$  of the known nonuniform samples, and <u>x</u> is the sequence of the unknown uniformly distributed ones  $F_{x,y}(\xi_n, \overline{\eta}_i)$ . Obviously, for a fixed row k, the matrix elements are equal to zero if the index n is out of the range  $[n_0(\overline{\xi}_k,\overline{\eta}_i)-q+1,n_0(\overline{\xi}_k,\overline{\eta}_i)+q]$ . The best approximated solution in the least squares sense of this overdetermined linear system is obtained via SVD. When these uniformly spaced samples are so determined, the OSI expansion along  $\xi$  is employed to determine the intermediate samples on the line parallel to the y' axis passing through P. These last are nonuniformly distributed on the considered line, so that the previous step must be repeated to find the field at P. From the computational viewpoint, it is convenient to apply the described procedure for recovering the uniformly spaced PWMS samples and then reconstruct the plane-rectangular data via the two-dimensional OSI expansion.

#### 4. NUMERICAL RESULTS

The simulation refers to a uniform planar circular array having radius equal to  $15.6 \lambda, \lambda$ being the wavelength. Its elements, radially and azimuthally spaced of  $0.6 \lambda$ , are elemented tary Huygens sources linearly polarized along the y axis. Accordingly, an ellipsoidal source modelling with  $2a = 32 \lambda$  and  $2b = 4 \lambda$  has been used. The scanning plane is  $18 \lambda$  away from the antenna center and the samples lie in a  $100\lambda \times 100\lambda$  square, apart from the guard samples. The nonuniform samples have been generated by imposing that the distances in  $\xi$ and  $\eta$  between the position of each nonuniform sample and the associate uniform one are random variables uniformly distributed in  $(-\Delta\xi/2, \Delta\xi/2)$  and  $(-\Delta\eta/2, \Delta\eta/2)$ , respectively. It must be stressed that this assumption represents a pessimistic hypothesis in a real scanning procedure.

Figures 2 and 3 show the reconstruction of the y-component (the most significant one) on two x'-directed lines of the square grid at  $y'=0.8\lambda$  and  $y'=30\lambda$ . As can be seen, there is a very good agreement between the exact curves and the reconstructed ones. To asses in a more quantitative way the algorithm performances, the maximum and mean-square errors in the reconstruction of the uniform samples have been evaluated. They are normalized to the field maximum value on the plane and have been obtained by comparing the reconstructed and the exact uniform samples in the central zone of the scanning plane. Figure 4 show such errors for  $\chi = 1.20$  and  $\chi' = 1.20$ , when varying p = q from 3 to 15. As can be seen, the errors decrease up to very low values on increasing the number of retained samples, thus assessing the effectiveness of the procedure. The algorithm stability has been in-

vestigated by adding random errors to the exact samples. These errors simulate a background noise (bounded to  $\Delta a \ dB$ in amplitude and with arbitrary phase) and an uncertainty on the field samples of  $\pm \Delta a_r$  in amplitude and  $\pm \Delta \psi$  in phase. As shown in Fig. 5, the reconstruction process is stable. In any case, as previously stated, the stability can be improved by increasing the data redundancy. The proposed algorithm has been applied to efficiently recover the data needed for the NF-FF transformation with plane rectangular scanning [3]. In Fig. 6, the reconstructed E-plane pattern is compared with the exact far field. As can be seen, the FF reconstruction process is very accurate, thus Fig.2 - Amplitude of the NF y-component on a assessing the effectiveness of the developed technique.



x' directed line at  $y' = 0.8\lambda$ . Solid line: exact. Crosses: interpolated.



Fig.3 - Amplitude of the NF y-component on a x' directed line at y' =  $30\lambda$ . Solid line: exact. Crosses: interpolated.



Fig.5 - Amplitude of the NF y-component on a x' directed line at  $y' = 0.8\lambda$ . Solid line: exact. Crosses: interpolated from error affected data.



Fig.4 - Normalized errors.



Fig.6 - FF pattern in the E-plane. Solid line: exact. Crosses: reconstructed from nonuniform NF data.

### REFERENCES

- [1] N.Cacciopoli, C.Gennarelli, G.Riccio, and C.Savarese, "The planar wide-mesh grid: an effective scanning for far-field reconstruction," *IEEE AP-S Symposium*, Washington, USA, paper n. S085P06A.pdf, 2005.
- [2] O.M.Bucci, C.Gennarelli, and C.Savarese, "Representation of electromagnetic fields over arbitrary surfaces by a finite and nonredundant number of samples," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 46, pp. 351-359, 1998.
- [3] D.T.Paris, W.M.Leach, Jr., and E.B.Joy, "Basic theory of probe-compensated near-field measurements," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-26, pp. 373-379, 1978.
- [4] O.M.Bucci, C.Gennarelli, and C.Savarese, "Interpolation of electromagnetic radiated fields over a plane from nonuniform samples," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-41, pp. 1501-1508, 1993.
- [5] O.M.Bucci, C.Gennarelli, G.Riccio, and C.Savarese, "Electromagnetic fields interpolation from nonuniform samples over spherical and cylindrical surfaces," *IEE Proc. – Microwaves Antennas Propagat.*, vol. 141, pp. 77-84, 1994.
- [6] F.Ferrara, C.Gennarelli, G.Riccio, and C.Savarese, "Far field reconstruction from nonuniformly plane-polar data: a SVD based approach," *Electromagnetics*, vol. 23, pp. 417-429, 2003.

# TECNICA DI FOCALIZZAZIONE IN CAMPO VICINO PER TEST DI SISTEMI RADAR AD ARRAY

M. Ciattaglia, L. Infante, S.Mosca Antenna and Microwave Dept., Selex SI, Via Tiburtina km 12.400, 00131 Roma, Italia A. Crisafulli, M. Albani, Dip. di Fisica della Materia e Tecnologie Fisiche avanzate, Università di Messina, Italia

#### Abstract

Tests on phased array radar systems are typically performed in far field test ranges, which, in the case of large radar antennas, imply very large distances, an uncontrolled outdoor environment and limitations on the number of test probes to be deployed. This paper addresses the possibility to perform tests on a phased array radar system in a near field test facility. In order to produce a synthetic electromagnetic far field environment in an anechoic chamber, a new focusing technique for phased linear array is presented. The array element amplitudes and phases of the antenna under test have to be modified in order to obtain a near field (NF) pattern which is as close as possible to the operative far field (FF) pattern of the radar. An analysis of the radiation phenomena in far field and near field is performed, and a relation between the far field and near field interference patterns is presented, which permits to synthesize a focused near field. Numerical results will be shown, as well as measurements performed at SELEX-SI near field facility.

### INTRODUZIONE

I sistemi radar a phased array sono usualmente collaudati prima del posizionamento in sito. Un test completo su di un sistema radar include l'analisi delle sue prestazioni in termini di portata, accuratezza nella stima angolare, detezione monopulse, robustezza al clutter e al jamming tramite algoritmi adattivi. Le prove sui sistemi radar sono di solito realizzate su test ranges in campo lontano con l'utilizzo di probes opportunamente dislocati nello spazio circostante l'antenna utilizzati per la generazione di target sintetici. Antenne phased array di grandi dimensioni di solito richiedono grandi test ranges tipicamente all'esterno e quindi dispongono di un ambiente non controllato che può essere limitante per alcune prove. Un'altra limitazione dei test range convenzionali è il numero di sonde che possono essere disposte nel campo lontano del radar.

Una nuova procedura di verifica può essere utilizzata per superare le limitazioni precedentemente descritte riguardo ai far-field test range. Tale procedura permette di sintetizzare un campo elettromagnetico sintetico tra l'antenna radar e i probes, in modo da testare il sistema radar in tempo reale, focalizzando il phased array alla distanza del probe. Questo metodo è stato già proposto per valutare le prestazioni dei nulli adattivi per antenne phased array in zona vicina [1]: in tal caso è stata utilizzata una tecnica di focalizzazione semplice che agisce solo sulla fase degli elementi radianti. In [2] è stata utilizzata una tecnica di focalizzazione che corregge le ampiezze e le fasi degli elementi dell'array in modo tale da ottenere un buon accordo tra il campo lontano effettivo e il campo vicino, senza alcuna formalizzazione del problema di sintesi. Nel presente articolo si mostra una formulazione analitica del problema di focalizzazione con la ricerca di una nuova tecnica che permetta di trovare dei pesi complessi di ampiezza e fase basandosi sulla relazione tra le interferenze dei patterns in zona vicina e lontana.

### FORMULAZIONE

Si assuma che l'antenna sotto test sia un array di lunghezza D composto da N elementi isotropi posizionati lungo l'asse z, come mostrato in Fig. 1:



Fig. 1. sinistra) Geometria per misure di pattern d'array focalizzato;

#### destra) Confronto dei NF sintetizzati con metodo MI.

Il campo totale irradiato dall'array, alla distanza r e direzione  $\theta_m$ , trascurando l'accoppiamento mutuo, può essere espresso come

$$E(r,\theta_m) = \sum_{n=1}^N A_n \frac{\exp(-jkr_n(r,\theta_m))}{r_n(r,\theta_m)} = \sum_{n=1}^N A_n z_{nm}$$
(1)

dove  $r_n(r,\theta_m) = \sqrt{r^2 + z_n^2 - 2rz_n \sin \theta_m}$ ,  $A_n$  sono i pesi complessi d'eccitazione degli elementi radianti,  $z_n$  sono le posizioni degli elementi e k è la costante di propagazione dello spazio libero. La distanza d'osservazione r e l'angolo  $\theta_m$  sono correlate ad una particolare geometria di scansione tra il probe e l'array sotto test.

Definendo una matrice di propagazione Z i cui elementi sono i termini  $z_{nm}$ , la (1) può essere riscritta in termini matriciali come

$$\mathbf{E} = \mathbf{\underline{Z}}\mathbf{A}, \operatorname{con} \mathbf{E} = \begin{vmatrix} E(\theta_1) \\ E(\theta_2) \\ \vdots \\ E(\theta_M) \end{vmatrix}, \quad \mathbf{A} = \begin{vmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_N \end{vmatrix}, \quad \mathbf{\underline{Z}} = \begin{bmatrix} z_{11} & z_{21} & \cdots & z_{N1} \\ z_{12} & z_{22} & \cdots & z_{N2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ z_{1M} & z_{2M} & \cdots & z_{NM} \end{vmatrix}$$
(2)

Fissando un pattern desiderato (campionato nei punti M=N), i coefficienti d'ampiezza complessi  $A_n$  possono essere ricavati invertendo il sistema lineare (2). In una situazione più generale dove  $M \neq N$ , si può utilizzare la Singular Value Decomposition.

La (2) può essere utilizzata per una procedura di focalizzazione in campo vicino [2]. I coefficienti di illuminazione complessi posso essere semplicemente ricavati invertendo la matrice di propagazione e campionando il pattern desiderato nei nulli e nella posizione del main beam. Questa tecnica di sintesi è qui chiamata Matrix Inversion (MI).

La Fig.1 mostra il campo vicino di un array lineare di 34 elementi calcolato per diversi valori di *R*, utilizzando il metodo precedentemente descritto. Il diagramma di radiazione di un array non uniforme di dimensioni uguali è stato utilizzato come pattern obiettivo. L'idea di far corrispondere gli zeri del far-field con gli zeri del campo vicino

fornisce risultati soddisfacenti soltanto per rapporti R/D grandi. Diminuendo le distanze tra il probe e l'array (bassi valori di R/D), si riduce la regione angolare dove il near-field risultante e il pattern obiettivo sono in accordo. Per piccole distanze (fino a  $R/D \approx 1$ ), il meccanismo di radiazione può essere migliorato considerando una trasformazione opportuna degli zeri in near-field.

# **MODIFIED MATRIX INVERSION**

Nella trattazione seguente l'array è sostituito da una sorgente lineare continua A(z), e la relazione tra sorgente discreta e continua è data dalla somma di Poisson [3]

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_n \delta(z-nd) = \frac{1}{d} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} A(z) \exp(-jk_{z_m} z)$$
(3)

dove  $k_{z_m} = 2\pi m/d$  e *d* è la distanza interelemento.

Nel near field un array può essere focalizzato a una distanza  $R_0$  e angolo  $\theta_0$  cambiando la sola fase degli elementi radianti per compensare il fronte d'onda sferico del probe incidente sull'array [1]:

$$A(z) = |A(z)|\exp(j\angle A(z)) = m(z)\exp(j[R(z,R_0,\theta_0) - R_0])$$
(4)

Il campo associato a questa nuova alimentazione è

$$E(R_{0},\theta) = e^{-jkR_{0}} / (4\pi R_{0}) \int_{-\frac{D}{2}}^{\frac{D}{2}} R_{0}m(z) / R(z,R_{0},\theta) \exp(-jk[R(z,R_{0},\theta) - R(z,R_{0},\theta_{0})]) dz \quad (5)$$

Approssimando la distanza R con una espansione in serie di Taylor al secondo ordine nell'esponenziale e all'ordine 0 al denominatore e valutando asintoticamente l'integrale, il near field può essere espresso nella seguente forma chiusa

$$E(R_{0},\theta) \sim \frac{e^{-jkR\left(\frac{D}{2},R_{0},\theta\right)}}{4\pi R\left(\frac{D}{2},R_{0},\theta\right)} m\left(\frac{D}{2}\right) e^{jk\left[R\left(\frac{D}{2},R_{0},\theta_{0}\right)-R_{0}\right]} / \left(-jk\left[\frac{\frac{D}{2}-R_{0}\sin\theta}{R\left(\frac{D}{2},R_{0},\theta\right)}-\frac{\frac{D}{2}-R_{0}\sin\theta_{0}}{R\left(\frac{D}{2},R_{0},\theta_{0}\right)}\right]\right) + \frac{e^{-jkR\left(-\frac{D}{2},R_{0},\theta\right)}}{4\pi R\left(-\frac{D}{2},R_{0},\theta\right)} m\left(-\frac{D}{2}\right) e^{jk\left[R\left(-\frac{D}{2},R_{0},\theta_{0}\right)-R_{0}\right]} / \left(-jk\left[\frac{\frac{D}{2}-R_{0}\sin\theta}{R\left(\frac{D}{2},R_{0},\theta\right)}-\frac{\frac{D}{2}-R_{0}\sin\theta_{0}}{R\left(\frac{D}{2},R_{0},\theta_{0}\right)}\right]\right) (6)$$

che può essere interpretata come l'interferenza tra due fronti d'onda sferici provenienti dai bordi dell'antenna [4]. Il comportamento di fase del campo irradiato è quindi uguale alla differenza tra questi due contributi

$$\Delta(R_0,\theta) = k \left[ R(\frac{D}{2},R_0,\theta_0) - R(\frac{D}{2},R_0,\theta) - R(-\frac{D}{2},R_0,\theta_0) + R(-\frac{D}{2},R_0,\theta) \right]$$
(7)

che, per  $R_0 \rightarrow \infty$ , si riduce alla nota espressione di campo lontano

$$\lim_{R_0 \to \infty} \Delta(R_0, \theta) = kD(\sin \theta - \sin \theta_0)$$
(8)

Il problema nel metodo MI precedentemente descritto può essere associato a questo differente fenomeno di interferenza tra NF e FF. Un nuovo metodo di sintesi (Modified Matrix Inversion) può quindi essere applicato in NF, ancora basato sull'inversione di matrice (2), ma con la correzione degli angoli  $\theta_{FF}$  relativi ai nulli con uno shift appropriato.

### ESEMPI NUMERICI E SPERIMENTALI

Si consideri un array lineare di 34 elementi isotropi, operanti in banda C, con taper di Taylor a 30dB. I pesi complessi dell'array (Fig.2) sono stati calcolati con il metodo *MMI* a R/D=1 e  $\theta_0 = 15^\circ$ . L'andamento in fase mostra un andamento parabolico tipico della focalizzazione di fase, mentre l'ampiezza non mostra distorsioni accentuate. Un confronto tra il NF focalizzato e il FF teorico è mostrato in Fig.3.



Fig. 3. NF focalizzato con MMI (sx) e misurato (dx) a R/D=1 and  $\theta_0=15^\circ$ .

Le misure sono state eseguite su un array lineare di 34 guide d'onda aperte in banda C, ciascuna connessa ad un modulo TX/RX. Il probe in campo vicino è stato montato a 1 metro circa dall'antenna, con un piano di scansione di circa 2 metri. La Fig.3 mostra il buon accordo tra il NF teorico e quello misurato.

[3] L.B. Felsen and L. Carin, "Frequency and time domain bragg-modulated acoustic for truncated periodic array", J.Ac. Soc. Amer., Vol. 95, No. 2, pp. 638-649, Feb. 1994.

[4] L.B.Felsen and N.Marcuviz "Radiation and Scattering of Waves", IEEE Press, 1994.

<sup>[1]</sup> A.J. Fenn, "Evaluation of Adaptive Phased Array Antenna Far-Field Nulling Performance in the Near-Field Region", IEEE Trans. Ant.&Prop., Vol.38, N.2, 1990.

<sup>[2]</sup> H.M. Aumann, F.G. Willwerth, "Synthesis of Phased Array Far-Field Patterns by Focusing in the Near-Field", Proc. of the IEEE National Radar Conf., 1989, pp. 101-106.

# VALUTAZIONE DIRETTA DI CAMPO LONTANO DA MISURE DI CAMPO VICINO IN GEOMETRIA BIPOLARE

S. Costanzo, G. Di Massa

Dipartimento di Elettronica, Informatica e Sistemistica Universita' della Calabria 87036 Arcavacata di Rende - Cosenza costanzo@deis.unical.it

#### Abstract

The problem of fast data processing from bipolar near-field samples is addressed in this work. An efficient algorithm is developed which computes the far-field directly from bipolar samples, taking advantage of the use of the fast Fuorier transform and the related shift property. Numerical examples on arrays of Huyghens sources are presented to validate the method.

## **INTRODUZIONE**

La caratterizzazione delle antenne a partire da misure di campo in zona vicina é una tecnica ormai consolidata, che ottimizza la compattezza del sistema di misura, riducendo notevolmente i costi in presenza di strutture radianti di grosse dimensioni. Alle geometrie classiche di tipo planare, cilindrico e sferico sono state recentemente aggiunte nuove configurazioni, che riducono ulteriormente i tempi di acquisizione ed i costi di realizzazione. Tra queste, la geometria di tipo piano-polare [1] consente di acquisire i dati di campo vicino su anelli concentrici, scanditi attraverso un movimento di rotazione dell' antenna sotto test (AUT) intorno al proprio asse, seguito da un movimento lineare della sonda di misura. La semplicitá meccanica di tale configurazione si é evoluta nella geometria di tipo bipolare [2], basata su un doppio movimento di rotazione dell'AUT e della sonda, in modo da acquisire i dati su archi radiali. L'assenza di movimenti di traslazione, in quest'ultima tipologia di scansione, riduce notevolmente i costi e minimizza gli errori di posizionamento, che compromettono, generalmente, l'attendibilitá delle tecniche di campo vicino. Lo svantaggio che accomuna le geometrie di tipo piano-polare e bipolare, rispetto alla configurazione classica di tipo planare, é dovuto all'impossibilitá di valutare direttamente il campo lontano, a partire dai campioni di campo vicino, mediante una trasformata di Fourier (FFT) bidimensionale. A tal proposito, sono state adottate delle tecniche di interpolazione [3] che riportano i dati nel formato rettangolare e purtuttavia inficiano significativamente l'accuratezza dell'algoritmo di ricostruzione di campo lontano. Metodi alternativi, operanti direttamente sui campioni in forma bipolare, adottano le trasformate di Jacobi-Bessel o di Fourier-Bessel per espandere il campo vicino in un set di funzioni ortogonali, esprimendo il campo lontano in forma chiusa di serie [3]. Pur evitando interpolazioni intermedie, tali tecniche di espansione aumentano notevolmente la complessitá di calcolo, con un'accuratezza strettamente correlata al numero di coefficienti di espansione adottati nella rappresentazione. Nel presente lavoro, viene proposta una tecnica di trasformazione diretta dal campo vicino in forma bipolare nel corrispondente campo lontano. Sfruttando le proprietá di convoluzione dell'integrale di radiazione, l'algoritmo di trasformazione é espresso in una forma efficiente, basata sull'impiego della FFT e della correlata proprietá di shift [4], evitando interpolazioni intermedie. L'algoritmo di trasformazione é validato mediante esempi numerici su allineamenti di dipoli elettrici elementari.

# TRASFORMAZIONE CAMPO VICINO/CAMPO LONTANO SU GEOMETRIA BIPOLARE

La geometria di scansione bipolare (Fig.1(a)) si basa su un doppio movimento rotatorio dell'AUT e della sonda di misura, qust'ultima vincolata ad un braccio meccanico di lunghezza L. L'acquisizione dei dati in zona vicina avviene su archi radiali, e la posizione della sonda sul piano di misura é descrivibile in termini di un sistema di coordinate curvilinee ( $\alpha, \beta$ ), rappresentanti la rotazione dell'AUT e della sonda, rispettivamente. E', infatti, possibile, esprimere le coordinate polari  $\rho', \phi'$  sulla superficie di scansione (Fig.1(b)) in termini delle suddette coordinate curvilinee mediante le relazioni [2]:

$$\rho' = 2Lsin\left(\frac{\beta}{2}\right), \quad \phi' = \alpha - \frac{\beta}{2}$$
(1)

Le spaziature di campionamento  $\Delta \alpha$ ,  $\Delta \beta$  sono derivate in funzione di quelle imposte nel caso di scansione piano-polare [5], ovvero:

$$\Delta \alpha = \Delta \phi = \frac{\lambda}{r_o}, \quad \Delta \beta = 2sin^{-1} \left(\frac{\Delta \rho}{2L}\right)$$
(2)

dove  $\Delta \rho = \frac{\lambda}{2}$ , mentre  $r_o$  rappresenta il raggio della più piccola sfera contenente l'AUT.



Figura 1: (a) Geometria di scansione bipolare e (b) Sistema di coordinate per il calcolo del campo lontano

Detto  $q(\rho', \phi')$  il campo vicino acquisito su una superficie piano-polare di raggio *a*, il campo lontano in un generico punto di coordinate  $(\theta, \phi)$  (Fig.1(b)) é dato dal seguente integrale di radiazione, espresso, per semplicitá, in forma scalare [1]:

$$T(\theta,\phi) = \int_0^a \int_0^{2\pi} q(\rho',\phi') e^{jk\rho'\sin\theta\cos(\phi-\phi')}\rho'd\rho'd\phi'$$
(3)

dove k é la costante di propagazione nello spazio libero.

La suddetta relazione puó essere facilmente applicata in presenza di una scansione bipolare, sostituendo nella (3) le trasformazioni (1) dalle coordinate polari ( $\rho', \phi'$ ) alle coordinate curvilineee ( $\alpha, \beta$ ). In tal modo, si ricava:

$$T(\theta,\phi) = L^2 \int_0^{\beta_{max}} \int_{\frac{\beta'}{2}}^{\frac{\beta'}{2}+2\pi} q(\alpha',\beta') e^{j2kLsin\theta sin(\frac{\beta'}{2})cos(\phi-\alpha'+\frac{\beta'}{2})} sin\beta' d\beta' d\alpha'$$
(4)

dove  $\beta_{max}$  rappresenta la massima estensione angolare del braccio meccanico a cui é vincolata la sonda di misura.

La relazione (4) puó essere espressa in forma compatta come segue:

$$T(\theta,\phi) = \int_0^{\beta_{max}} \int_{\frac{\beta'}{2}}^{\frac{\beta'}{2}+2\pi} q_1(\alpha',\beta') r(\theta,\phi,\alpha',\beta') d\beta' d\alpha'$$
(5)

dove si é posto:

$$q_1(\alpha',\beta') = L^2 q(\alpha',\beta') \sin\beta'$$
(6)

$$r(\theta, \phi, \alpha', \beta') = e^{j2kLsin\theta sin(\frac{\beta'}{2})cos(\phi - \alpha' + \frac{\beta'}{2})}$$
(7)

Esaminando la relazione (7), é facile osservare che l'integrale rispetto alla variabile  $\alpha'$  nell'espressione (5) assume la forma di una convoluzione, pertanto puó essere valutato in modo efficiente mediante una FFT, invocando il teorema della convoluzione [4]. Si puó, pertanto, scrivere:

$$T(\theta,\phi) = \int_0^{\beta_{max}} \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{q}_1(w,\beta') \cdot \tilde{r}(\theta,\phi,w,\beta')\} d\beta'$$
(8)

dove:

$$\widetilde{q}_1(w,\beta') = \mathcal{F}\{q_1(\alpha',\beta')\}, \quad \widetilde{r}(\theta,\phi,w,\beta') = \mathcal{F}\{r(\theta,\phi,\alpha',\beta')\}$$
(9)

mentre i simboli  $\mathcal{F}$  e (~) denotano l'operatore trasformata di Fourier. La forma della funzione  $r(\theta, \phi, \alpha', \beta')$  suggerisce l'applicazione della proprietá di shift [4] per il calcolo della trasformata di Fourier  $\tilde{r}(\theta, \phi, w, \beta')$ , ricavando:

$$\widetilde{r}(\theta,\phi,w,\beta') = \widetilde{r}_1(\theta,w,\beta') \cdot e^{-j2\pi w(\phi+\frac{\beta'}{2})}$$
(10)

dove:

$$\widetilde{r}_1(\theta, w, \beta') = \mathcal{F}\{e^{j2kLsin\theta sin(\frac{\beta'}{2})cos\alpha'}\}$$
(11)

Sostituendo l'equazione (10) nell'integrale (8), si ricava:

$$T(\theta,\phi) = \int_0^{\beta_{max}} \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{q}_1(w,\beta') \cdot \tilde{r}_1(\theta,w,\beta') \cdot e^{-j2\pi w(\phi+\frac{\beta'}{2})}\}d\beta'$$
(12)

L'algoritmo di calcolo dell'integrale di radiazione espresso dalla (12) puó essere schematizzato nei seguenti passi:

1. valuta la FFT dei campioni bipolari di campo vicino rispetto alla coordinata azimutale  $\alpha$ e moltiplica il risultato per i termine  $L^2 sin\beta$ ;

- **2.** valuta la FFT della funzione  $r_1(\theta, \alpha, \beta) = e^{j2kLsin\theta sin(\frac{\beta}{2})cos\alpha}$  e applica la proprietá di shift;
- 3. valuta la FFT inversa del prodotto tra i risultati ottenuti nei passi 1 e 2;
- **4.** calcola la somma rispetto alla variabile  $\beta$ .

# **RISULTATI NUMERICI**

L'algoritmo di trasformazione discusso nella precedente sezione é stato validato numericamente su un array di 21x21 dipoli elementari orientati lungo l'asse y e distanziati di  $\frac{\lambda}{2}$ nelle direzioni x ed y. Il campo vicino é stato simulato su una griglia bipolare di raggio  $a = 18\lambda$ , posta a distanza  $h = 6\lambda$  dall'AUT, con spaziature  $\Delta \alpha = 5.2^{\circ}, \Delta \beta = 0.38^{\circ}$ . In fig.2(a) é riportato il modulo di campo vicino, mentre il risultato dell'algoritmo di ricostruzione di campo lontano, comparato con successo al campo esatto di riferimento, é illustrato in fig.2(b).



Figura 2: (a) Modulo normalizzato di campo vicino e (b) Campo lontano (H-plane) per un array di 21x21 dipoli

# **RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI**

- Y. Rahmat-Samii, V. Galindo-Israel, R. Mittra, "A plane-polar approach for far-field reconstruction from near-field measurements", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.28, n.2, pp.216-230, 1980.
- [2] L. I. Williams, Y. Rahmat-Samii, R. G. Yaccarino, "The bi-polar planar near-field measurement technique, Part I: Implementation and measurement comparison", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.42, n.2, pp.184-195, 1994.
- [3] L. I. Williams, Y. Rahmat-Samii, R. G. Yaccarino, "The bi-polar planar near-field measurement technique, Part II: Near-field to far-field transformation and holographic imaging methods", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.42, n.2, pp.196-204, 1994.
- [4] H. J. Weaver, "Theory of discrete and continuous Fourier analysis", *John Wiley and Sons*, 1989.
- [5] A. D. Yaghjian, "An overview of near-field antenna measurements", *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol.34, n.1, pp.30-45, 1986.

# ANALYSIS OF FREQUENCY SELECTIVE SURFACES INTEGRATED WITH PHASED ARRAY ANTENNAS

M. Frosini<sup>(1)</sup>, A. Cucini<sup>(1)</sup>, L. Infante<sup>(2)</sup>, S. Mosca<sup>(2)</sup>, S. Maci<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup> Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università degli Studi di Siena, Siena, Italy
<sup>(2)</sup> Selex Sistemi Integrati, Reparto Sistemi Radianti, Roma, Italy

# Abstract

This paper presents a method for the efficient analysis of multilayer frequency selective surfaces (FSSs) integrated with phased array of open-ended waveguides. The method is based on the assumption that all the periodic surfaces are arranged on the same spatial lattice (of arbitrary shape). The whole structure is represented as an equivalent multi-mode transmission line network, where each interface is characterized by an equivalent immittance matrix, computed through a full-wave analysis. A software has been developed, which will provide an useful tool for the design of integrated FSS for phased array antennas.

# INTRODUCTION

Recently, a growing interest has been devoted to the application of frequency selective surfaces (FSS) [1] for obtaining specific electromagnetic properties, such as artificial surfaces, artificial magnetic conductors, enhanced directivity, electromagnetic band-gap properties. Another field of interest is the integration of FSS with phased array antennas [2], with the purpose of improving the antenna performance (widening of scan region, scan-blindness removal [3], wide angle impedance matching [4]).

In this work, a method is proposed for the analysis of multilayered FSS integrated with phased array antennas. The radiating elements are rectangular waveguides. The structure includes a multi-layered cover with an arbitrary number of dielectric layers and FSSs. The analysis is based on the assumption that the structures are periodic and large with respect to the wavelength. The array excitation amplitude may be uniform or weakly varying (e.g. tapered excitation) with respect to the periodicity. With these hypothesis, the entire structure can be considered as infinite and periodic; this allows to expand the electromagnetic quantities (fields and currents) in terms of Floquet wave (FW) expansion, thus, reducing the analysis to a single periodic cell.

The problem is solved by a full-wave analysis of each individual periodic interface (array or FSS) with the pertinent Green's function. From the method of moment matrix, an equivalent multimode impedance or admittance matrix of the periodic surface is derived [5], which permits to achieve a multimode equivalent network of the entire structure. The blocks interconnection is realized using conventional transmission-line methods. The order of the multimode equivalent network is determined by the number of accessible modes [6], that are those FWs which are responsible of the interaction between two adjacent periodic interfaces. This approach drastically reduces the numerical effort and provides a physical insight into the mechanism of the interaction between the aforementioned structures.

Based on this technique, a software has been developed, which provides an useful tool for the design of integrated FSS covers for phased array antennas. The primary goal is the achievement of an out-of-band frequency rejection for EMI reduction in complex environments. Additional benefits that can be reached with these structures and will be investigated are wide angle impedance matching and surface wave suppression (for widening of the array blindness-free scan region).



Figure 1. Array of open ended waveguides, integrated with multi-layer FSS: (a) three-dimensional view and (b) periodic cell side view.

# FORMULATION

The structure under study is shown in Figure 1(a). In the overall structure an arbitrary number of dielectric layers can be present to support the FSSs. The thickness of the metal of the FSSs is assumed to be zero. The unit periodic cell approach is applied (Figure 1(b)).



Figure 2. Equivalent transmission line for a patch-type FSS between two dielectric layers

The method of moments (MoM) is applied separately to each discontinuity of the periodic cell (array of waveguides or FSS), with the aim to describe each transition by the relative immittance matrix (impedance for aperture-type FSS and waveguide array and admittance for patch-type FSS) as shown in the example of Figure 2. Once the periodic interfaces (array and FSS) are characterized by their immittance matrices, the complete equivalent network is solved using conventional transmission-line techniques. The size of the matrices depends on the number of accessible modes [5], and this concept is briefly introduced in the following.

Consider for example a two-layer FSS, composed by an array of patches cascaded with an array of apertures on a metal screen. If the two transition are separated by a dielectric layer whose thickness is *h* and whose relative dielectric constant is  $\varepsilon_r$ , the FW modes excited at the patch-type FSS can reach or not the aperture-type FSS depending on the *z* propagation constant,  $k_{z,pq} = \sqrt{\varepsilon_r k^2 - k_{x,pq}^2 - k_{y,pq}^2}$  which influences the exponential  $e^{-jk_{z,pq}h}$ . The accessible modes are lower order modes, propagating or evanescent, that reach the aperture-type FSS and are therefore responsible for the energy exchange. The localized modes are higher-order modes, below cut-off and with high attenuation constant, that do not interact with the aperture-type FSS and take into account the reactive energy near the patch-type FSS. Only the accessible modes need to be included in the multi-mode equivalent network in order to describe interaction between the two FSS. This approach is generalized to take account of an arbitrary numbers of FSS and the array. The formulation is similar to that in [2], but we suggest here a different scheme to derive the equivalent immittance matrices.

# EQUIVALENT IMMITTANCE MATRICES

The derivation of the immittance matrices for aperture-type and patch-type FSS is provided in [6] and is here omitted for brevity sake. For aperture-type FSS the equivalent impedance matrix is given by

$$\overline{\overline{Z}}_{FSS} = \overline{\overline{Z}}_{FW} (\overline{\overline{Z}}_{GF_A} - \overline{\overline{Z}}_{FW})^{-1} \overline{\overline{Z}}_{GF_A}$$
(1)

where  $\overline{Z}_{FW} = \overline{Q}_A (\overline{Q}^H \overline{Y}_{GF} \overline{Q})^{-1} \overline{Q}_A^H$  in which  $\overline{Q}$  is a matrix whose elements are the Fourier transform of the TM/TE components of the basis (test) functions, sampled at the Floquet wave (FW) wavenumbers [7],  $\overline{\overline{Y}}_{GF}$  is a diagonal matrix of the Green's function associated with each FW wavenumber and  $\overline{\overline{Z}}_{GF} = \overline{\overline{Y}}_{GF}^{-1}$ . Moreover,  $\overline{\overline{Q}}_A$  and  $\overline{\overline{Z}}_{GF_A}$  are the sub-matrices of  $\overline{\overline{Q}}$  and  $\overline{\overline{Z}}_{GF}$ , respectively, corresponding to the accessible modes.

Analogously, for patch-type FSS the equivalent admittance matrix is

$$\overline{\overline{Y}}_{FSS} = \overline{\overline{Y}}_{FW} (\overline{\overline{Y}}_{GF_A} - \overline{\overline{Y}}_{FW})^{-1} \overline{\overline{Y}}_{GF_A}$$
(2)

where  $\overline{\overline{Y}}_{FW} = \overline{\overline{Q}}_A (\overline{\overline{Q}}^H \overline{\overline{Z}}_{GF} \overline{\overline{Q}})^{-1} \overline{\overline{Q}}_A^H$ , and the other matrices are the same as those of the aperture-type FSS case.

Finally, a similar representation can be derived for the transition associated to the periodic array of open-ended waveguides, between the internal metallic waveguide and the external equivalent waveguide with periodic boundary conditions on the side walls.

### VALIDATION AND NUMERICAL RESULTS

In order to validate the methodology and the developed software, the configuration of Fig. 3 has been simulated, using a laptop (CPU Pentium M725 1.6GHz, 512 MB RAM). The structure of consists of a phased array of open-ended waveguides with a cross-dipole patch-type FSS at a certain distance over the array plane. Two cases have been considered: a free standing FSS, and an FSS backed by a 3 mm thick dielectric layer with relative permittivity  $\varepsilon_r$ =3. The analysis have been performed in the frequency range from 4.8 to 8 GHz, for a broadside beam. The simulation parameters are here summarized: 17 basis function for the expansion of the magnetic current on the waveguide aperture, 24 basis function for the expansion of the electric current on the patch, and maximum index of the Floquet's modes to fill the MoM matrix equal to 23.

The results of the simulation have been compared with those from a commercial software (CST Microwave Studio 4.0), and are shown in Fig. 4. A good agreement has been obtained, with a remarkable gain in CPU time: about 400 seconds for the developed tool (320 frequency points) versus about 2 hours of CST (where the energy based adaptive mesh has been used, that needs a few iterations to achieve accurate results).


Figure 3. Phased array of open-ended waveguides integrated with a cross-dipoles FSS: geometrical parameters



Figure 4. Reflection coefficient (broadside beam) for the structure in Fig.3: comparison between the results from the tool based on the network model (dotted line) and those from CST MS 4.0 (solid line): (a) free-standing FSS; (b) 3mm thick dielectric-backed FSS.

#### REFERENCES

- [1] R. Mittra, C. H. Chan, T. Cwik, "Techniques for analyzing frequency selective surfaces A review," *Proceedings of the IEEE*, vol. 76, no. 12, 1988.
- [2] S. Monni, G. Gerini, "A novel technique for the design of frequency selective structures integrated with a waveguide array," 2004 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, vol. 2, pp. 2179 2182, 20-25 June 2004.
- [3] G. H. Knittel, A. Hessel, A. A. Oliner, "An element pattern nulls in phased arrays and their relation to guided waves," *Proceedings of the IEEE*, vol. 56, no 11, Nov. 1968.
- [4] S. Mosca, B. Mercanti, A. Fani, "A graphical method to design radiating elements for phased array antennas," *IEEE 12<sup>th</sup> International Conference on Antennas and Propagation.*, 2003.
- [5] T. E. Rozzi, W. F. G. Mecklenbrauker, "Wide-band network modeling of interacting inductive irises and steps," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 23, no. 2, Feb. 1975.
- [6] S. Maci, A. Cucini, "FSS-based complex surfaces" in *Electromagnetic Metamaterials: Physics and Engineering Aspects*, edited by N. Engheta and R. W. Ziolkowski, Wiley InterScience, 2006.
- [7] R. Tascone, R. Orta, *Frequency Selective Surfaces Analysis and design*, Ch. 7, edited by J. C. Vardaxoglou, Research Studies Press Ltd., 1997.

# PROGETTO E REALIZZAZIONE DI UN REFLECTARRAY RICONFIGURABILE A MEMS PER IMAGING A ONDE MILLIMETRICHE

Benedetta Mencagli<sup>1</sup>, Paola Farinelli<sup>1</sup>, Luca Marcaccioli<sup>1</sup>, Roberto Vincenti Gatti<sup>1</sup>, Benno Margesin<sup>2</sup>, Flavio Giacomozzi<sup>2</sup>, Roberto Sorrentino<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Università degli studi di Perugia, DIEI, Via Duranti 93, 06125, Perugia. E-mail: <u>sorrentino@eumwa.org</u> <sup>2</sup> ITC-irst, Via Sommarive 18, 38050 Povo, Trento. E-mail: <u>margesin@itc.it</u>

# ABSTRACT

I Reflectarray a scansione elettronica rappresentano un'ottima soluzione per ottenere antenne riconfigurabili operanti alle frequenze delle onde millimetriche. Se la scansione è ottenuta mediante l'utilizzo di sfasatori a MEMS, le potenzialità di tali sistemi diventano enormi in termini di costi e prestazioni. In questo articolo si presenta il progetto di un reflectarray riconfigurabile elettronicamente tramite carichi riflettenti variabili a MEMS da utilizzare per applicazioni di imaging passivo alle onde millimetriche in ambienti esterni. L'obiettivo è quello di ottenere un sistema d'antenna a basso costo, veloce nella scansione della scena e di dimensioni e peso ridotti in modo da essere implementato anche su dispositivi portatili. Di seguito vengono presentati il progetto del reflectarray e i risultati simulati. Il prototipo è in costruzione presso i laboratori dell'ITC-irst.

# I. INTRODUZIONE

L'imaging alle onde millimetriche è oggetto di studi sempre più focalizzati nell'ottenere sistemi portatili, veloci nella scansione della scena, di costi contenuti e che possano essere utilizzati indifferentemente sia in ambienti esterni che interni. A seconda delle frequenze di lavoro, l'imaging a microonde trova impiego in vari campi applicativi: per la diagnostica medica le frequenze di utilizzo sono quelle sopra i THz, mentre per applicazioni che vanno dalla sicurezza alla navigazione assistita, alla mappatura di territori, l'intervallo più consono è quello che va dai 10GHz ai 100GHz. Per tutte le applicazioni in ambienti esterni per garantire un corretto funzionamento del sistema sotto ogni condizione atmosferica, le frequenze devono essere scelte all'interno di finestre atmosferiche non sensibili all'assorbimento dei gas atmosferici, in particolare del vapore d'acqua. Due delle possibili frequenze interne all'intervallo di minimo assorbimento sono 35GHZ e 94GHz.

Date le frequenze di utilizzo e le caratteristiche in termini di costi, dimensioni e peso che l'antenna del sistema ad imaging in questione deve avere, i reflectarray stampati si presentano come ottimi candidati per essere utilizzati in tali dispositivi. Infatti, i reflectarray presentano un alto grado di riconfigurabilità del fascio, possibilità di scansione elettronica sia in elevazione sia in azimut, radiazione multi-fascio, tutto questo mantenendo costi di costruzione e peso bassi. I reflectarray presentano le migliori caratteristiche dei phased array, in termini di completo controllo del fascio e tecnologia realizzativa, e delle antenne a riflessione dato che presentano un'alimentazione esterna eliminando così le perdite associate alla rete di alimentazione stessa, perdite estremamente elevate alle onde millimetriche.

Alcuni autori [1]-[3] hanno proposto di recente dei reflectarray in cui i MEMS sono parte integrante dell'elemento radiante: in questo lavoro si è invece pensato di utilizzare una struttura multistrato per scindere il problema della radiazione da quello dello sfasamento necessario per la riconfigurabilità del fascio, semplificando così la progettazione dell'intera antenna. Con questo approccio si inserisce nel progetto anche un grado di libertà importante che è la scelta indipendente dei materiali da utilizzare per i vari strati.

Per quanto riguarda il metodo progettuale, dato il critico rapporto tra le dimensioni della strato radiante e quelle del carico riflettente variabile a MEMS, risulterebbe molto difficile con i CAD e le procedure utilizzate simulare direttamente l'accoppiamento elettromagnetico tra i due elementi: pertanto, il progetto viene affrontanto in maniera indipendente e per l'ottimizzazione della parte radiante, il carico riflettente variabile a MEMS viene sostituito con una linea di lunghezza variabile chiusa in circuito aperto.

#### **II. ELEMENTO RADIANTE**

L'elemento radiante progettato è un patch accoppiato tramite una fessura ad una linea di lunghezza variabile chiusa in circuito aperto di impedenza 67 Ohm, come mostrato in Fig.1: sul substrato di Silicio utilizzato (Er = 11, h = 0.2mm), tale





impedenza corrisponde ad una larghezza di microstriscia di 90µm, valore ottimale per l'integrazione dei dispositivi MEMS. Il patch è stampato su 4003C. substrato Rogers particolarmente adatto ad utilizzato alle essere alte frequenze. L'antenna

esterna, che viene utilizzata come alimentatore per il reflectarray, illumina la

superficie della schiera con un'onda sferica, producendo così sulla superficie stessa un certo pesaggio di fase [4]. Pertanto, è necessario introdurre su ciascun elemento della schiera una compensazione di questa distribuzione di fase, la cui entità varia da elemento ad elemento secondo il posizionamento sul reflectarray. La compensazione viene effettuata con linee di ritardo che fanno si che gli elementi riflettano l'onda

sferica incidente come un'onda piana la cui direzione dipende solamente dalla linea stessa. Questo ritardo può essere direttamente prodotto dal carico riflettente variabile, purchè ogni elemento venga controllato indipendentemente. Visto che, nel lavoro proposto si vuole ottenere una riduzione della complessità della circuiteria di controllo, il ritardo per compensare l'onda sferica proveniente dell'illuminatore, ovvero per compensare posizione dell'illuminatore la stesso



Fig. 2 – Curva fase-lunghezza a 3 frequenze.

rispetto ad ogni elemento del reflectarray, viene fissato a priori data la distanza dell'antenna esterna e le caratteristiche del suo diagramma di radiazione. Per verificare la validità dell'approccio progettuale adottato, sono state effettuate delle simulazioni della singola cella alimentata tramite un'onda piana incidente ortogonalmente sulla sua superficie, facendo variare la lunghezza della linea di sfasamento. Le condizioni al contorno adottate sono periodiche, in modo da tener conto anche di eventuali accoppiamenti con elementi vicini, una volta inserita la cella nel contesto dell'intera schiera. Da questa serie di simulazioni si costruisce la curva che associa ad ogni lunghezza la fase del campo reirradiata. In Fig.2 sono mostrate le curve di fase della cella elementare alla frequenza centrale (35GHz) e ad altre due frequenze, 34.5GHz e 35.5GHz.

# III. CARICO RIFLETTENTE VARIABILE A MEMS

Il diverso sfasamento impresso al segnale reirradiato dal patch è realizzato tramite l'utilizzo di un carico riflettente variabile a MEMS. Esso è costituito da un tratto di linea microstriscia lungo il quale sono stati posti in serie dei microinterruttori MEMS a contatto ohmico. In corrispondenza dei ponti MEMS, il tratto di microstriscia subisce delle interruzioni ed il contatto tra le due estremità della linea



Fig. 3 – Carico riflettente variabile a MEMS: (a) layout; (b) simulazioni sfasamento rispetto allo stato 0.

viene ripristinato tramite l'attuazione dei ponti. Azionando in cascata i singoli microinterruttori si varia la distanza della prima interruzione della linea e conseguentemente il valore del carico in ingresso. Fig.3.a mostra la versione a 3 bit del carico variabile progettato. Esso prevede l'utilizzo di 7 microinterruttori MEMS posti in serie alla linea in microstriscia di larghezza 90µm e impedenza 67 Ohm. I microinterruttori utilizzati sono ancorati al substrato da ambo le estremità (clamped-clamped beam) e vengono attuati applicando una differenza di tensione di circa 50V tra la membrana sospesa e l'elettrodo di

attuazione sottostante. In condizione di riposo (nessuna tensione di controllo applicata, stato OFF) i ponti risultano sospesi circa 3µm sopra l'interruzione della linea, fornendo un circuito aperto in serie alla stessa. In realtà ad alte frequenze tale circuito aperto è parzialmente degradato da un accoppiamento parassita capacitivo tra le estremità interrotte della microstriscia e la porzione di ponte ad esse sovrapposte. Tale accoppiamento va quindi a modificare la fase del segnale riflesso e va compensato in fase di progettazione del dispositivo. Applicando la tensione di controllo, il ponte viene attratto verso il basso e crea il contatto ohmico tra i due tratti di microstriscia sottostanti. Lo stesso switch MEMS, di uguali dimensioni e tipologia di contatto ma in linea coplanare è già stato realizzato e testato presso ITCirst come descritto in [5]. Resistenze di contatto ponte-linea di circa 1 Ohm sono state misurate per tale dispositivo, mostrando prestazioni vicine allo state dell'arte per tale tecnologia. In Fig.3.b sono riportate le curve simulate dello sfasamento introdotto rispetto allo stato 0 (tutti i ponti in OFF).

#### IV. REFLECTARRAY: ASSEMBLAGGIO E RISULTATI TEORICI

Il reflectarray a scansione elettronica è progettato per lavorare ad una frequenza di centro banda pari a 35GHz.

Per ridurre il numero di segnali di controllo, la scansione del reflectarray avviene su un solo piano: tutti i carichi variabili appartenenti alla stessa colonna sono



controllati dagli stessi segnali. Dato che ogni elemento richiede 7 segnali di attuazione (7 MEMS) sono necessarie 70 linee di controllo per l'intera antenna. La realizzazione è in corso all'ITC-irst: il wafer di silicio dove vengono realizzati i carichi riflettenti variabili a MEMS viene incollato tramite una colla film allo strato dove vengono stampati i patch. Il reflectarray verrà poi terminato presso i laboratori della OPTOI (Trento), che provvederà al montaggio della rete di controllo dei

segnali e al packaging dell'intera struttura.

In Fig.4 sono presentati i risultati ottenuti simulando un reflectarray 10X10, partendo da angoli di puntamento del fascio diversi, rispettivamente  $90^{\circ}$ ,  $105^{\circ}$ ,  $120^{\circ}$  e  $135^{\circ}$  in elevazione.

## VI. CONCLUSIONI

In questo lavoro, che nasce dalla collaborazione tra l'Università di Perugia e l'ITC-irst di Trento, all'interno della rete di eccellenza europea AMICOM( <u>www.amicom.info</u>), è stato proposto un reflectarray il cui fascio viene riconfigurato elettronicamente tramite carichi riflettenti variabili a MEMS. L'antenna è un doppio strato in cui gli elementi radianti vengono stampati su un dielettrico plastico, mentre le linee sulle quali vengono collocati i carichi sono realizzate su una piastra di Silicio. Cura particolare è stata dedicata all'aspetto dei costi di produzione dell'antenna: ogni passo progettuale è stato mirato ad ottenere un prodotto che sia realizzabile con minimi costi pur mantenendo elevate caratteristiche di efficienza, affidabilità, compattezza, semplicità di controllo. La fabbricazione del primo prototipo è in corso.

#### References

[1] J.H.Schaffner, D.F.Sievenpiper, R.Y.Loo, J.J.Lee, S.W.L.Raytheon, "A Wideband Beam Switching

Antenna Using RF MEMS Switches", Special Session SS-3 MEMS for Antenna Applications, 2001.

- [2] Legay, H.; Pinte, B.; Charrier, M.; Ziaei, A.; Girard, E.; Gillard, R.; "A steerable reflectarray antenna with MEMS controls", Phased Array Systems and Technology, 2003, IEEE International Symposium on, 14-17 Oct. 2003, Pages:494 499.
- [3] J.Huang; R.J.Pogorzelski; "A Ka-band microstrip reflectarray with elements having variable rotation angles" Antennas and Propagation, IEEE Transactions on, Volume: 46, Issue: 5, May 1998 Pages:650 – 656.
- [4] B.Mencagli, R.Vincenti Gatti, L.Marcaccioli, R.Sorrentino, "Design of large mm-wave beam scanning reflectarrays," 35<sup>th</sup> EuMC, Paris 3-7 Oct. 2005.
- [5] F.Giacomozzi, M.Bellei, P.Farinelli, G.Mannocchi, R.Marcelli, B.Margesin, V.Mulloni, "Electromechanical aspects in the optimisation of the transmission characteristics of series ohmic RF-switches", *MEMSWAVE Workshop*, Uppsala (Sweden), July 2004.

# ANALISI DELLE PRESTAZIONI IN BANDA PER SCHIERE RIFLETTENTI STAMPATE ACCOPPIATE MEDIANTE FENDITURA

F. Venneri, S. Costanzo, G. Di Massa

Dipartimento di Elettronica Informatica e Sistemistica, Università della Calabria Via Pietro Bucci 42C, 87036 Rende (CS) venneri@deis.unical.it

## Abstract

The problem of bandwidth enlargement for the design of reflectarray antennas is addressed in this work. An aperture coupled reflectarray element, with smooth and linear phase variations, is considered to improve bandwidth features by exploiting the substrate characteristics and the spacing between adjacent elements in the array grid. The comparison of phase curves behaviour at various frequencies for some test cases is used to prove the bandwidth enlargement.

# INTRODUZIONE

La limitazione principale nelle prestazioni delle antenne a schiera riflettente stampata è rappresentata dalla banda ristretta di funzionamento, limitata da due parametri fondamentali, ossia la banda del singolo elemento ed il ritardo di fase differenziale fra i diversi percorsi feed - elemento radiante [1]. Il primo di questi fattori è strettamente vincolante, in quanto la banda di un'antenna a microstriscia, come è noto, risulta pari circa al 3%. Ciò determina un andamento non lineare della curva di fase al variare del parametro geometrico di progetto, con una forte pendenza in corrispondenza della risonanza e variazioni molto lente agli estremi della curva, comportamento che riduce la banda di funzionamento dell'intera struttura radiante. Un allargamento della banda può essere ottenuto mediante l'impiego di substrati di spessore maggiore, a discapito, tuttavia, di una significativa riduzione dell'intervallo di variazione di fase a valori inferiori ai 300 gradi. Una soluzione alternativa per il miglioramento della prestazioni in banda consiste nell'impiego di reflectarrays con due strati di elementi radianti a microstriscia, che possono raggiungere una banda del 16% [2]. L'adozione di tali strategie, miranti al miglioramento della banda del singolo elemento radiante, è legata all'assunzione che il ritardo di fase differenziale non abbia un effetto pronunciato tranne che su reflectarrays di dimensione elettrica molto grande [3]. Considerato, infatti, un reflectarray con apertura di dimensione D e fuoco di illuminazione a distanza f dal centro dell'apertura, è stato dimostrato che i ritardi di cammino non uniformi dalla sorgente ai vari elementi dell'array non produce una banda inferiore al 10%, se il reflectarray è progettato con un valore opportuno del rapporto f/D e la dimensione dell'apertura è non superiore a 50 lunghezze d'onda [3]. Recentemente, è stata proposta dagli autori una configurazione di reflectarray basata sull'uso di patches accoppiati mediante fenditura, che produce una variazione di fase lineare con pendenza relativamente bassa [4]. Questa struttura riduce in modo significativo l'interferenza sul diagramma di radiazione dovuta al campo diffuso dall'elemento di controllo della fase, solitamente posto sulla stessa superficie riflettente. Infatti, le caratteristiche di irradiazione vengono controllate da elementi posti sul lato opposto alla superficie riflettente e accoppiati tramite fenditura ai veri e propri elementi radianti. La configurazione proposta, inoltre, si presta facilmente all'integrazione di carichi passivi o di circuiti attivi per il controllo dinamico della fase. In questo lavoro viene presentata l'analisi del singolo elemento radiante, accoppiato mediante fenditura, al fine di evidenziare le caratteristiche migliorative in termini di larghezza di banda. In particolare, vengono illustrate le curve di fase calcolate per un reflectarray operante alla frequenza centrale  $f_0 = 10$  GHz, che mostrano un andamento lineare al variare dell'elemento di controllo, a differenza delle configurazioni classiche, ed un allargamento della banda al variare delle caratteristiche del substrato. Un'ulteriore analisi viene condotta rispetto alla spaziatura fra gli elementi della schiera riflettente, che si rivela un parametro determinante nel processo di ottimizzazione della banda di funzionamento del reflectarray. Vengono mostrate le curve di fase per una schiera riflettente operante alla frequenza centrale  $f_0 = 20$  GHz, ottenute mediante un'analisi in termini di array infinito, necessaria per tenere conto degli effetti di mutuo accoppiamento non trascurabili al diminuire della dimensione della cella elementare. Lasciando inalterate le caratteristiche del substrato, i risultati ottenuti mostrano un significativo allargamento della banda in corrispondenza di una riduzione opportuna della spaziatura tra gli elementi della schiera.

# ELEMENTO RADIANTE A LARGA BANDA CON ACCOPPIAMENTO MEDIANTE FENDITURA

La configurazione proposta per il singolo elemento radiante della schiera riflettente stampata (fig.1) si basa sull'impiego di un patch accoppiato mediante fenditura rettangolare ad una linea a microstriscia di lunghezza  $L_s$  variabile.



Figura 1. Struttura radiante con linea a microstriscia accoppiata mediante fenditura.

Tale struttura presenta l'immediato vantaggio di eliminare eventuali interferenze sul diagramma di radiazione dovute alla presenza di discontinuità sulla superficie riflettente. Inoltre, agendo separatamente sulle caratteristiche elettriche dei substrati, sui quali sono stampati rispettivamente l'elemento radiante e la linea responsabile del

controllo della fase del campo riflesso, si riescono a migliorare le prestazioni dell'antenna su una banda di funzionamento relativamente più larga.

Le curve di fase, calcolate in un intervallo di frequenza intorno alla risonanza, mostrano come sia possibile ottenere un allargamento della banda operando sulle caratteristiche elettriche e geometriche del substrato, senza limitare l'intervallo di variazione della fase (fig. 2). Le curve di fase riportate in fig. 2(a) si riferiscono ad un elemento radiante composto da un patch rettangolare di dimensioni W x L = 14.05mm x 8.09mm e da una linea a microstriscia larga W<sub>m</sub> = 2.177mm, accoppiati tramite una fenditura rettangolare di dimensioni  $L_a \times W_a = 4.73$ mm x 0.5mm ed entrambi stampati su un substrato Diclad527 ( $\varepsilon_r = 2.5$ ) con spessore t = h = 0.762mm. La fig. 2(b) riporta, invece, le curve di fase relative ad un patch, di dimensioni W = 14.3mm ed L=9.73mm, stampato su un substrato Foam ( $\varepsilon_r = 1.19$ ) con spessore t = 2.692mm ed accoppiato mediante una fenditura di dimensioni  $W_a \times L_a = 7.8$ mm x 0.8mm ad una linea di larghezza  $W_m =$ 2.177mm, incisa su uno strato di Diclad527 con spessore h=0.762mm. In entrambi i casi, relativi ai due tipi di dielettrico, gli elementi risuonano alla frequenza  $f_0=10$  GHz e la dimensione della cella elementare dell'array è fissata al valore  $0.7\lambda_0 \times 0.7\lambda_0$ . Si osservi come le curve di fase, al variare della frequenza, risultino più simili fra loro, nel caso in cui si consideri come dielettrico il Foam, denotando, in quest'ultimo caso, un allargamento della banda di funzionamento.



Figura 2. Curve di fase calcolate a varie frequenze nell'intorno della frequenza di risonanza  $f_0 = 10$ GHz - (a) Patch stampato sul Diclad870 ( $\epsilon_r$ =2.5) con t=0.762mm (b) Patch stampato su Foam ( $\epsilon_r$ =1.19) con t=2.692mm.

# ANALISI DELLE PRESTAZIONI IN BANDA AL VARIARE DELLA SPAZIATURA FRA GLI ELEMENTI DELLA SCHIERA

La spaziatura fra gli elementi radianti della schiera riflettente è un parametro da non trascurare nel processo di ottimizzazione della banda di funzionamento del singolo radiatore. L'uso di celle elementari di piccole dimensioni può contribuire al miglioramento delle prestazioni in banda quando si progetta un reflectarray con distribuzione di fase progressiva tale da ottenere un lobo principale lungo una direzione preferenziale diversa da quella broadside (beam scanning). L'errore che si commette, al variare della frequenza, sulla distribuzione di fase esistente sulla superficie riflettente è infatti proporzionale alla spaziatura fra gli elementi. Tenendo presente che la distanza tra due elementi consecutivi, funzione della lunghezza d'onda, può causare un aumento

del livello di mutuo accoppiamento, al diminuire della frequenza di funzionamento, o ancora può determinare la comparsa dei cosiddetti lobi di reticolo per valori di frequenza crescenti, è possibile determinare una dimensione per la cella elementare del reflectarray che contribuisca a massimizzare le prestazioni in termini di larghezza di banda. L'analisi svolta in funzione della spaziatura fra i singoli radiatori della schiera, sulla configurazione di elemento radiante proposta, ha mostrato risultati significativi. L'elemento radiante, progettato per risuonare alla frequenza centrale  $f_0=20$ GHz con dimensioni W=4.9mm, L=3.57mm, è accoppiato tramite una fenditura di dimensioni

W<sub>a</sub>=0.4mm e L<sub>a</sub>=3.2mm ad una linea di larghezza W<sub>m</sub>=0.65mm e lunghezza L<sub>s</sub> variabile. Linea di ritardo e patch sono stampati su substrati dielettrici identici con  $\varepsilon_r$ =2.33 e spessore t=h=0.762mm. La dimensione della cella elementare è stata variata nel range  $0.4\lambda_0 \div 0.6\lambda_0$ . I risultati numerici ottenuti hanno fornito le curve di fase riportate in fig. 3. E' evidente come la banda, valutata in termini di scostamento dell'andamento della curva di fase, alle varie frequenze, dal comportamento che si ottiene in corrispondenza della risonanza, sia notevolmente più larga quando le dimensioni della cella elementare vengano opportunamente ridotte.



Figura 3. Curve di fase calcolate per varie frequenze nell' intorno della frequenza di risonanza  $f_0 = 20$ GHz - (a) Dimensione cella elementare pari a  $0.6\lambda_0 \ge 0.6\lambda_0$  (b) Dimensione cella elementare pari a  $0.4\lambda_0 \ge 0.4\lambda_0$ 

## **RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI**

- [1] J. Huang, "Analysis of a microstrip reflectarray antenna for microspacecraft applications", TDA Progress Report, 1995, pp. 153-173.
- [2] J. A. Encinar, "Design of two-layer printed reflectarrays using patches of variable size", IEEE Trans. on Antennas and Propagat., vol. 49, no. 10, 2001, pp. 1403-1410.
- [3] D. M. Pozar, "Bandwidth of reflectarrays", IEE Electronics Letters, vol. 39, no. 21, 2003.
- [4] S. Costanzo, F. Venneri, G. Di Massa, "Transmission line model for slot-coupled microstrip reflectarray antennas", 2004 URSI, International Symposium on Electromagnetic Theory, May 23-27 Pisa (Italy).

# RADIAZIONE DI FIBRE OTTICHE CON DIVERSO ANGOLO DI TAGLIO PER APPLICAZIONI IN BIOMEDICA E NELLE TELECOMUNICAZIONI

A. Massaro, L. Pierantoni, T. Rozzi

Dipartimento di Elettromagnetismo e Bioingegneria, Università di Ancona Via Brecce Bianche, 60100 Ancona a.massaro@univpm.it, l.pierantoni@univpm.it

# Abstract

In this work we present an accurate model of the far-field radiation of a tapered optical fiber, of the kind widely used in communication optics and bio-medical tomography. We first analyze the far field radiated from the normally cut fiber, then extend the model to a slant cut by considering the different phase contributions of the emitted rays. The proposed technique shows the effects of the slant win a view to obtaining high efficiency both in coupling and radiation pattern.

# INTRODUZIONE

In applicazioni mediche una delle problematiche più importanti nelle ricezione dell'immagine attraverso le fibre ottiche è la presenza di zone di oscurità dovute alla radiazione delle fibre: più fibre accorpate in fasci irradiano indipendentemente e la diversa distanza degli assi fa si che si possono creare ad una determinata distanza in uscita delle zone di interferenza distruttiva (dovuto al diverso cammino ottico). Da qui l'idea di considerare in fase di progettazione gli angoli di taglio delle singole fibre in maniera tale da ottenere il diagramma di radiazione desiderato. Lo scopo di questo lavoro e di modellizzare la radiazione della singola fibra mediante l'utilizzo dell'espansione di onde piane a partire dalla superficie di taglio in modo da considerare tutti i contributi di fase. Si è dunque analizzata la radiazione uscente dall'estremità troncata della fibra ottica ed in particolare per un taglio obliquo rispetto all'asse longitudinale. La realizzazione del modello è stata effettuata, inizialmente, studiando la struttura con un semplice modello a raggi. In secondo luogo si è proceduto allo sviluppo dell'analisi modale della fibra ottica con indice a gradino sotto le ipotesi di piccola discontinuità. Si è descritta la natura dei modi LP ricavati come soluzioni dell'equazione d'onda e del sistema costituito dal principio di conservazione del numero d'onda e dall'equazione di dispersione. Applicando l'espansione in onde piane all'estremità troncata verticalmente della fibra, si è ottenuta la radiazione di campo lontano come sovrapposizione delle radiazioni dovute ad ogni singolo modo.

Per realizzare quindi un modello più accurato della fibra troncata obliqua, è stata presa in considerazione una sezione traversa della fibra, subito prima del taglio,dalla quale è stata ricavata la distribuzione delle ampiezze delle onde piane uscenti da tale sezione applicando il principio di continuità all'interfaccia. Si è poi associato un raggio ad ogni onda tornando così a studiare la struttura ,come inizialmente, con la differenza che è stata aggiunta al modello a raggi l'informazione sull'ampiezza ricavata dall'espansione in onde piane. Si è infine arricchito tale modello aggiungendo correzioni di fase dovute alle differenze di percorso tra i raggi uscenti da una superficie obliqua. Si osserva che la fibra con rastremazione è anche di interesse per applicazioni nelle telecomunicazioni riguardanti l'accoppiamento della fibra con la sorgente o fibra-fibra.

# ANALISI MODALE FIBRA TAGLIATA ED ESPANSIONE IN ONDE PIANE

Per determinare il campo irradiato da una fibra tagliata è indispensabile partire dall' analizzare il profilo del campo sulla terminazione della fibra [1]: i modi  $LP_{mn}$  della fibra saranno soluzioni dell' equazione d'onda

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial\rho^2} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho} + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\phi^2} + \varepsilon_r K_0^2 - \beta^2\right\}\psi_{nm}(\rho, \theta) = 0$$
(1)

Come esempio in Fig.2 sono riportati alcuni dei profili di campo di una fibra con  $a=2*10^{-5}$  m,  $n_1=1.501$ ,  $n_2=1.500$ ,  $n_3=1$  and  $\lambda_0=6.9046*10^{-7}$  m.

A partire da tali soluzioni modali, il campo irradiato in spazio libero da una fibra ottica tagliata a 90 deg. può essere espresso mediante espansione di onde piane [1]

$$\mathbf{E}(r,\vartheta,\varphi) \approx jk_0 \frac{e^{-jk_0r}}{2\pi r} \cdot \left[\cos\vartheta \cdot \sum_{nm} \mathbf{A}^{nm}(\vartheta,\varphi)\right]$$
(2)

con le ampiezze di radiazione di campo lontano date da [1], [2]

$$A_{y}^{nm}(\vartheta,\varphi) = \cos(n\varphi) \cdot \int_{0}^{\infty} j^{n} 2\pi \cdot J_{n}(n_{3}k_{0}\rho\sin\vartheta) \cdot J_{n}(\rho \cdot u_{nm}/a) \cdot \rho \cdot d\rho +$$

$$+ \cos(n\varphi) \cdot \int_{0}^{\infty} j^{n} 2\pi \cdot K_{n}(n_{3}k_{0}\rho\sin\vartheta) \cdot K_{n}(\rho \cdot w_{nm}/a) \cdot \rho \cdot d\rho$$
(3)

In Fig.3 sono riportati le ampiezze di radiazione  $A(\theta, \phi=0)$  della fibra di sopra. Per una fibra con taglio  $\alpha$  invece (Fig.2b) la (2) sarà modificata in

$$\mathbf{E}(r, \vartheta_f, \varphi_f) \approx jk_0 \cdot \frac{e^{-jk_0[r+\Delta\varphi(\vartheta)]}}{2\pi r} \cdot [\cos\vartheta_f \cdot \sum_{nm} \mathbf{A}^{nm}(\vartheta_f, \varphi_f) \cdot e^{j\beta_{nm}z'}]$$

$$\Delta\phi(\vartheta) = d_1(\vartheta)n_1k_0 + d_3(\vartheta_f)n_3k_0$$
(4)

nella quale mediante i contributi in fase  $\Delta\phi(\theta)$  ed z' si terrà conto di tutti contributi di sorgente dell'interfaccia inclinata ([3], Fig.4). In Fig.5 sono riportati i digrammi di radiazione di una fibra con n<sub>1</sub>=1.501, n<sub>2</sub>=1.500, n<sub>3</sub>=1, a=20 µm  $\lambda_0$ =0.69046 µm.

## CONCLUSIONI

L'espansione in onde piane fornisce ottimi risultati : con tale teoria i massimi di picco coincidono con quelli della teoria a raggi, mentre i profili di campo irradiato possono essere rappresentati in maniera accurata considerando tutti i termini di fase che contribuiscono alla radiazione.

## **BIBLIOGRAFIA**

- [1] Constantine A. Balanis, *Antenna Theory Analysis and Design*. John Wiley & Sons, Inc., United States of America, sec. ed., 1997, ch. 12, 13, Appendixes.
- [2] Wolfgang Freude and Anurag Sharma, "Refractive-Index Profile and Modal Dispersion Prediction for a Single-Mode Optical Waveguide from Its Far-Field Radiation Pattern", *IEEE J. of Lightwave Technology*, Vol. LT-3, NO.3, June 1985, pp. 628-634.
- [3] A.Massaro, L.Pierantoni and T. Rozzi, "Far Field Radiation of Slant Cut Tapered Optical Fiber", accettato comparirà su *IEEE J. of Lightwave Technology*.

# FIGURE



Fig.1 . a) Fibra ottica con taglio a 90° ,e b) fibra ottica con angolo di taglio  $\alpha.$ 



Fig.2. Ampiezza del campo eletrico  $Ey_{n,m}(\rho,\phi)$  on the transverse plane (x,y) for the modes  $LP_{01}$ ,  $LP_{02}$ ,  $LP_{03}$ ,  $LP_{11}$ ,  $LP_{12}$ ,  $LP_{13}$ ,  $LP_{21}$ ,  $LP_{22}$ .



Fig. 3. Ampiezza delle radiazioni di campo lontano dei 14.modi in propagazione nella fibra considerata in funzione di  $\theta$  in  $\varphi=0: E_y^{0,1}, E_y^{0,2}, E_y^{0,3}, E_y^{1,1}, E_y^{1,2}, E_y^{1,3}, E_y^{2,1}, E_y^{2,2}, E_y^{3,1}, E_y^{3,2}, E_y^{4,1}, E_y^{4,2}, E_y^{5,1}, E_y^{6,1}$ 



Fig.4. Contributi in fase dei raggi interni d<sub>1</sub> ed esterni d<sub>3</sub> alla superficie tagliata.



Fig. 5. Diagrammi di radiazione (campo lontano) per diversi angoli di taglio  $\alpha$ .

# TAG RFID PASSIVI BIOCOMPATIBILI NELLA BANDA UHF

Gaetano Marrocco Carla Stifano DISP, Universita' di Roma Tor Vergata - Via del Politecnico 1, 00133 Roma, marrocco@disp.uniroma2.it

#### Abstract

The wireless biometry of the human body is one of the most exciting frontier in the mobile healthcare services based on the RFID technology. This contribution investigates on the coverage properties of proper designed UHF planar miniaturized antenna tag for application on the Human Body. The performances of dipole- and slot-type antennas are discussed with reference to the energy requirements and the maximum reading ranges.

## **1 INTRODUZIONE**

I sistemi a radiofrequenza per l'identificazione di oggetti (RFID) ed il controllo remoto di dispositivi stanno diventando popolari nella gestione di merci, nella logistica e nelle applicazionei di bioingegneria. Diverse tipologie di dati possono essere traferiti senza continuità elettrica da un transponder remoto (tag), che include un'antenna ed un microtrasmettitore, verso un sistema locale interrogante (reader). Una delle applicazioni più innovative e affascinanti è connessa alla biometria wireless di persone nell'ambito di servizi sanitari mobili [1]. Un sistema RFID è infatti adatto a fornire informazioni biofisiche in tempo reale e contemporanemate localizzare il paziente all'interno di una strutturra ospedaliera o in ambito domestico, ma è anche potenzialmente utile per monitorere lo stato di stress di astronauti in una Capsula Spaziale. In questi casi il tag potrebbe essere direttamente posto sul corpo umano ed equipaggiato o interfacciato con bio-sensori (temperatura, pressione sanguigna, concentrazione di glucosio) posti sul corpo umano oppure impiantati. Quando attivato dal reader, il tag trasferisce il suo codice identificativo ed i segnali biometrici verso unità remote per l'immagazzinamento e il processamento.

Insieme alla sensibilità del microchip, l'antenna del tag riveste un ruolo chiave nelle prestazioni di un sistema RFID, ed in particolare determina la distanza massima di lettura e la compatibilità elettrica con il corpo umano. I tag convenzionali sono tipicamente dimensionati avendo come riferimento lo spazio libero, ma per applicazioni biologiche bisogna tenere conto della distorsione del pattern di radiazione e della perdita di efficienza causate dalla prossimità di mezzi dielettrici fortemente dissipativi.

Questo lavoro propone uno studio delle problematiche della progettazione di antenne planari contattanti il corpo umano funzionanti alla frequenza di 867MHz che è allocata in Europa per applicazioni RFID. In particolare si vuole verificare la possibilità di realizzare tag passivi nell'ambito delle limitazioni tecnologiche ed energetiche esistenti, ed individuare le classi di antenne maggiormente adatte. Lo studio si concentra su tag da applicare al torace, per esempio in forma di cerotto o ciondolo, eventualmente integrabile con sensori ed elettronica.

## 2 FORMULAZIONE DEL PROBLEMA E MODELLI

Si considera un modello di riferimento del corpo umano costituito da un cilindro stratificato di sezione ellittica (Fig.1*sin*) la cui geometria è costruita a partire dalle mappe anatomiche in [2]. Questa configurazione è preferita ad un più tradizionale modello omogeneo o a strati piani perchè è di interesse valutare il guadagno del tag, e quindi la distanza di lettura, anche posteriormente (schiena) e lateralmente (fianchi) la superificie di applicazione (petto). Per isolare elettricamente l'antenna dalla pelle, che altrimenti in ragione della sua elevata



Figure 1: **sin.**) modello cilindrico stratificato del torace. **des.**) prestazioni di tag in funzione dei parametri energetici. I marker indicano le caratteristiche delle antenne di seguito descritte.

conducibilità cortocircuiterebbe i conduttori dell'antenna, e per assicurare la biocompatibilità del tag, si suppone che questo sia separato dal corpo umano da un sottile strato di silicone (spessore 4mm). Si considera come limitazione dell'ingombro planare dell'antenna un rettangolo di dimensioni  $3cm \times 4cm$ . Avendo indicato con  $EIRP_R$  la potenza efficace trasmessa dal reader verso il tag, con  $P_{chip}$  la sensibilità del chip posto sul tag, e con  $G_{tag}$  il guadagno dell'antenna del tag, risulta definita la massima distanza di lettura ( $d_{max}$ ) di un tag passivo, che è quella oltre la quale la potenza raccolta dal tag diventa inferiore alla sensibilità del chip:

$$d_{\max} = \frac{c}{4\pi f} \sqrt{\frac{EIRP_R}{P_{chip}} (\tau G_{tag})} \tag{1}$$

Il fattore  $\tau = 4R_{chip}R_A/|Z_{chip} + Z_A|^2 \le 1$  è il coefficiente di trasmissione in potenza [3] che tiene conto del degrado di prestazioni del tag per effetto del disadattamento tra antenna  $(Z_A = R_A + jX_A)$  e chip  $(Z_{chip} = R_{chip} + jX_{chip})$ . Poichè il chip include uno stadio di accumulo di energia, la sua reattanza è fortemente capacitiva, e quindi l'antenna integrata deve essere induttiva piuttosto che risonante (adattamento coniugato).

La presenza del corpo umano con il suo elevato valore di permettività e conducibilità, se da un lato facilità la miniaturizzazione del tag (che è invece un aspetto critico nelle applicazioni in spazio libero), e permette una elevata stabilità in frequenza (basso fattore di merito), dall'altro provoca un sensibile assorbimento del campo proveniente dal reader. Il guadagno del tag risulta quindi sensibilmente degradato e, in virtù della Eq.1, la portata del radiocollegamento viene ridotta. Inoltre, a causa dell'intrinseca capacità elettrica del corpo umano, ci si aspetta che sarà poco agevole realizzare antenne contattanti con elevata reattanza induttiva.

La potenza erogabile dal reader è soggetta a normative europee secondo gli standard ETSI EN330-220 e Draft ETSI EN302 208-2. In particolare nella banda 865.6-867.6 MHz sarà tra poco ammesso un EIRP massimo di 3.2W che affianca il precedente limite di 0.8 W, mentre sono attualmente in discussione valori più elevati (EIRP<6.4W) in analogia alle regolamentazioni di altri paesi.

La sensibilità del chip è continuamente migliorata, spronata dalla ricerca sui sistemi radio a basso consumo. Ad ora sono disponibili prodotti commerciali con  $P_{chip}$  dell'ordine delle decine di microwatt mentre si stanno sperimentando microchip a basso consumo con



Figure 2: sin.) dipolo stampat ad 'S'su supporto di silicone:  $Z_A = (20 + j63)\Omega$ ,  $G_{tag} = -10.8 dB$ ,  $\tau = 0.03$ ,  $d_{max} = 1.5m$ . des.) Struttura duale a slot:  $Z_A = (83 + j102)\Omega$ ,  $G_{tag} = -11.0 dB$ ,  $\tau = 0.15$ ;  $d_{max} = 3.6m$ .



Figure 3: sin.) tag a slot con incremento di guadagno efficace:  $Z_A = (176 + j100)\Omega$ ,  $G_{tag} = -8.8dB$ ,  $\tau = 0.24$ ,  $d_{max} = 5.3m$ . des.) Andamento della distanza massima di lettura nell'intorno della frequenza di lavoro.

sensibilità dell'ordine di pochi microwatt [4]. In Fig.1*des* è rappresentata la distanza massima di lettura in funzione della sensibilità del chip e del *guadagno efficace* ( $\tau G_{tag}$ ), che in presenza del corpo umano sarà di gran lunga inferiore a 0dB. Si osserva che, ipotizzando antenne con guadagno efficace non inferiore a -10dB, il limite di EIRP<3.2 W è ragionevolmente compatibile con distanze di lettura dell'ordine di 5m a patto di usare microchip con potenza di soglia minore di  $10\mu W$  (-20dBm).

## **3 VALUTAZIONE DELLA TIPOLOGIA DI ANTENNA**

I tag nella gamma UHF hanno tipicamente configurazioni riconducibili al dipolo stampato. Per ottenere un'antenna induttiva, la sua lunghezza elettrica deve eccedere  $\lambda/2$ , e per contenerne le dimensioni si utilizzano soluzioni tipo meader line [5]. I requisiti di elevata impedenza induttiva, ingombro limitato e guadagno sono parzialmente inconciliabili, poichè la sagomatura a meandro provoca l'insorgere di correnti differenziali poco efficienti ai fini della radiazione, ma responsabili di dissipazione ohmica. Questo effetto è ancor più evidente quando il tag deve essere posto in contatto con un mezzo con perdite.

Verranno ora presentate alcune configurazione planari con riferimento alle caratteristiche del microchip in [4] avente impedenza  $Z_{chip} = (40 - j366)\Omega$ , e sensibilità  $P_{chip} = 2.7\mu\Omega$ .

<sup>'</sup> La prima antenna considerata è un dipolo stampato ad "S" con traccia di larghezza 4mm (Fig.2*sin*). Le dimensioni dell'antenna sono state aggiustate per ottenere il miglior



Figure 4: Regione di lettura (sezione orizzontale e verticale) del TAG.3 realizzato in tecnologia a slot.

guadagno efficace nell'ingombro disponibile. Si nota che l'impedenza di antenna è ancora molto lontana dalla condizione di adattamento coniugato e quindi la massima distanza di lettura risulta di appena 1.5m (marker 'TAG.1' in Fig.1.*des*). Un modo semplice di aumentare la reattanza d'ingresso senza variazioni di ingombro consiste nel ricorrere ad un struttura a slot, con il microchip posto al centro, che risulta induttiva per frequenze inferiori alla risonanza (e quindi con dimensioni contenute). Fig.2*des* mostra la geometria e le prestazioni di una struttura all'incirca duale di quella a dipolo. Si nota che, sebbene il guadagno massimo sia più basso, il miglior adattamento al microchip permette di ottenere una distanza di lettura fino a 3.5m (TAG.2 in Fig.1*des*).

E' possibile migliorare ulteriormente il guadagno ed aumentare la reattanza d'ingresso, incrementando l'area della slot (Fig.3*sin*) con possibilità di lettura fino ad olotre 5m in tutta la banda allocata all'applicazione RFID (Fig.3*des*). La regione di lettura (Fig.4), nell'ipotesi di trascurare le interazioni con l'ambiente indoor, si estende per circa 2m dal fianco, per 1m dalla schiena e per oltre 3m sopra la testa. Questo tipo di configurazione, benchè ancora ampiamente perfettibile, sembra quindi compatibile con il monitoraggio del paziente in una singola stanza, mentre ambienti più ampi, come per esempio una corsia ospedaliera, potrebbero essere serviti da più stazioni di interrogazione.

#### References

- L. Cheng-Ju, L. Li, C. Shi-Zong, W. Chi Chen, H. Chun-Huang, C. Xin-Mei, "Mobile healthcare service system using RFID", *IEEE Int. Conf. Networking Sensing and Control 2004*, Vol.2 pp.1014-1019, 2004
- [2] M. J. Ackerman, "The visible human project: a resourch for education", *J. Acad. Med.* N.74, pp. 667-670, 1999
- [3] P. V. Nikitin, K. V. S. Rao, S. F. Lam, V. Pillai, R. Martinez, H. Heinrich, "Power reflection coefficient analysis for complex impedances in RFID Tag design", *IEEE Trans. Microwave, Theory, Tech.*, Vol.53, N.9, pp.2721-2715, Sept. 2005
- [4] J. Curty, N. Joehl, C. Dehollain, M. J. Delercq, "Remotely powered addressable UHF RFID integrated system", *IEEE J. Solid-State Circuits*, Vol.40, N.11, pp. 2193-2202, Nov. 2005
- [5] G. Marrocco, "Gain-optimized self-resonant meander line antennas for RFID applications", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol.2, pp.302-305, 2003

# UNA CAVITA' APERTA E SURMODATA COME SENSORE DI LIVELLO DI ACCIAIO FUSO IN SISTEMI DI PRODUZIONE A COLATA CONTINUA

G. Virone, R. Tascone, A. Olivieri, O. A. Peverini, R. Orta

Istituto di Elettronica ed Ingegneria dell'Informazione e delle Telecomunicazioni I.E.I.I.T.-CNR. c/o Politecnico di Torino, C.so Duca degli Abruzzi 24, 10129, Torino

## giuseppe.virone@polito.it

#### Abstract

A new sensor for gauging both the molten-steel level and the molding-powder amount in continuous casting machines is presented (European Patent No. 05012031.0). Inside the mold, where the molten steel is gradually cooled down and shaped, an electromagnetic resonant cavity is set up. Because of several mechanical and thermal constraints, some apertures of significant size have to be present at given positions. Nevertheless, the overall structure has been designed to support a proper field distribution that is practically confined inside it. This task has been accomplished by properly shaping the apertures and by designing suitable higher-order-mode launchers. Moreover, the cavity has been designed so that the 2-by-2 relationship between the molten steel level and the molding powder amount, and its resonance frequency and bandwidth is invertible. Thanks to this feature, the parameters of interest can be evaluated by measuring the cavity transmission-coefficient and subsequently processing the corresponding data.

## **INTRODUZIONE**

Gli impianti di produzione a colata continua vengono utilizzati in ambito industriale per produrre semilavorati in acciaio come billette o blumi. Essenzialmente, l'acciaio fuso viene colato all'interno di un contenitore di sezione rettangolare, che viene chiamato "lingottiera", mediante un tubo chiamato "tuffante". Durante il processo di colata, l'acciaio parzialmente solidificato viene continuamente estratto dal fondo della lingottiera mediante dei rulli, realizzando così delle barre di sezione trasversale circa pari a quella della lingottiera e di estensione longitudinale proporzionale alla durata complessiva del processo. Ai fini di prevenire eventuali malfunzionamenti del sistema e garantire una buona uniformità della barra prodotta, è necessario controllare in modo molto accurato il livello di acciaio fuso nella lingottiera [1]. Pertanto, la precisione del sensore di livello gioca un ruolo fondamentale nella qualità finale del semilavorato.

Sulla superficie dell'acciaio vengono anche introdotte delle polveri granulari per motivi metallurgici. Il quantitativo di questo materiale, che non viene controllato, può fluttuare durante il processo. Pertanto, i sensori di livello consolidati [2-5], che forniscono una misura del livello di acciaio fuso significativamente influenzata dalla presenza delle polveri granulari, tendono a non essere sufficientemente accurati per le applicazioni odierne.

In questo lavoro viene presentato un nuovo tipo di sensore che consente di misurare contemporaneamente sia il livello di acciaio fuso che il quantitativo di polveri granulari. Il dispositivo si basa sulla misura della frequenza di risonanza e del fattore di merito di una cavità risonante realizzata all'interno della lingottiera stessa (brevetto europeo n. 05012031.0).

# **ARCHITETTURA DEL SENSORE**

Un esempio di lingottiera di sezione circa quadrata è rappresentato al centro di Fig. 1. A sinistra, le pareti della lingottiera sono state rimosse allo scopo di mostrare il tuffante sommerso nell'acciaio fuso e le polveri granulari che ricoprono la superficie dello stesso.



Figura 1. Vista interna e complessiva della cavità risonante realizzata all'interno della lingottiera.

La cavità risonante viene realizzata sfruttando le quattro pareti verticali della lingottiera (rame), la superficie esterna del tuffante (materiale refrattario conduttore), la superficie dell'acciaio liquido ed un apposito coperchio metallico. Quest'ultimo, rappresentato sulla destra, è composto da una struttura chiamata "choke", che permette al contempo di introdurre il tuffante e di confinare la configurazione di campo voluta all'interno della cavità, e da una parete metallica con due aperture rettangolari atte a consentire l'introduzione delle polveri granulari. Due lanciatori, che verranno connessi ad un sistema elettronico di misura del coefficiente di trasmissione, sono posizionati nella parte inferiore del coperchio.

L'intera architettura può essere considerata come una guida coassiale, i cui conduttori interno ed esterno sono rispettivamente il tuffante e le pareti della lingottiera, chiusa ad una estremità su un corto circuito mobile (superficie di acciao fuso) e su un carico praticamente reattivo all'altra estremità. La struttura è parzialmente riempita dalle polveri granulari che possono essere modellizzate come un dielettrico con perdite.

A causa di vincoli di carattere meccanico e termico, il tuffante e le pareti della lingottiera non possono essere messi in contatto elettrico tra loro. Di conseguenza, il modo fondamentale TEM della guida coassiale, non può essere efficientemente confinato all'interno della struttura. Per questo motivo, i lanciatori sono stati progettati in modo tale da eccitare una configurazione di campo di ordine superiore nella guida coassiale, simile al TE10 in guida rettangolare. Tale configurazione può infatti essere efficientemente confinata grazie all'opportuno dimensionamento del coperchio metallico. In particolare, le due aperture rettangolari vengono posizionate in modo tale così una forte attenuazione. Per quanda riguarda invece l'apertura ad anello che circonda il tuffante, una forte attenuazione per unità di lunghezza non è ottenibile nella banda di lavoro, in quanto tale apertura è prossima alla risonanza. Pertanto, si è

introdotto il "choke" rappresentato in Fig. 1, che data la lunghezza elevata produce una soddisfacente attenuazione.

# ANALISI DELLA CAVITA' RISONANTE

L'architettura di Fig. 1 è stata analizzata mediante tecniche full-wave, al variare del livello di acciaio  $l_A$  in un intervallo di ±40 mm rispetto alla posizione nominale e dello spessore dello strato di polveri granulari  $l_P$  di 40 mm (la permettività complessa delle polveri è stata caratterizzata sperimentalmente mediante la tecnica [6]).



**Figura 2.** Andamento in frequenza del coefficiente di trasmissione della cavità al variare della quantità di polveri granulari  $l_p$  e del livello di acciaio fuso  $l_A$  (da sinistra, [-40 -20 0 20 40] mm).

I risultati ottenuti sono riportati in Fig. 2. Le curve punteggiate si riferiscono all'assenza di polveri nella cavità mentre le curve tratteggiate e continue corrispondono rispettivamente ad uno spessore di 30 e 40 mm. Per ciascun valore dello spessore  $l_p$ , le cinque curve corrispondono ad un diverso livello di acciaio  $l_A$  (da sinistra, [-40 -20 0 20 40] mm). Nel caso di assenza di polveri, la diminuzione del livello di trasmissione alle alte frequenze è dovuta sia alle perdite ohmiche che all'irradiazione residua attraverso le aperture del coperchio metallico. Inoltre, si noti come la presenza delle polveri comporti essenzialmente una diminuzione del livello dei picchi (con conseguente allargamento della banda) nonchè una riduzione della frequenza di risonanza.

## CARATTERIZZAZIONE DEL SENSORE

Le curve di Fig. 2 possono essere identificate utilizzando come parametri la frequenza di risonanza  $f_R$  e la larghezza di banda  $\Delta f_{10dB}$ . In questo modo, è possibile individuare una relazione 2x2 tra le coppie  $(l_A, l_P)$  e  $(f_R, \Delta f_{10dB})$ . Dall'analisi delle corrispondenti curve di livello si osserva che tale relazione è invertibile; questa proprietà nasce dal fatto che le perdite per irradiazione della cavità, le quali avrebbero mascherato l'effetto delle polveri, sono state minimizzate e dal posizionamento della banda di lavoro della cavità all'interno dell'intervallo di frequenze che garantisce la monotonicità delle caratteristiche. La relazione è stata invertita numericamente e le corrispondenti curve di livello sono rappresentate in Fig. 3.



Figura 3. Curve di livello delle caratteristiche del sensore: livello di acciaio liquido  $l_A$  (sinistra), spessore delle polveri  $l_P$  (destra).

# CONCLUSIONI

Dalla Fig. 3 si evince come sia possibile ottenere il valore dei livelli di interesse a partire dalle caratteristiche in frequenza misurate della cavità. E' possibile calcolare inoltre i parametri di sensitività del sensore: il più significativo, che lega il livello di acciaio alla frequenza di risonanza, è dell'ordine di 1 mm/MHz. Di conseguenza, una risoluzione di 1 mm nella misura del livello di acciaio è ottenibile con strumenti standard per la misura della risposta in frequenza.

Siccome il tempo di ritardo della cavità è dell'ordine del microsecondo, questo dispositivo può essere sicuramente utilizzato nell'ambito di un controllo in catena chiusa. Inoltre, siccome il sensore fornisce anche la misura del quantitativo di polveri granulari, esiste la possibilità di introdurre un controllo in catena chiusa anche su tale grandezza, migliorando così l'intero processo produttivo.

# Bibliografia

- [1] J.S. Bedi, et al. "Fuzzy Sliding Mode Mould Level Control in Continuous Casting Process", *IEEE International Fuzzy Systems Conference Proceedings*, August 22-25, 1999, Seoul, Korea.
- [2] K. Fujisaki, "High-Response Inductive Electromagnetic Sensor", IEEE Trans. On Magnetics, Vol. 39, No. 5, Sept 2003, pp. 2190-2193.
- [3] C. Bonaventure B., A. Jack H., "Radiation Gauging", *Patent Number EP0658747*, 21 June 1995.
- [4] A. Teruo, "Molten Steel Level Detector", *Patent Number JP61132251*, 19 June 1986.
- [5] P.C. Edward, M. E. James, "Metal Level Detection Method and Apparatus", *Patent Number EP0859223*, 19 August 1998.
- [6] D. Vaccaneo, et al. "Measurement system of complex permittivity of ornamental rocks in L frequency band", *Geoscience and Remote Sensing, IEEE Transactions on,* Volume 42, Issue 11, Nov. 2004 Page(s): 2490 2498.

# UNA STRUTTURA QUATTRO PORTE PER MISURE COMPARATIVE DI COSTANTE DIELETTRICA E CONTENUTO DI UMIDITÀ

A. Ocera, E. Fratticcioli, M. Dionigi, R. Sorrentino

Dipartimento di Ingegneria Elettronica e dell'Informazione, Università di Perugia Via G. Duranti 93, 06125 Perugia. e-mail:<u>marco.dionigi@diei.unipg.it</u>

#### Abstract

A novel four port structure for complex permittivity measurement is presented, consisting of the cascade of two quadrature hybrids connected through two transmission paths. The Material Under Test (MUT) is coupled to one transmission path, while the other is coupled to a known reference material sample (REF). The complex dielectric permittivity of the MUT is evaluated by simply measuring the amplitudes of the two outputs when air is chosen as REF, thus obtaining a simple and cheap measurement procedure. The structure can be adopted for comparative permittivity measurement, thus allowing one to obtain a material quality parameter estimation, e.g. relative moisture content. A prototype has been fabricated and experimentally tested exhibiting very good accuracy and sensitivity.

#### INTRODUZIONE

Molte applicazioni industriali, mediche e di ricerca teorica rendono attuale e di notevole interesse lo sviluppo di sensori per la misura della costante dielettrica complessa dei materiali [1,2]. In molti casi, la scelta del metodo di misura è imposta dalle condizioni operative o da particolari vincoli imposti dalla forma e dalla consistenza del materiale sotto test (MUT, dall'inglese *Material Under Test*); comunque, i sensori a microonde risultano essere una soluzione ottimale [2,3], per la loro non-invasività unita alla possibilità di eseguire misure in tempo reale e a basso costo. Uno dei metodi più comunemente utilizzati è quello in cui le caratteristiche del MUT vengono valutate tramite l'uso di un sensore risonante [4], ad esempio inserendo il MUT in una cavità risonante oppure accoppiandolo con un risonatore di tipo planare [5]. I metodi nominati richiedono la misura della risposta del risonanza e banda del risonatore.

In molti casi però non è necessario conoscere il valore esatto della costante dielettrica di un materiale, quanto la sua variazione o il suo scostamento da un materiale di riferimento (REF). Ciò è vero specialmente nel caso di applicazioni industriali, nelle quali ad esempio debba essere tenuto sotto controllo il rapporto di componenti in miscele di materiali, oppure nel monitoraggio di contenuto di umidità. Nel caso sia necessario effettuare misure rispetto ad un campione di riferimento, l'uso dei sensori risonanti può non essere agevole, in quanto tutto il sistema di misura deve far si che eventuali differenze nella risposta misurata siano imputabili solo a variazioni del MUT e non, ad esempio, a variazioni di temperatura o di altri parametri ambientali che influenzino la risposta del risonatore.

In questo lavoro viene presentato un metodo innovativo per la misura della costante dielettrica dei materiali. L'approccio mostrato permette l'implementazione di diverse soluzioni; noi presentiamo i risultati ottenuti con una configurazione quattro-porte realizzata in microstriscia, con la quale mostreremo come sia possibile eseguire misure di costante dielettrica e anche di ottenere parametri che indicano le sue variazioni rispetto ad un campione di riferimento, estendendo l'applicabilità della misura al campo del controllo di qualità. I risultati mostrati sono per campioni solidi, ma posto che venga studiata l'interazione più appropriata, nulla vieta l'estensione del metodo a campioni di diversa consistenza.

#### **TEORIA DEL SENSORE QUATTRO PORTE**

Come mostrato in Figg. 1 e 2, il sensore è costituito dalla cascata di due accoppiatori ibridi a 90° connessi da due tratti di linea di lunghezza nota, accoppiati, entrambi per un tratto lungo d,





Figura 1. Configurazione del sensore

riferimento su entrambi i percorsi.

Figura 2. Layout del circuito in microstriscia e configurazione di misura

con il MUT e con il materiale di riferimento (REF). In questo modo, un segnale incidente alla porta 1 ( $a_1$ ) si divide nei due segnali di uscita  $b_3$  e  $b_4$ . Abbiamo mostrato in un lavoro precedente [6] che, nel caso di assenza di perdite, i due segnali  $b_3$  e  $b_4$  si esprimono come segue:

$$b_{3} = \frac{a_{1}}{2} \Big[ T_{MUT} e^{-\gamma_{MUT}d} - T_{REF} e^{-\gamma_{REF}d} \Big] \quad (1) \qquad b_{4} = -j \frac{a_{1}}{2} \Big[ T_{MUT} e^{-\gamma_{MUT}d} + T_{REF} e^{-\gamma_{REF}d} \Big] \quad (2)$$

nelle quali  $\gamma_{MUT} = \alpha_{MUT} + j\beta_{MUT}$  e  $T_{MUT}$  sono, rispettivamente, la costante di propagazione ed il coefficiente di trasmissione della linea accoppiata con il MUT, mentre  $\gamma_{REF} = \alpha_{REF} + j\beta_{REF}$  e  $T_{REF}$  rappresentano le stesse grandezze nel tratto accoppiato col materiale di riferimento. Ciò detto, i moduli dei due segnali di uscita in Fig.1 sono dati da:

$$|b_{3}|^{2} = \frac{|a_{1}T_{REF}e^{-\gamma_{REF}d}|^{2}}{4} \left(1 + T_{\Delta}^{2}e^{-2\alpha_{\Delta}d} - 2T_{\Delta}e^{-\alpha_{\Delta}d}\cos(\beta_{\Delta}d)\right)$$
(3)

$$|b_4|^2 = \frac{|a_1 T_{REF} e^{-\gamma_{REF} d}|^2}{4} \left(1 + T_\Delta^2 e^{-2\alpha_\Delta d} + 2T_\Delta e^{-\alpha_\Delta d} \cos(\beta_\Delta d)\right)$$

$$dove_T = -\frac{T_{MUT}}{4} + \alpha_{\Delta} = \alpha_{\Delta} - \alpha_{\Delta} + \alpha_{\Delta} = \beta_{\Delta} - \beta_{\Delta} + \beta_{\Delta} = \beta_{\Delta} + \beta_{\Delta} + \beta_{\Delta} = \beta_{\Delta} + \beta_{\Delta} + \beta_{\Delta} = \beta_{\Delta} + \beta_{\Delta} + \beta_{\Delta} + \beta_{\Delta} + \beta_{\Delta} = \beta_{\Delta} + \beta_{$$

La grandezza  $\left|a_{1}T_{REF}\right|^{MUI}$ ,  $\alpha_{\Delta} = \alpha_{MUT} - \alpha_{REF} \in \beta_{\Delta} = \beta_{MUT} - \beta_{REF}$ . La grandezza  $\left|a_{1}T_{REF}e^{-\gamma_{REF}d}\right|^{2}$  si ottiene facilmente dalla (4), una volta posto il materiale di

Definiamo quindi 
$$\overline{|b_3|^2} = \frac{|b_3|^2}{|a_1 T_{REF} e^{-\gamma_{REF} d}|^2}$$
 e  $\overline{|b_4|^2} = \frac{|b_4|^2}{|a_1 T_{REF} e^{-\gamma_{REF} d}|^2}$ , dalle (3) e (4) si ottiene:  
 $T_{\Delta} e^{-\alpha_{\Delta} d} = \sqrt{2\left(\left|\overline{b_4}\right|^2 + \left|\overline{b_3}\right|^2\right) - 1}$  (5)  $\beta_{\Delta} d = \cos^{-1} \left[\frac{\left(\overline{|b_4|^2} - \overline{|b_3|^2}\right)}{\sqrt{2\left(\left|\overline{b_4}\right|^2 + \left|\overline{b_3}\right|^2\right) - 1}}\right] + n * \pi^{(6)}$ 

che rappresentano l'attenuazione e lo sfasamento rispetto al cammino di riferimento. Una volta scelto il particolare tipo di cammino (guida, microstriscia, spazio libero ecc.) si stabilisce anche il legame funzionale tra  $T_{\Delta}$ ,  $\beta_{\Delta}$  e la loro dipendenza dalle costanti di MUT e REF. L'inversione di tali funzioni permetterà quindi di determinare il valore della costante dielettrica del MUT a seguito della sola misura di ampiezza dei segnali  $b_3$  e  $b_4$ .

#### PROCEDURA DI MISURA DELLA COSTANTE DIELETTRICA

La Fig. 2 mostra un'implementazione in microstriscia, nella quale due accoppiatori *branch-line* sono connessi in cascata da due tratti di linea uguali, configurati ad 'U' per motivi di compattezza, uno dei quali coperto dal materiale MUT ( $\varepsilon_{MUT} = \varepsilon_{rMUT} (1-j \tan \delta_{MUT})$ ) per un tratto di lunghezza *d*, mentre l'altro è coperto dal REF per la stessa lunghezza. REF può essere anche aria ( $\varepsilon_{r\_REF}$ =1-j0). Il tratto *d* è stato opportunamente ottimizzato per ottenere sensibilità (discriminazione fra dielettrici MUT diversi) sufficiente alle misure, buon isolamento della porta disaccoppiata (porta 2) e bassa riflessione alla porta 1.

Considerando quindi REF=aria, possiamo esprimere tutti i parametri delle precedenti equazioni tenendo conto del contributo del MUT e del substrato [7].

$$\beta_{\Delta}d = (\beta_{LOAD} - \beta_{UNL})d = \frac{\omega d}{c} \left( \sqrt{\varepsilon_{UNL\_eff}} - \sqrt{\varepsilon_{LOAD\_eff}} \right)$$
(7)

$$T_{\Delta} = \frac{4\sqrt{\varepsilon_{UNL\_eff}} \quad \varepsilon_{LOAD\_eff}}{\left(\sqrt{\varepsilon_{UNL\_eff}} + \sqrt{\varepsilon_{LOAD\_eff}}\right)^2} \tag{8}$$

$$\alpha_{\Delta} = \alpha_{LOAD} - \alpha_{UNL} = \alpha_{LOAD} - \left(\frac{27.3}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon_{r_{-}SUB}} \tan \delta_{SUB}\right)$$
(9)

 $\varepsilon_{\text{UNL}_{eff}}$  e $\varepsilon_{\text{LOAD}_{eff}}$  sono, rispettivamente, la costante dielettrica efficace della microstriscia non caricata e caricata con il MUT, mentre *c* e  $\lambda_0$  sono la velocità della luce e la lunghezza d'onda nello spazio libero.

Per semplicità, il coefficiente *T* è stato calcolato nell'ipotesi di piccole riflessioni, considerando un MUT con basse perdite. Il caso più generale (MUT con perdite elevate,  $REF \neq aria$ ) si ottiene facilmente, ma a prezzo di qualche calcolo più oneroso.

La procedura di calcolo si sviluppa quindi nei passi seguenti:

- 1. Misura dei parametri di scattering, e calcolo di  $\beta_{\Delta}d$  dalla (6)
- 2. Calcolo di  $\varepsilon_{\text{LOAD}_{eff}} eT_{\Delta}$  tramite le (7) e (8)
- 3. Calcolo di  $\alpha_{\Delta}$  dalla (5)
- 4. Calcolo di  $\alpha_{LOAD}$  dalla (9)

5. Inversione di un modello proposto da Bahl e Stuckly [7] per le microstrisce 'multistrato' (10)-(11) e calcolo della permittività incognita, tenendo conto che q è il fattore di riempimento [8] della struttura multistrato e  $\varepsilon_{r SUB}$  è la costante dielettrica del substrato.

$$\alpha_{LOAD} = \frac{27.3}{\lambda_0 \sqrt{\varepsilon_{LOAD\_eff}}} \left[ \varepsilon_{r\_MUT} \tan \delta_{MUT} + \left( \varepsilon_{r\_SUB} \tan \delta_{SUB} - \varepsilon_{r\_MUT} \tan \delta_{MUT} \left( \frac{\varepsilon_{r\_MUT} - \varepsilon_{LOAD\_eff}}{\varepsilon_{r\_MUT} - \varepsilon_{r\_SUB}} \right) \right]$$
(10)  
$$\varepsilon_{LOAD\_eff} = q \varepsilon_{r\_SUB} + (1-q)\varepsilon_{r\_MUT}$$
(11)

#### **RISULTATI SPERIMENTALI**

#### A. Misura di costante dielettrica

È stato costruito un prototipo e sono state eseguite misure di materiali solidi polimerici (PVC, PEHD, NYLON, TEFLON). Riportiamo in Figg. 3 e 4 il confronto (misurato) tra i parametri del sensore a vuoto e caricato con il NYLON. Come si può notare, è evidente come la presenza del MUT provochi un abbassamento di  $|S_{31}|$  con il conseguente aumento di  $|S_{41}|$ .

In Fig.5 si mostra il prototipo, mentre inTab. 1 si hanno i risultati numerici ottenuti in seguito all'applicazione della procedura di calcolo illustrata nella sezione precedente.

#### B. Esempio di misure comparative

Per illustrare l'applicabilità del sensore a misure utilizzabili per controlli di qualità, mostriamo i risultati di un test effettuato su campioni di legno di pino con differenti contenuti di umidità, confrontati con un campione asciutto dello stesso legno. Il contenuto di umidità di ciascun campione, relativo al riferimento, è stato calcolato e riportato in Tab.2, mentre la Fig.6 mostra come l'ampiezza del coefficiente di trasmissione alla porta 3, anche calcolato ad una sola frequenza per aumentare la velocità di acquisizione, possa essere utilizzato come indicatore di contenuto di umidità.

#### CONCLUSIONI

Abbiamo mostrato una nuova struttura che attraverso la misura scalare della potenza trasmessa attraverso due cammini, uno caricato con un MUT ed uno con un materiale di riferimento, permette il calcolo della costante dielettrica del MUT. Abbiamo mostrato, inoltre, come il segnale misurato ad una delle porte di uscita possa essere utilizzato come indicatore di variazioni della costante dielettrica (e quindi di caratteristiche fisiche ad essa riconducibili) del

MUT rispetto ad un campione di riferimento. I risultati ottenuti con un prototipo in microstriscia che lavora ad una frequenza centrale di 2.35 GHz mostrano una buona accuratezza e sensibilità.



Fig.3 Misura dei parametri S del sensore a vuoto

Tab I : Misure di costante dielettrica.

Sample	Measure	ed [ε' tgδ]
Teflon	2.09	0.0008
PVC	2.93	0.001
PEHD	2.37	0.0003
Nylon	3.06	0.003





#### **BIBLIOGRAFIA**

[1] K. Kupfer, A. Kraszewski, R. Knöchel, Sensors Update - RF & Microwave Sensing of Moist Materials, Food, and other Dielectrics, vol.7, WILEY-VCH, Jan. 2000.

[2] E. Nyfors, P. Vainikainen "Industrial Microwave Sensors", IEEE MTT-S Digest 1991.

[3] S. Trabelsi, S. O. Nelson, "Free-Space Measurement of Dielectric Properties of Moist Granular Materials at Microwave Frequencies", *IEEE Inst. and Meas. Tech. Conf. Proceedings*, Vail CO, 20-22 May 2003, pp. 518-523.

[4] E. Fratticcioli, A. Ocera, M. Dionigi, F. Orfei, G. Bianchi, "A low-cost complete system for complex permittivity measurement using resonant probes", *Proceedings of the European Microwave Association*, Vol.I, Issue 4, Dec. 2005.

[5] E. Fratticcioli, M. Dionigi, R. Sorrentino "A Planar Resonant Sensor for Complex Permittivity Characterization of Materials", *IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*, 2-7 June 2002 Seattle WA, pp 647-650.

[6] A.Ocera, M.Dionigi, E.Fratticcioli, R.Sorrentino, "A Novel Technique for Complex Permittivity Measurement Based on a Planar Four Port Device", *EuMC 2005 Conf. Proc., Paris, France, 4-6 October 2005.* 

[7] I.J. Bahl and S. S. Stuchly, "Analysis of a Microstrip Covered with a Lossy Dielectric", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol 2 MTT-28, No.2, February 1980.

[8] C. Wan and A. Hoorfar," Improved Design Equations for Multilayer Microstrip Lines", *IEEE Microwave and Guided Letters*, vol. 10, No. 6, June 2000.



Fig4 Misura della risposta del sensore caricato con NYLON

Tab II : Misure di contenuto di umidità

Sample	ΔM
Sample 1	4.1%
Sample 2	5.6%
Sample3	5.8%
Sample4	6.5%



Fig. 6: Risposta del sensore al variare del contenuto di umidità di campioni di legno

# LE MICROONDE NEL SETTORE AGROALIMENTARE RASSEGNA DI ALCUNE APPLICAZIONI

B. Bisceglia, sj<sup>1</sup>, N. Diaferia<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Dipartimento di Ingegneria Informatica ed Ingegneria Elettronica Università degli Studi di Salerno, Via Ponte don Melillo 1, 84084 Fisciano (SA) bbisceglia@unisa.it

> <sup>2</sup> Emitech srl S.P. 231 km 32.200, Corato (BA) diaferia.n@emitech.it

#### Abstract

Today MW treatments of vegetal foodstuff are used in more and more industrial applications thanks to its very satisfactory results. As a matter of fact this method is cheap and environmentally friendly. Its duration time is very short and allows a no-stop production chain. This work describes some results of MW exposures pointing out the disinfestations full efficiency.

# **INTRODUZIONE**

Le derrate, dal momento della raccolta e soprattutto durante le fasi di stoccaggio, subiscono l'attacco di numerosi parassiti infestanti in quanto offrono loro un prezioso nutrimento ed un confortevole habitat.

Molte forme biologiche infestanti, non sopravvivono oltre una certa temperatura detta *temperatura letale* che per gli infestanti, generalmente cade nel range di 50  $\div$  60 °*C*. La metodologia di disinfestazione qui illustrata si basa sulla utilizzazione delle microonde, portando la temperatura corporea delle forme biologiche al di sopra della Temperatura Letale (TL).

A seconda delle differenti caratteristiche chimiche (soprattutto contenuto di  $H_2O$ ) e fisiche delle derrate alimentari (grano, sfarinati, legumi, cacao), si applicano protocolli di trattamento in camere riverberanti alle microonde differenti che assicurano che gli infestanti biologici vengano portati a temperatura superiore a quelle per loro letali e la temperatura delle derrate *non provochi* significative variazioni organolettiche e nutrizionali.

Questo nuovo metodo di disinfestazione delle derrate alimentari, oltre ad essere efficace nei confronti di moltissime famiglie di insetti, è *ecologico* (il trattamento non produce inquinamento sulla derrata, né nell'ambiente circostante) ed è *economico* (il ciclo di trattamento è di pochi minuti per cui non vi è blocco degli impianti produttivi).

### **MATERIALI E METODI**

Il trattamento di disinfestazione è stato realizzato utilizzando un prototipo di camera schermata riverberante alle microonde, progettato e realizzato dalla EMITECH (f = 2.45 GHz,  $P_{max} = 5.8$  kW).

La temperatura esterna dei campioni prima e dopo il trattamento è stata monitorata tramite termocamera all'infrarosso e sono state registrate le immagini termografiche relative a ciascun campione. In media si è registrata una temperatura iniziale di  $24^{\circ}C$  (temperatura ambiente) e finale di  $60-65^{\circ}C$ .

La perdita di umidità dei campioni è stata valutata misurando la variazione di peso dei campioni prima e dopo il trattamento, mediante bilancia di precisione.

# TRATTAMENTI

Derrate alimentari	derrate di <i>Cicer arietinum</i> var. <i>arieticeps</i> , intensamente infestate da <i>Callosobrucus</i> <i>maculatus</i>
	derrate di cereali, in particolare grano duro e sfarinati

Partendo dagli individui disponibili negli allevamenti si è provveduto alla realizzazione di allevamenti massali per avere un numero congruo di esemplari da testare nelle prove termiche per la determinazione della temperatura letale.

Nella prova d'irraggiamento ci si è serviti di derrate che rientrassero nel *principio dell'infestazione reale* come numero di infestanti presenti; inoltre, in considerazione delle ridotte dimensioni degli infestanti (2-3 *mm*) e del fatto che gli adulti sono in continuo movimento, è stata saggiata l'azione disinfestante acuta delle microonde che deriva dal riscaldamento indotto nella massa della derrata trattata.

## RISULTATI

Circa un terzo dei campioni di Cicer arietinum trattati mostra completa devitalizzazione degli infestanti. Tale devitalizzazione è legata alle elevate temperature espresse dal sistema riverberante e si colloca intorno ai 65°C per tempi di circa 240 secondi.

L'andamento della mortalità degli infestanti nei campioni a 15 giorni dal trattamento è riportato nella figura.





Il comportamento riportato deriva probabilmente dalla evaporazione dell'acqua libera allontanata in seguito al trattamento.

Dal momento che la mortalità degli insetti è funzione dell'azione combinata di tempo e temperatura raggiunta dal campione, è stato possibile valutare sia l'azione letale della temperatura massima raggiunta e mantenuta per pochi secondi che l'azione letale delle temperature comunque alte che vengono mantenute nella fase di raffreddamento della massa trattata.

## CONCLUSIONI

L'esposizione di derrate alimentari, grazie all'azione combinata della temperatura massima e delle temperature mantenute durante il raffreddamento, ha portato alla disinfestazione dei campioni purché le temperature fossero superiori ai 40 °C. Tale efficacia, a temperature che non dovrebbero teoricamente essere risolutive, risulta dalla permanenza nel tempo delle temperature stesse che possono prolungarsi per decine di minuti.

Gli individui adulti in dispersione nei campioni durante le prove sono sfuggiti al trattamento in virtù delle loro ridotte dimensioni; nel caso di acari (*Tyrophagus* 

*putrescentiae*) il trattamento è risultato efficace anche nei confronti degli adulti per il loro tegumento sottile e quindi la loro alta suscettibilità alla disidratazione.

Le potenze applicabili per ottenere la disinfestazione variano in funzione delle caratteristiche e della massa delle derrate alimentari e del tempo di trattamento; bassi valori di potenza allungano il tempo di trattamento necessario al raggiungimento della temperatura letale.

I protocolli ottenuti, ancora ottimizzabili se si ipotizza un trattamento in linea e che tenga conto di accorgimenti tecnici specifici, (per es. un sistema di ventilazione ed aspirazione vapori), risulta già vantaggioso in termini di tempi e costi energetici di trattamento.

# BIBLIOGRAFIA

[1] Andreuccetti D., Bini M., Ignesti A., Gambetta A. Olmi R., "Microwave Destruction of Woodworms", *Journal of Microwave* Powerand *Electromagnetic Energy*, Vol. 29, N. 3, 1994.

[2] Sidik M., Rejesus B.M., Garcia R.P., Champ B.R., Bengston M., Dharmaputa O.S., Halid H., (eds.), *Proceedings of the symposium on pest management for stored food and feed*, Bogor, Indonesia, September, 5-7, 1995.

[3] Subramanya S., Ramakumar M.V., Babu C.K., Ranganna B., "Microwave disinfestation of coriander grains", *Current* Research *University of Agricultural Sciences*, Bangalore, 28(1-2): 18-20, 1999.

[4] De Leo R., Cerri G., Mariani Primiani V., "Misure di Permittività Dielettrica a Microonde Mediante Sonde Invasive", *Alta Frequenza Rivista di Elettronica*, Vol. 6, No. 3, maggio-giugno 1994, pp. 6-9.

[5] Okada F., Kobayashi K., Nagata S., Miyamoto S., "Measurement of the Dielectric Properties of Paper by Using a Dielectric Resonator", *Proceeding of the Microwave and High Frequency Heating Conference*, Fermo, Italy, 9-13 Sept, 1997, pp. 504-507.

[6] Banks H.J., "Prospects for heat disinfestation", Stored Grain Research laboratory, CSIRO Entomology, Canberra, ACT 2601.

[7] Bisceglia B., Cimino V., De Leo R., Diaferia N., Mlynarska K., Pandozy S., Pompili A., Santamaria U., "An innovative microwave system for wood art object disinfestations. Experimental results", *BioEm2005. Joint Meeting of the Bioelectromagnetics Society and the European Bioelectromagnetics Association*, Dublin, June 19-25, 2005.

[8] Lehmann E. H., Vontobel P., Deschler-Erb E., Soares M., "Non-invasive studies of objects from cultural heritage", *Nuclear Inst. and Methods in Physics Research*, N. 1-3, pp. 68-75, April 21, 2005,

[9] Enguita O., Calder T., Fernandez-Jimenez M.T., Beneitez P., Millan A., Garcia G., "Damage induced by proton irradiation in carbonate based natural painting pigments", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, N. 219–220, pp. 53–56, 2004.

# A MINIMALLY INVASIVE MICROWAVE INTERSTIAL APPLICATOR WITH AN INTEGRATED TEMPERATURE SENSOR

M. Linari, G. Biffi Gentili

Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni, Università di Firenze Via S. Marta, 3 - 50139 Firenze mariano.linari@unifi.it

#### Abstract

In the field of microwave hyperthermia, the use of minimally invasive applicators is recognized as a very promising technique for the treatment of small tumours because a very thin applicator can be easily introduced inside the body and precisely localized using the most advanced 3D imaging techniques and surgical robots. Minimally invasive hyperthermic applicators (MIHA) have been successfully employed for the treatment of bladder and brain tumours but the accurate temperature monitoring of the heated tissue volume still remains an open problem.

In this paper we propose a new minimally invasive applicator, integrating a metallic wired temperature sensor. The proposed MIHA consists of a asymmetric isolated dipole operating at 2.45 GHz. The very slim shape of the radiating element allows to insert it easily into the lesion through a soft plastic tube (catheter) while a temperature sensor, properly embedded in the applicator body, measures the tissue temperature at the interface with the catheter surface.

## **INTRODUCTION**

Microwave interstitial hyperthermia has been widely investigated in the past decades as localised thermal therapy for cancer treatment. Many thin applicators have been developed and used in therapeutic applications with valuable results. Most of them essentially consist of an insulated monopole, dipole or helix feed through a thin coaxial cables. However several technical solutions [1-4] have been proposed in order to localize the heating in a restrict area of tissue around the tumour and to avoid accidental and unwanted hot spots in the healthy tissue.

The effectiveness of a microwave thermal therapy depends not only on the radiative properties of the applicator used but also on the reliable and accurate temperature control during the therapeutic treatment. Impedance tomography, microwave radiometry, magnetic resonance imaging (MRI) and also methods based on ultrasounds are very attractive non-invasive temperature monitoring techniques. Despite these promising prospects, up till now an accurate temperature probes as thermocouples or thermistors. In microwave and RF treatments such sensors are connected to the measuring unit through metallic wires that, when placed close to the radiating applicator, can support intense RF currents due to near field electromagnetic (EM) couplings. In these cases dangerous and uncontrolled hot spots in the tissue could occur as well erroneous or very noisy temperature readings.

This work, based on a EM numerical analysis approach, suggests a novel technique for integrating a wired temperature sensor inside the body of a minimally invasive interstitial applicator without perturbing the radiated fields. Different configurations are analyzed with the aim of reducing unwanted SAR gradients in correspondence of the sensor tip that could be responsible of erroneous temperature measurements.

# **METHODS**

# Applicator design

The proposed interstitial coaxial applicator, depicted in Fig. 1a, consists of a coaxial asymmetric dipole type antenna radiating in the biological tissue through an insulating tube (catheter). The applicator is similar to that described in [5], which appears well suitable for the integration of a wired temperature sensor. A coaxial balun, blocks the back currents flowing on the surface of the coaxial feeding line in order to avoid unwanted heating of the healthy tissues. The diameter of the radiating upper arm of the dipole has been properly increased in order to better matching the input impedance of the applicator when radiating into the tissue [6].

Thank to its very thin shape (65 mm in length and 2 mm in thickness) the coaxial applicator can be easily introduced inside a small catheter (3-4 mm in diameter) and subsequently inserted into the lesion. The position of the applicator can be fixed *in loco* using an anchor balloon.

Starting form this basic applicator configuration a two wires temperature probe (thermistor or thermocouple) has been introduced inside the catheter, with wires running parallel to the antenna longitudinal axis. The temperature sensitive tip of the probe protrudes from the surface of the catheter in order to measure the temperature of the tissues at the interface with the catheter, where higher temperatures are expected. Miniature (SMT) chip inductors can be also inserted close to the sensing tip of the probe to isolate it from the radiating conductors of the coaxial applicator.

## Numerical analysis

Electromagnetic full-wave analysis was employed to investigate the Specific Absorption Rate (SAR) distribution produced by the applicator and the perturbations due to the closeness of the metallic wires of the temperature probe. EM fields have been calculated with a time domain Finite Integration Technique (FIT) [7] in a three-dimensional spatial domain constituted by a muscular tissue volume including the interstitial applicator model. Perfect Matched Layers (PML) boundaries condition [8] are used in order to limit the computational domain to  $140 \times 60 \times 60$  mm<sup>3</sup> volume. However the thin profile of the applicator and the high permittivity of the human tissue (muscle permittivity is  $\varepsilon_r = 52-j13$  @ 2.45 GHz) required a very little mesh size ( $< \lambda/50$  at 3 GHz).

# **RESULTS AND DISCUSSION**

Fig. 1b shows in detail the SAR distribution produced by the interstitial applicator with the integrated temperature probe. As expected a well defined focusing point of the EM fields is

evidenced near the sensing tip of the wired sensor that could be responsible of a hot spot in the temperature distribution inside the tissue.

In order to reduce this unwonted spot miniaturised chip inductors can be used to isolate the sensor tip from the outer conductor of the coaxial cable section that performs as the lower arm of the radiating dipole. In our model we used lumped inductive elements with an inductance of 1 nH and we compared numerically this solution (Fig. 2a) with the cases where the tip was kept floating (Fig. 2b) or short circuited to the coaxial conductor of the applicator (Fig. 2c). If a thermistor is used as temperature probe (Fig. 2d), the sensor tip is constituted by a semiconductor with conductivity ranging between  $10^{-2}$  to  $10^{-4}$  S/m.

The numerical results of Fig. 2 shows that the introduction of the RF blocking inductors practically eliminates the arising of hot spots near the sensor tip and therefore substantially reduce temperature measuring errors.

# CONCLUSIONS

The proposed microwave interstitial applicator with an integrated temperature sensor allows to heat a small tissue volume (*target*) and to measure the temperature accurately at the same time. The temperature in the tissue surrounding the applicator can be extrapolated by mathematical models based on the bio-heat equation if the EM and thermal parameters of the tissue are known. Multiple applicators with integrated temperature sensors could be used in order to treat larger tissue volumes and more accurately estimate the temperature distribution.

## REFERENCES

1. Tumeh AM, Iskander MF. Performance comparison of available interstitial antennas for microwave hyperthermia. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1989; 37:1126–1133.

2. Camart JC, Despretz D, Chive M, Pribetich J. Modeling of various kinds of applicators used for microwave hyperthermia based on the FDTD method. IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1996; 44:1811–1818.

3. Lin JC, Wang Y. Interstitial microwave antennas for thermal therapy. Int. J. Hyperthermia.1987; 3(1): 37–47.

4. Saito K, Hayashi Y, Yoshimura H, Ito K. Heating characteristics of array applicator composed of two coaxial-slot antennas for microwave coagulation therapy. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques 2000; 48(11):1800-1806.

5. Longo I, Biffi Gentili G, Cerretelli M, Tosoratti N. A Coaxial Antenna with Miniaturized Choke for minimally Invasive Interstitial Heating. IEEE Transactions on Biomedical Engineering 2003; 50(1):82–88.

6. Biffi Gentili G, Leoncini M. Trembly BS, Schweizer SE. FDTD Electromagnetic and Thermal Analysis of Interstitial Hyperthermic Applicators. IEEE Transactions on Biomedical Engineering 1995; 42(10):973–980.

7. CST Microwave Studio v5 Computer Simulation Technology GmbH, D-64289 Darmstadt, Germany.

8. Berenger P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. J. Computat. Phys. 1994; 114:185–200.



Fig.1 Microwave interstitial applicator operating at 2.45 GHz: (a) Prospective view (length: 65 mm; thickness: 2 mm); (b) SAR distribution (longitudinal section).



Fig.2 SAR distribution in presence of the metallic tip: (a) tip RF isolated with inductors, (b) floating tip (ideal case), (c) tip short circuited to the coaxial conductor, (d) tip made of a  $\sigma = 10^{-2}$  S/m semiconductor (thermistor).

# ANALISI E PROGETTO DI TAG PASSIVI PER L'IDENTIFICAZIONE A RADIOFREQUENZA MEDIANTE TECNICHE DI CO-SIMULAZIONE NON LINEARE ED ELETTROMAGNETICA

Vittorio Rizzoli (1), Alessandra Costanzo (1), Matteo Rubini (1) and Diego Masotti (1) (1) DEIS, University of Bologna, Viale Risorgimento 2, 40136 Bologna, Italy vrizzoli(acostanzo,mrubini,dmasotti)@deis.unibo.it

# Abstract

The paper presents a full numerical approach to the prediction of electromagnetic interaction between tags of an RFID system powered by the incident field radiated by the reader. The design of a 2.45 GHz band passive transponder and its integrated antenna is first developed by a numerical optimization based on EM analysis coupled with the harmonic-balance technique The nonlinear/EM co-simulation technique is then used to analyse a system of two tags located at varying mutual positions under digitally modulated RF drive. Significant modifications of the electrical and radiation performance of each tag are observed that suggest the need for a multi-tag design procedure to account for these coupling effects.

# INTRODUZIONE

Negli ultimi anni i sistemi di telecomunicazioni a corto e medio raggio hanno trovato larghissimo impiego nel campo dell'identificazione a radiofrequenza (RFID): dalla logistica alla sensoristica wireless. Per queste applicazioni è solitamente richiesto che il ricetrasmettitore usato per l'identificazione (TAG) sia sprovvisto di batteria propria e che ricavi la potenza necessaria dal campo ricevuto dalla sua antenna. Se il lettore è in grado di leggere contemporaneamente più TAG, questi verranno contemporaneamente alimentati ponendo diversi problemi di collisione. Un corretto funzionamento di un tale sistema deve prevedere da un lato una coordinazione software [1] tra i diversi TAG, dall'altro una precisa conoscenza delle reciproche interazioni elettromagnetiche che dipendono non solo dalle loro posizioni relative, ma anche dal loro regime. In questo lavoro si propone un metodo che combina la simulazione EM [3] con quella non-lineare per l'analisi ed il progetto accurato di questa classe di sistemi. La procedura si basa sull'analisi elettromagnetica dell'intero TAG, che combinata con il teorema di reciprocità [4] permette di calcolare il layout ed il circuito equivalente di Norton di eccitazione dell'antenna dovuto ad un'onda piana incidente (che rappresenta la potenza irradiata dal reader). Il sistema non lineare complessivo viene poi analizzato mediante il metodo del bilanciamento armonico specializzato per il caso di eccitazioni modulate [5]. Successivamente, con le stesse tecniche viene preso in esame un sistema di due TAG posti a distanze diverse. Si mostra che le prestazioni del sistema multi-TAG possono essere sensibilmente modificate sia dal punto di vista della radiazione che dal punto di vista circuitale dagli effetti di mutuo accoppiamento.

# PROGETTO DEL TRANSPONDER INTEGRATO CON LA SUA ANTENNA

Lo schema a blocchi del transponder passivo è riportato in figura 1. Si tratta di una topologia molto compatta che fa uso di un solo FET, polarizzato a freddo per ridurre al minimo il consumo di potenza [2], sia per l'operazione di demodulazione (interrogazione) che per quella di modulazione (risposta). Il transponder comprende anche un raddrizzatore a diodi per la conversione in continua di parte della potenza a radiofrequenza ricevuta dall'antenna per polarizzare il dispositivo. Si noti che il sistema necessita della potenza ricevuta dall'antenna sia in fase di interrogazione che in fase di risposta, corrispondenti a livelli di impedenza molto diversi. Per permettere le migliori condizioni di funzionamento sono state introdotte due reti di adattamento che devono essere progettate come risultato di un delicato compromesso tra i due stati di funzionamento non lineare. Quando il TAG trasmette, il lettore deve inviare un segnale a radiofrequenza per sostenere la polarizzazione del dispositivo; la logica di controllo commuta la polarizzazione del gate tra il valore rettificato e la massa. In questo modo l'antenna reirradia un campo modulato PSK. Quando il TAG viene interrogato, la polarizzazione di gate viene mantenuta al valore rettificato ed il FET viene utilizzato come rivelatore di potenza, rendendo disponibile il segnale demodulato sulla resistenza R (vedi figura 1). Anche in questo caso la soluzione ottima può essere ottenuta solo a seguito di una ottimizzazione non lineare che include sia la polarizzazione del dispositivo che la resistenza R tra le variabili di progetto. Il layout dell'antenna scelta è è riportato in figura 2: si tratta di un'antenna "bow-tie" a meandro; nella stessa figura sono evidenziati i parametri di progetto utilizzati.

L'obiettivo è quello di determinare una topologia del sistema che sia in grado di garantire contemporaneamente le prestazioni richieste sia in fase di interrogazione che in fase di risposta. La rete passiva, comprensiva dell'elemento radiante viene descritta come un circuito multiporta in cui alcuni parametri di layout vengono utilizzati come variabili di progetto. In questo caso sono stati selezionati le capacità del convertitore AC/DC, i parametri dell'antenna e quelli delle reti di adattamento per un totale di 10 elementi. Sia **P** il vettore che contiene tali elementi si tratta ora di risolvere un unico sistema di bilanciamento armonico che comprende entrambe le modalità di funzionamento del sistema e che può essere impostato come segue:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{\mathbf{D}} \left[ \mathbf{X}_{\mathbf{D}}; \ \mathbf{Y}(\mathbf{P}) \right] = \mathbf{0} \\ \mathbf{E}_{\mathbf{M}} \left[ \mathbf{X}_{\mathbf{M}}; \ \mathbf{Y}(\mathbf{P}) \right] = \mathbf{0} \end{cases}$$

ove  $E_D$  ed  $E_M$  sono i vettori delle parti reali ed immaginarie degli errori di bilanciamento armonico del sistema rispettivamente nello stato di interrogazione e di risposta,  $X_D$  ed  $X_M$  sono le corrispondenti variabili di stato ed Y(P) è la matrice ammettenza della sottorete lineare comune calcolata per via elettromagnetica. Analogamente, poiché ogni prestazione del sistema è funzione dello stato del circuito e dei parametri della sottorete lineare, si può formulare una generica specifica di progetto come segue:

 $F_{K}\big[X_{K}^{};\,Y(P)\big]\geq G_{_{min}}$ 

ove K=D oppure M. In fase di interrogazione la sorgente è costituita da una portante a 2.45 GHz modulata da una sequenza casuale di 64 bit ad una bit rate di 25kb/s come stabilito dai protocolli dell'RFID. In figura 6 è rappresentata la forma d'onda calcolata alla porta del demodulatore: si osserva che l'inviluppo della sequenza di bit non si mantiene sui due livelli costanti a causa del tempo di carica del raddrizzatore, contrariamente a quanto previsto teoricamente; nella stessa figura viene monitorata la tensione all'uscita del raddrizzatore per la quale valgono analoghe considerazioni. La figura 5 mostra l'andamento della fase istantanea della corrente a RF alla porta dell'antenna durante la fase di risposta del TAG: anche in questo caso si osserva che la differenza di fase desiderata può subire degli scostamenti dal valore nominale previsto teoricamente.

# ANALISI NONLINEARE DI UN SISTEMA DI DUE TAG E RISULTATI

Il metodo è stato successivamente utilizzato per indagare gli effetti delle interazioni elettromagnetiche tra TAG vicini. Dapprima è stata analizzata per via elettromagnetica un'antenna a due porte ottenuta affiancando su piani paralleli due antenne identiche a quella descritta nella sezione precedente a distanze variabili nel piano H, ovvero lungo gli assi x ed y. Nelle figure 3 e 4 i diagrammi di radiazione così ottenuti sono confrontati con quelli del TAG isolato: gli effetti degli accoppiamenti sono molto rilevanti, come mostrano le deformazioni del diagrammi di radiazione. Successivamente l'insieme dei due TAG è stato analizzato in fase di trasmissione mediante la procedura di co-simulazione elettromagnetica/non lineare precedentemente descritta per indagare gli effetti degli accoppiamenti sulle prestazioni del sistema. Si è supposto che la risposta sia richiesta ad uno dei due e che entrambe siano nella zona coperta dal lettore. I risultati dell'analisi non lineare sono sintetizzati nelle figura 6 dove le fasi istantanee delle correnti alle porte dell'antenna sono confrontate con quelle ottenute nel caso di TAG isolato, per una distanza corrispondente a  $\lambda/12$ . Questi grafici mostrano che anche il TAG non interrogato, per effetto dell'accoppiamento, trasmette un segnale modulato. L'indagine fin qui descritta mostra la necessità di procedere ad un progetto EM/non lineare dell'intero sistema multi-TAG che includa la minimizzazione delle interferenze tra le specifiche di progetto.

## RIFERIMENTI

- C. Hartmann et al. "Anti-collision methods for global SAW RFID tags systems".2004 IEEE Ultrasonics Symposium Volume 2, 23-27 Aug. 2004 Page(s):805 - 808 Vol.2.
- [2] F. Carrez, et al., "A low cost active antenna for Short-Range Communication Application" IEEE Micro. and Guided Wave Letters., June 1998, pp. 215-217.

- [4] V. Rizzoli, A. Costanzo, and G. Monti, "General electromagnetic compatibility analysis for nonlinear microwave integrated circuits", 2004 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest, Fort Worth, TX, June 2004, pp. 953-956.
- [5] V. Rizzoli, A. Costanzo, and F. Mastri, "Analysis of digitally modulated steady states in nonlinear circuits by Krylov-subspace harmonic-balance", Proc. European Conf. Circuit Theory Design (Helsinki), Aug. 2001, pp. II/197-II/200.

<sup>[3]</sup> CST, Microwave studio.


Fig.- 1 Schema a blocchi del TAG passivo





Fig.- 2 Monopolo "bow-tie" a meandro e relativi parametri di progetto



Fig.- 3 Piano H: diagramma di radiazione della singola antenna e dell'antenna a dueporte per diverse distanze in direzione z



Fig.- 5 Tensione istantanea alla porta del demodulatore e tensione all'uscita del raddrizzatore

Fig.- 4 Piano E: diagramma di radiazione della singola antenna e dell'antenna a dueporte per diverse distanze in direzione z



Fig.- 6 Fase istantanea alla porte dell'antenna della corrente a RF modulata

# AMPLIFICAZIONE RAMAN CONTRO-PROPAGANTE IN FIBRE OTTICHE A BIRIFRANGENZA ALEATORIA

L. Ursini<sup>(1)</sup>, M.Santagiustina<sup>(1)</sup>, L. Palmieri<sup>(1)</sup>, A. Galtarossa<sup>(1)</sup>, M. Guglielmucci<sup>(2)</sup>

<sup>(1)</sup>Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Padova, Via G. Gradenigo 6/B, 35131 Padova, ursinile@dei.unipd.it;

> <sup>(2)</sup>ISCOM, viale America 201, 00144 Roma iscom@comunicazioni.it

# Abstract

A realistic model describing the vector interaction of an intense, backward propagating, Raman pump and a weak, forward propagating, Stokes signal in randomly birefringent fibers is proposed. The model accounts for the losses, the Raman interaction, the linear and nonlinear birefringence. Numerical solutions show that polarized backward Raman amplifiers can have gain fluctuations larger than previously reported because of linear and nonlinear birefringence effects. Moreover, the mean gain depends on the mutual orientation of signal and pump states of polarization, imposed at the amplifier input.

# INTRODUZIONE

L'amplificazione Raman è una tecnologia promettente per le comunicazioni ottiche; gli Amplificatori Raman (AR) hanno attirato l'attenzione oltre che per la loro banda, che raggiunge alcuni THz, anche per le caratteristiche intrinseche di basso rumore, di sintonizzabilità, di alta potenza di saturazione e per il fatto che permettono schemi di amplificazione utilizzando la fibra ottica stessa. Nel caso di assenza di accoppiamento modale, l'efficenza del guadagno è massima quando lo stato di polarizzazione (SDP) del segnale è parallelo a quello della pompa, e minima nel caso ortogonale. Le fibre reali, però, sono affette dalla Dispersione dei Modi di Polarizzazione (*Polarization Mode Dispersion* PMD), causata dalla birifrangenza aleatoria, dovuta a deformazioni e stress stocastici, e statisticamente caratterizzata dal coefficiente di PMD (D), espresso in  $ps/\sqrt{km}$ . Vari studi hanno evidenziato come la PMD influenzi il comportamento del guadagno degli AR; in particolare si possono riscontrare fluttuazioni del guadagno medio.

In questo articolo viene proposta un'estensione teorico-numerica dei risultati ottenuti in [1], che porta a una rappresentazione più realistica dell'AR per pompe polarizzate, in configurazione contropropagante, nel caso di fibre affette da birifrangenza aleatoria e accoppiamento modale. Nella prima sezione viene brevemente definito il modello che decrive l'interazione pompa-segnale in AR contropropaganti; nella seconda sezione vengono dapprima richiamati i risultati precedenti e poi vengono proposti un'estensione attraverso risultati numerici e teorici e un confronto con la teoria nota. I risultati ottenuti, ridefinendo la teoria sull'interazione tra effetto Raman e PMD, danno informazioni pratiche su come ottenere AR contropropaganti a bassa incertezza.

### MODELLO DI PROPAGAZIONE

In un AR contropropagante, l'evoluzione dello SDP del segnale  $\bar{S} = S_0 \hat{s}$  e della pompa  $\bar{P} = P_0 \hat{p} (P_0(z) \in S_0(z)$  sono le potenze di pompa e segnale) è governata, nello spazio dei vettori Stokes, dalle seguenti equazioni:

$$\frac{dS}{dz} = -\alpha_s \bar{S} - \frac{g}{2} \left[ (1+3\mu) P_0 \bar{S} + (1+\mu) S_0 \bar{P} - 2\mu S_0 \bar{P}_3 \right] + (\omega_s \bar{\beta} + \bar{W}_s) \times \bar{S},$$

$$\frac{d\bar{P}}{dz} = \alpha_p \bar{P} - (M\omega_p \bar{\beta} + \bar{W}_p) \times \bar{P},$$
(1)

dove i vettori

$$\bar{W}_s = \frac{2}{3}\gamma_s[\bar{S}_3 + 2\bar{P}_3 - 2\bar{P}], \quad \bar{W}_p = \frac{2}{3}\gamma_p[\bar{P}_3], \tag{2}$$

rappresentano la birifrangenza nonlineare, indotta dagli effetti di Self Phase Modulation (SPM) e Cross Phase Modulation (XPM), e la matrice M = diag(1, 1, -1) rende conto della contropropagazione della pompa [2]; gli altri parametri sono definiti in Tab. 1.

Per le basse potenze di segnale in gioco, si assume l'ipotesi di non svuotamento della pompa, eliminando ogni effetto di  $\bar{S}$  su  $\bar{P}$ ; inoltre, per simulare il vettore di birifrangenza lineare  $\bar{\beta}$ , si usa il modello RMM bidimensionale [3], che definisce la lunghezza di battimento della PMD,  $L_B$ , e la lunghezza di correlazione,  $L_F$  [4], legate al coefficiente di PMD da:  $D = 16\sqrt{L_F}/(\sqrt{3}\omega_s L_B)$  [3]. Quindi, le (1) sono state integrate numericamente, fissando  $L_F = 10 \ m$  e variando  $L_B$  tra 8 m e 8 km, e calcolando il guadagno medio dell'AR  $\langle G \rangle = \langle S_0(L)/S_0(0) \rangle$ , e la sua deviazione standard relativa  $\sigma_s = \sqrt{\langle S_0^2(L) \rangle/\langle S_0(L) \rangle^2 - 1}$ .

Lunghezza AR	$L = 10 \ km$
Valori iniziali	$S_0(0) = 1 \ mW, \ P_0(L) = 1 \ W$
Coeff. di attenuazione	$\alpha_p = 0.273 \; dB/km,  \alpha_s = 0.2 \; dB/km$
Lunghezze d'onda	$\lambda_p = 1450 \ nm, \ \lambda_s = 1550 \ nm \ (\omega_{p,s} = 2\pi c_0 / \lambda_{p,s})$
Guadagno Raman parallelo	$g = 0.6 \ W^{-1} \ km^{-1}$
Guad. ortogonale/Guad. parallelo	$\mu \simeq 0.012$
Coeff. di nonlinearità Kerr	$\gamma_p = 1.24 \ W^{-1} km^{-1}, \gamma_s = 1.06 \ W^{-1} km^{-1}$

Tab. 1: Parametri

### **RISULTATI E ANALISI**

Si riportano ora i risultati teorici, ottenuti in [1], in cui, attraverso semplificazioni e un processo di media sulle equazioni che descrivono l'interazione segnale-pompa, si calcolano il guadagno medio e la sua deviazione standard  $\sigma_s$ , in funzione di D. Per  $D < 10^{-4} ps/\sqrt{km}$ , ben sotto i valori realistici, il guadagno è sensibile all'orientamento relativo degli SDP di  $\bar{S}$  e di  $\bar{P}$  all'ingresso dell'AR, ma comunque deterministico e  $\sigma_s$  si mantiene bassa: segnale e pompa rimangono allineati con lo SDP relativo all'ingresso. Per  $D > 4 \cdot 10^{-3} ps/\sqrt{km}$  (si veda fig. 1), l'allineamento relativo tra  $\bar{S}$  e  $\bar{P}$  (parallelo (ortogonale), curva in tratteggio con punti (a puntini)) viene perso rapidamente durante la propagazione; il guadagno risulta deterministico ( $\sigma_s$ , non presentata in figura,



Fig. 1. Guadagno medio in funzione di D, con SDP d'ingresso ellittico.



Fig. 2. Guadagno medio in funzione di D, con SDP d'ingresso rettilineo.

è trascurabile) e indipendente dallo SDP d'ingresso di pompa e segnale, ma molto più basso, rispetto al caso precedente. Per  $10^{-4} ps/\sqrt{km} < D < 4 \cdot 10^{-3} ps/\sqrt{km}$ , si osserva una zona di transizione in cui il guadagno assume valori intermedi e si raggiungono alti valori della sua deviazione standard (fino al 70% [1]), evidenziando come la PMD contribuisca ad aumentare l'incertezza sul guadagno medio.

Poichè la teoria prevede che non ci sia dipendenza dallo SDP ma solo dall'orientazione relativa [1], nell'integrazione delle (1) si è considerato un generico SDP ellittico  $(1/\sqrt{2}, 0, 1/\sqrt{2})$ . Dalla fig. 1 (parallelo=cerchi pieni, ortogonale=cerchi vuoti), si notano molte differenze rispetto al modello teorico. Per  $D < 10^{-3} ps/\sqrt{km}$  esse sono dovute all'effetto della birifrangenza nonlineare, che prevale rispetto al contributo di  $\bar{\beta}$  dando comunque aleatorietà ai segnali. Integrando le (1) senza birifrangenza nonlineare ( $\gamma_s = \gamma_p = 0$ , fig. 1, rombi), si ritrovano i risultati di [1]. Il motivo per cui questi non valgono per  $D < 10^{-3} ps/\sqrt{km}$  sta nel fatto che il mixing di polarizzazione tra pompa e segnale è troppo debole per le fluttuazioni della birifrangenza nonlineare, per essere adeguatamente mediato. Continuando, si è dimostrata l'esistenza di una dipendenza dallo SDP all'ingresso dell'AR, non prevista in [1]. Integrando le (1) con ingresso rettilineo (fig. 2, cerchi) si notano delle differenze rispetto alla fig. 1, dovute al fatto che in regime nonlineare, per D molto bassi, gli SDP rettilinei sono autovettori delle (1), considerate con q = 0 e trascurando la SPM di  $\overline{S}$ : in questo modo si minimizza il mixing fra pompa e segnale. Quando si trascura la birifrangenza nonlineare (fig. 2, rombi) si ottiene un guadagno maggiore nel caso ortogonale, a causa di un effetto combinato della PMD (che fa perdere l'ortogonalità) e del guadagno Raman (che tende ad amplificare le componenti parallele). Per  $D > 10^{-3} ps/\sqrt{km}$ , dalle fig. 1 e 2, si nota come l'effetto della birifrangenza nonlineare sia trascurabile, prevalendo la birifrangenza lineare. Dalle figure, si osserva come la teoria proposta in [1] dia, però, risultati corretti solo per  $D > 3 \cdot 10^{-2} \ ps/\sqrt{km}$ . Si hanno, quindi, differenze per  $10^{-3} ps/\sqrt{km} < D < 3 \cdot 10^{-2} ps/\sqrt{km}$ , dovute al modello della propagazione contropropagante (la matrice M), introdotto nelle (1) e non presente in [1]. Usando un'approssimazione lineare della dinamica di polarizzazione, giustificata dal fatto che gli effetti non lineari sono trascurabili, si ottiene un sistema semplificato di equazioni,

da cui si può arrivare alla seguente espressione del guadagno medio [2]:

$$\langle G \rangle = G_{av}(L) \cdot exp\left\{ \pm \frac{g_b}{6} P_0(L) \left[ (1 - 2s_3(0)^2) F(z, \Omega_R) + 2(1 + s_3(0)^2) F(z, \Omega_1) \right] \right\}$$
(3)

dove  $G_{av}(L) = \exp[g(1+3\mu)P_0(L)(1-\exp(-\alpha_p L))/(2\alpha_p) - \alpha_s L)]$ ,  $\Omega_R = \omega_p - \omega_s$ ,  $\Omega_1 = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_s^2 + \omega_p \omega_s}$  e  $F(z,x) = [\exp(-D^2 x^2 z/3) - \exp(-\alpha_p L)]/[\alpha_p - D^2 x^2/3]$ . La (3) è rappresentata nelle fig. 2 e 3 per lo SDP rettilineo (curve continua e tratteggiata), mostrando un buon accordo con i risultati numerici, spiegando, quindi, le differenze di andamento del guadagno, rispetto a quanto previsto in [1]. La (3) riesce anche a giustificare il comportamento, non previsto, dell'AR con SDP d'ingresso circolare (fig. 3): per  $D < 10^{-4} ps/\sqrt{km}$  e  $D > 3 \cdot 10^{-2} ps/\sqrt{km}$  le variazioni rispetto ai casi precedenti sono minime, ma nella zona di transizione si nota, dalla figura, che si ha un'inversione delle migliori condizioni iniziali per avere il massimo guadagno. Infine, si vuole evidenziare che, anche per la deviazione standard del guadagno, si notano comportamenti diversi rispetto alle previsioni di [1], come risulta dalla fig. 4. Le differenze sono dovute alla birifrangenza nonlineare per bassi D e agli effetti della propagazione contropropagante al crescere di D.



Fig. 3. Guadagno medio in funzione di D, con SDP d'ingresso circolari.



Fig. 4.  $\sigma_s$  del guadagno in funzione di D, con SDP ellittico (stelle) e lineare (quadri). (Parallelo=pieni, ortogonale=vuoti).

# Riferimenti bibliografici

- Q Lin, G.P. Agrawal, "Polarization mode dispersion induced fluctuations during Raman amplifications in optical fibers", *Opt. Lett.*, vol. 27, 2194-2196 (2002); "Vector theory of stimulated Raman scattering and its applications to fiber-based Raman amplifiers", *J. Opt. Soc. Am.*, vol. B 20, 1616-1631 (2003).
- 2. A. Galtarossa, L. Palmieri, M. Santagiustina, L. Ursini, "Polarized Backward Raman amplification in randomly birefringent fibers", sottomesso a J. Light. Tech., April 2006.
- P.K.A. Wai, C.R. Menyuk, "Polarization mode dispersion, decorrelation and diffusion in optical fibers with randomly varying birefringence", J. Light. Tech., vol. 14, 148-157 (1996).
- 4. A. Galtarossa, L. Palmieri, M. Schiano, T. Tambosso "Measurement of birefringence correlation length in long single-mode fibers", Opt. Lett., vol. 26, no. 13, 962-964 (2001).

# FIBRE OTTICHE A TORSIONE UNIDIREZIONALE IN COLLEGAMENTI A BASSA DISPERSIONE DI POLARIZZAZIONE

Andrea Galtarossa\*, Luca Palmieri\*, Anna Pizzinat\*, Luca Schenato\*, Michele Guglielmucci<sup>†</sup> \*Dip. di Ing. dell'Informazione, Università di Padova, Via G. Gradenigo 6/B, 35131 Padova

name.surname@dei.unipd.it

<sup>†</sup>ISCOM, Viale America 201, 00144, Roma michele.guglielmucci@comunicazioni.it

### Abstract

It has been shown that a great Differential Group Delay reduction in optical links can be achieved by a properly concatenation of unidirectionally spun fibers with alternate helicity. Nevertheless the problem had not been addressed in a rigorously analytical way before, since an accurate and reliable model for the transitory behavior in short length spun fiber was lacking. In this work we investigate the DGD behavior in such optical fiber links, made by the concatenation of an odd number of sections of unidirectionally spun fibers with the same birefringence properties and alternate helicity. Finally we show that the mean value of the asymptotic DGD can be managed and accurately estimated.

### **INTRODUZIONE**

Negli ultimi anni grande attenzione è stata rivolta alla mitigazione degli effetti della Dispersione dei Modi di Polarizzazione (PMD) nei sistemi di trasmissione su fibra ottica attraverso la progettazione e la realizzazione di fibre sottoposte a "torsione a caldo" [1], [2]. In particolare, se si prende in considerazione un collegamento realizzato con una singola fibra a torsione unidirezionale, si può dimostrare che il ritardo di gruppo differenziale (DGD) medio cresce asintoticamente con la distanza alla stessa velocità con la quale la stessa grandezza crescerebbe in una fibra non sottoposta a torsione [3]. Nonostante ciò è stato recentemente mostrato come sia possibile contenere considerevolmente la crescita del ritardo differenziale in collegamenti realizzati concatenando sezioni di fibra a torsione unidirezionale, lunghe qualche chilometro ciascuna e il cui verso di torsione risulta alternato lungo il collegamento [4]. Ciò può essere spiegato con il fatto che queste fibre si comportano mediamente come fibre a birifrangenza circolare [5]. Quindi, alternando il verso della torsione lungo il collegamento, il ritardo accumulato in ciascuna sezione può essere compensato nella sezione successiva, anche se ovviamente tale compensazione non può che essere parziale, dato il carattere aleatorio della birifrangenza.

In questo lavoro, viene presentata una dettagliata analisi quantitativa del fenomeno e viene derivata un'espressione per il ritardo di gruppo differenziale medio per collegamenti realizzati a partire da fibre a torsione unidirezionale affette dalla stessa birifrangenza e composti da sezioni di pari lunghezza e verso di torsione alternato.

#### **MODELLO FENOMENOLOGICO**

In [3] viene fornita l'espressione del DGD quadratico medio,  $\langle \Delta \tau^2(z) \rangle$ , per una fibra a torsione unidirezionale:

$$\langle \Delta \tau^2(z) \rangle \sim \frac{8\pi^2 L_F}{\omega^2 L_B^2} (z - L_T), \quad z \gg L_T,$$
 (1)

dove  $L_T = L_F (1 + 4L_B^2/p^2)$  è la *lunghezza di transitorio*,  $\omega$  è la frequenza angolare,  $L_B$ ,  $L_F$  e p sono rispettivamente la *lunghezza di battimento*, la *lunghezza di correlazione della birifrangenza* e il *periodo di spin*. Il periodo di spin può assumere valori positivi e negativi, in corrispondenza di una torsione oraria o antioraria rispettivamente. Tipicamente,  $L_B$  è nell'ordine di alcune decine di metri,  $L_F$  è pari a qualche metro e p è di circa qualche decimo di metro; conseguentemente,  $L_T$  risulta di qualche decina di chilometri. È ragionevole assumere che ciascuna sezione sia lunga al più qualche chilometro; appare quindi chiaro come l'espressione asintotica fornita poche righe sopra per il  $\langle \Delta \tau^2(z) \rangle$  non sia adatta a fornire sufficienti informazioni per valutare l'evoluzione della dispersione di polarizzazione lungo un collegamento le cui sezioni siano lunghe pochi chilometri ciascuna e presentino torsione alternata.

Per porre rimedio a questo problema si introduce un modello di fibra semplificato, derivato dal comportamento fenomenologico della fibra: una fibra a birifrangenza aleatoria sottoposta a torsione unidirezionale risulta fenomenologicamente equivalente ad una fibra a birifrangenza circolare con proprietà depolarizzanti [5]. Conseguentemente è possibile assumere che la birifrangenza sia data dalla sovrapposizione di una componente a birifrangenza circolare costante e di una componente a birifrangenza lineare aleatoria. Nello spazio di Stokes il vettore di birifrangenza locale è dato da  $\bar{\beta}(z) = (\sigma \eta_1(z), \sigma \eta_2(z), \beta)^T$ , dove  $\eta_i(z)$ , (i = 1, 2) sono rumori bianchi gaussiani, e  $\beta$  rappresenta il termine di birifrangenza circolare costante. Viene inoltre introdotta la variabile  $\beta_{\omega} = d\beta/d\omega$  e si assume che  $d\sigma/d\omega = \sigma/\omega$ ; al contrario,  $\eta_i(z)$  sono assunti essere indipendenti da  $\omega$ . Si può inoltre determinare che  $\beta_{\omega} = 2\beta/\omega$ .

L'aspetto più interessante del modello considerato sta nell'introduzione della componente circolare deterministica della birifrangenza, quando invece è comunemente assunto in letteratura che tale grandezza sia puramente lineare. La presenza di tale termine può essere spiegata in termini fisici se si considera che la rapida evoluzione della birifrangenza determina in genere una lenta precessione dello stato di polarizzazione del campo attorno alla terzo asse nel piano di Stokes, associata ad una oscillazione più veloce corrispondente alla diffusione aleatoria dello stato di polarizzazione stesso. Ai fini della dispersione dei modi di polarizzazione, la componente lenta è dominante e il fenomeno può essere efficacemente descritto mediante un modello a lamine grossolano in cui la lunghezza di ciascuna lamina è corta rispetto alla scala con cui evolve la componente lenta dello stato di polarizzazione, ma non lo è necessariamente rispetto alla scala con cui la birifrangenza reale evolve. Ciascuna lamina tiene conto dell'evoluzione lenta dello stato di polarizzazione (da cui la componente circolare) ma per descrivere l'evoluzione rapida della birifrangenza essa dovrebbe essere ulteriormente suddivisa in lamine sufficientemente corte, questa volta a birifrangenza lineare e con orientazioni diverse.

Adottando questo modello e seguendo le regole del calcolo statistico [6], è possibile determinare che

$$\langle \Delta \tau^2(z) \rangle = \langle \Delta \tau^2(0) \rangle + \frac{2\beta_\omega}{\sigma^2} [1 - \exp(-\sigma^2 z)] \cdot \\ \left( \langle \Omega_3(0) \rangle - \frac{\beta_\omega}{\sigma^2} \right) + 2z \left( \frac{\sigma^2}{\omega^2} + \frac{\beta_\omega^2}{\sigma^2} \right),$$

$$(2)$$

$$\langle \Omega_3(z) \rangle = \langle \Omega_3(0) \rangle \exp(-\sigma^2 z) + \frac{\beta_\omega}{\sigma^2} [1 - \exp(-\sigma^2 z)], \qquad (3)$$

dove  $\Omega_3(z)$  rappresenta la terza componente del vettore di dispersione di polarizzazione, e  $\langle \Delta \tau^2(0) \rangle$ ,  $\langle \Omega_3(0) \rangle$  costituiscono le condizioni iniziali del problema. Per approssimare l'evoluzione esatta della PMD, a partire dalle espressioni così ricavate, i parametri  $\sigma$ e  $\beta_{\omega}$  sono scelti in modo che l'eq. (2) abbia lo stesso comportamento asintotico per  $\langle \Delta \tau^2(z) \rangle$ . Quindi, assumendo sia  $p^2 \ll L_B^2$  si ha  $\sigma^2 = 4\pi^2 p^2 L_F / [L_B^2(p^2 + 16\pi^2 L_F^2)]$  e  $\beta_{\omega} = -4\pi\sigma^2 L_F / (\omega p)$ . Si noti inoltre come in corrispondenza di elevate torsioni, cioè per  $p \to 0$ , sia  $\sigma$  che  $\beta$  risultano nulli: questo significa che la fibra tende a comportarsi come una guida isotropica ideale. E' infine possibile verificare attraverso simulazioni numeriche che il modello semplificato descrive efficacemente l'evoluzione del ritardo differenziale anche in regime transitorio, cioè per  $z \leq L_T$ .

#### **COLLEGAMENTI A TORSIONE ALTERNATA**

Si consideri ora un collegamento come quello introdotto nelle sezioni precedenti, composto cioè di N sezioni (N pari) della stessa lunghezza L, con la stessa birifrangenza intrinseca – cioè le stesse  $L_B$  e  $L_F$  – e la stessa torsione applicata in valore assoluto, ma in verso alternato lungo il collegamento. A partire da (2) e (3) è possibile ricavare una lunga equazione ricorsiva (non riportata qui per brevità), per l'evoluzione di  $\langle \Delta \tau^2(z) \rangle$  e  $\langle \Omega_3(z) \rangle$ . Ricordando quindi i tipici valori assunti da  $L_B$ ,  $L_F$  e p presentati sopra,  $\sigma^2$  risulta essere circa  $10^{-5}$  m<sup>-1</sup>; si ha così che il ritardo differenziale dopo la (2k)-esima sezione può essere approssimato come segue:

$$\langle \Delta \tau_{2k}^2 \rangle \simeq \frac{2\sigma^2}{\omega^2} \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{4\pi L_F}{p} \sigma^2 L \right)^2 \right] 2kL ,$$
<sup>(4)</sup>

dove k = 1, ..., N/2. Questa espressione va considerata valida per  $\sigma^2 L \ll 1$ , cioè per un collegamento le cui sezioni hanno lunghezze di qualche chilometro ciascuna.

La fig. 1 mostra un esempio di evoluzione di  $\langle \Delta \tau^2(z) \rangle^{1/2}$  per L = 1000 m,  $L_B = 27$  m,  $L_F = 2$  m e  $p = \pm 0.2$  m (corrispondenti  $\pm 5$  giri/m). La curva continua rappresenta l'evoluzione ottenuta per integrazione numerica del "random modulus model" come decritta in [7], mentre i quadrati (uniti da una linea tratteggiata per chiarezza) si riferiscono alla stima data in (4); si può osservare l'ottimo accordo. In aggiunta, la fig. 1 mostra chiaramente come il ritardo medio sia ampiamente compensato ogni due sezioni.

Secondo l'eq. (4), il ritardo di gruppo cresce con la radice del numero di sezioni. Diversamente, la crescita del ritardo con la lunghezza delle sezioni è in qualche misura più rapida, dato che il fattore  $(4\pi L_F \sigma^2 L/p)^2$  in genere non può essere eliminato. Sempre con riferimento a questo fattore, è possibile vedere che fissata la lunghezza totale del collegamento,  $L_{tot} = nL$  con n pari, non risulta in generale vantaggioso ridurre la lunghezza delle sezioni L molto al di sotto del valore di soglia  $\sqrt{3} p/(4\pi L_F \sigma^2)$ , poiché questo comporterebbe l'aumento del numero di sezioni (cioè la complessità) senza apportare alcuna ulteriore e significativa riduzione del ritardo. Con i valori tipici dei parametri dati precedentemente, è possibile concludere che la lunghezza ottimale delle sezioni è di circa qualche chilometro, valore compatibile con le tecnologie attuali.

L'efficacia di tale schema per il controllo della dispersione di polarizzazione può essere meglio apprezzata se si rappresenta il fattore di riduzione della dispersione,  $\Phi$ , qui definito come il rapporto tra la radice del ritardo quadratico medio del collegamento a sezioni con verso di torsione alternata, e l'analoga grandezza per un collegamento in cui tutte le sezioni hanno lo stesso verso di torsione. Chiaramente, più limitato risulta essere  $\Phi$ , maggiore è l'efficacia nella riduzione del ritardo. Utilizzando poi l'eq. (4) per calcolare  $\langle \Delta \tau^2(nL) \rangle$  e assumendo  $n\sigma^2 L \ll 1$ , si ha la seguente espressione per  $\Phi^2 \simeq [6p^2 + (8\pi L_F \sigma^2 L)^2]/[6p^2 + 3(4\pi L_F)^2 \sigma^2 L_{tot}]$ . Come è possibile vedere, il fattore



NUMERO DI SEZIONI 200100 50 20(1), stima teor. <1(1), simul. num stima teor. 0.1 simul. num Э 0.05 0.5 2.5 8.3312.5 5 LUNGHEZZA SEZIONI [km]

Fig. 1. Evoluzione della radice del ritardo di gruppo quadratico medio per un collegamento con sezioni a torsione unidirezionale alternata (curva continua) confrontata con l'andamento teorico previsto dall'eq. (4) (quadrati uniti da linea tratteggiata).

Fig. 2. Evoluzione del fattore di riduzione della dispersione,  $\Phi$ , in funzione della lunghezza delle sezioni, fissata la lunghezza totale del collegamento in due diversi casi. Si osservi come la riduzione della lunghezza delle sezioni al di sotto del chilometro non produca alcuna riduzione significativa di  $\Phi$ .

di riduzione decresce con p, tendendo al valore limite  $\Phi \to L_B/(L_B^2 + 2\pi^2 L_F L_{tot})^{1/2}$ per  $p \to \infty$ .

La fig. 2 mostra l'evoluzione di  $\Phi$  in funzione della lunghezza delle sezioni per una lunghezza totale del collegamento di 50 km. I triangoli si riferiscono al caso  $L_B = 25$  m,  $L_F = 7$  m e  $p = \pm 0.25$  m (campione ①), mentre i cerchi si riferiscono  $L_B = 15$  m,  $L_F = 4$  m and  $p = \pm 0.1$  m (campione ②). In entrambi i casi, i simboli pieni si riferiscono al valore di  $\Phi$  ottenuto per integrazione numerica del "random modulus model" [7], mentre i simboli vuoti si riferiscono alla stima di  $\Phi$  come data sopra. Si può apprezzare il buon accordo, in particolar modo per collegamenti le cui sezioni sono corte. Si vede anche che, come anticipato, ridurre la lunghezza delle sezioni sotto una data soglia non apporta alcuna ulteriore riduzione del ritardo di gruppo.

La ricerca di cui il lavoro è stata parzialmente supportata dal MAE nell'ambito del progetto congiunto Italia-Corea "New generation fiber optics and all fiber devices".

#### **Bibliografia**

- [1] A. J. Barlow, J. J. Ramskov-Hansen, and D. N. Payne, "Birefringence and polarization mode-dispersion in spun single-mode fibers," *Appl. Opt.*, vol. 20, pp. 2962–2968, 1981.
- [2] A. Galtarossa and C. R. Menyuk(eds.), *Polarization mode dispersion*. New York: Springer, 2005.
  [3] A. Galtarossa, P. Griggio, L. Palmieri, and A. Pizzinat, "First- and second-order PMD statistical properties of constantly spun randomly birefringent fibers," *J. Lightwave Technol.*, vol. 22, pp. 1127–1136, 2004.
- [4] A. Debut, D. Sarchi, F. Sartori, and M. Travagnin, "PMD statistical measurements in uni-directionally spun fibers," 30th European Conference on Optical Communication, paper We4.P.023, Stockholm (Sweden), September 5-9, 2004.
- [5] A. Galtarossa, L. Palmieri, A. Pizzinat, and L. Schenato, "Polarization properties of randomlybirefringent spun fibers," *invited paper, to be published in Opt. Fiber. Technol.*, 2006.
- [6] B. Øksendal, Stochastic Differential Equations. Berlin: Springer-Verlang, 2000.
- [7] P. K. A. Wai and C. R. Menyuk, "Polarization mode dispersion, decorrelation, and diffusion in optical fibers with randomly varying birefringence," *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, pp. 148–157, 1996.

# AMPLIFICATORE BASATO SULLE PERDITE DI CURVATURA DI UNA FIBRA DROGATA CON ERBIO A CLADDING DEPRESSO

M. Foroni, F. Poli, L. Ruggeri, A. Cucinotta, S. Selleri Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Parma Viale G. P. Usberti 181/A, 43100 Parma stefano.selleri@unipr.it

Abstract

A S band single-stage depressed-cladding silica-based EDFA has been obtained by suppressing the C band ASE through the bending losses. A 25.3 dB gain has been obtained at 1504 nm. Moreover, by exploiting the depressed cladding EDF, a new S+C+L band double-pass EDFA has been experimentally demonstrated with a 140 nm gain bandwidth. A peak gain of about 30 dB has been obtained in each band for a signal power of -30 dBm.

### **INTRODUZIONE**

Al giorno d'oggi la continua e crescente richiesta di banda ottica, dovuta al notevole aumento di trasmissione dei dati e alla necessità di implementare nuovi servizi, impone la realizzazione di reti di telecomunicazione con capacità sempre maggiori. Gli attuali sistemi di trasmissione nell'ambito delle telecomunicazioni ottiche operano tipicamente in banda C, da 1530 a 1565 *nm*. Per l'amplificazione in tali sistemi sono ampiamente utilizzati gli l'amplificatori in fibra drogata con erbio, noti come EDFA (*Erbium-Doped Fiber Amplifiers*). Gli EDFA consentono di ottenere guadagno nella regione dove le fibre in silice hanno il minimo di attenuazione, ossia intorno ai 1550 *nm*. Avendo l'erbio ottime proprietà spettroscopiche, sia in termini di tempi di vita che di livelli energetici, è effettivamente possibile realizzare amplificatori con basse figure di rumore ed elevata efficienza di conversione della potenza di pompa.

In questo lavoro si è sfruttata una nuova tipologia di fibre ottiche drogate con erbio caratterizzate da un cladding depresso per realizzare un amplificatore che operi in banda S, ovvero tra i 1470 *nm* ed i 1530 *nm* al fine di estendere ulteriormente la banda di lavoro degli EDFA. L'amplificazione in tale finestra spettrale è ottenuta mediante la soppressione in banda C dell'ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) [1,2], grazie alle perdite causate dalla curvatura della fibra. Inoltre, tale nuova tipologia di amplificatore è stata inserita in uno schema parallelo in modo da ottenere un amplificatore in grado di amplificare simultaneamente segnali in banda S, C e L.



Figura 1 (a) Attenuazione e (b) perdite di curvatura della fibra drogata con erbio a cladding depresso per diversi valori del diametro di curvatura.

### CARATTERIZZAZIONE DELLA FIBRA A CLADDING DEPRESSO

La fibra a cladding depresso è stata sperimentalmente caratterizzata in termini di attenuazione e perdite di curvatura. Lo schema di misura utilizzato è costituito da una sorgente di luce bianca, un tratto di fibra drogata con erbio a cladding depresso lungo un metro e un analizzatore di spettro ottico (OSA). Al variare del diametro di curvatura, si è osservato l'andamento della potenza in uscita. Come rappresentato in Fig. 1(a), lo spettro di attenuazione per la fibra dritta presenta il tipico picco alla lunghezza d'onda di 1530 nm, dovuto all'assorbimento degli ioni di erbio, nel caso particolare di valore circa pari a 12 dB/m. Inoltre, l'attenuazione si fa molto forte non appena si superano i 1570 nm. Ciò è dovuto alla lunghezza d'onda di cutoff del modo fondamentale, che è approssimativamente attorno ai 1590 nm nella fibra considerata. Al fine di studiare l'andamento dell'attenuazione al variare del diametro di bending, se ne sono considerati differenti valori, compresi tra 10 e 160 cm. Come atteso, si può osservare che tanto minore è il diametro utilizzato per curvare la fibra, tanto più rilevante è l'incidenza dell'attenuazione. Si noti inoltre come, a partire da una lunghezza d'onda di 1530 nm circa, l'attenuazione della fibra curvata diventi molto elevata. Le curve rappresentate in Fig. 1(b) mostrano le bending losses in funzione del diametro di curvatura. Come si può notare, tanto minore è il diametro con cui viene curvata la fibra, tanto maggiori sono le perdite a causa del minore confinamento del campo. In particolare, la curva tende a traslare verso lunghezze d'onda via via inferiori. Infine, risulta interessante osservare che per lunghezze d'onda maggiori di circa 1520 nm le perdite per curvatura, per diametri inferiori a 30 cm, diventano molto elevate.

# **RISULTATI E DISCUSSIONE**

Le perdite per bending possono essere sfruttate come un filtro tunabile per sopprimere l'ASE in banda C e realizzare quindi l'amplificatore in banda S. A dimostrazione di quanto detto, si è misurato lo spettro ASE a partire dallo stesso setup sperimentale proposto per l'amplificatore, vale a dire un convenzionale schema copropagante caratterizzato da un laser tunabile per la generazione del segnale in ingresso, un isolatore, un'attenuatore variabile per l'analisi delle prestazioni dell'EDFA al variare della potenza in ingresso, un WDM per accoppiare una pompa a 980 nm con potenza di 120 mW e il segnale. Pompa e segnale così accoppiati vengono poi mandati in ingresso ad uno spezzone di 15 m di fibra a cladding depresso drogata con erbio, curvata con un diametro d. Il segnale, ora amplificato, viene visualizzato infine su un analizzatore di spettro ottico nel range 1470÷1530 nm. I diametri di curvatura considerati vanno da 10 *cm* a 160 *cm*, mentre la potenza di segnale in ingresso è fatta variare tra  $-25 \ dBm = 0$ dBm, con passo di 5 dBm. Come mostrato in Fig. 2(a), lo spettro ASE, misurato in assenza di segnale, risente fortemente del valore del diametro di curvatura utilizzato. Tanto minore è quest'ultimo, tanto maggiore è l'effetto di soppressione dell'ASE in banda C. Mentre con diametri di bending dai 30 cm in poi si ottiene ancora una notevole porzione di spettro ASE in banda C, con diametri inferiori si ottiene uno spettro utile ai fini dell'amplificazione voluta. In particolare, diametri nel range 14÷16 cm sembrano essere i più adatti per amplificare segnali ottici in banda S. Bisogna però notare che, riducendo ulteriormente tali valori di curvatura ad esempio per d = 10 o 12 cm, l'attenuazione introdotta si fa eccessiva pure in banda S, impedendo quindi in essa l'amplificazione. Come si può notare dagli spettri ASE, la configurazione ottimale per l'amplificazione in banda S è quella per d = 15 cm. Le relative curve di guadagno sono riportate in Fig. 2(b). Ivi si nota che, man mano che diminuisce la potenza del segnale in ingresso, da 0 dBm a -25 dBm, il guadagno aumenta, così come la relativa ampiezza di banda, ed inoltre la lunghezza d'onda in corrispondenza della quale si ha il brusco crollo del guadagno tende a spostarsi verso valori superiori. In particolare, il massimo valore del guadagno è pari a G = 25.3 dB ad una lunghezza d'onda di 1504 nm, quando la potenza del segnale in ingresso vale -25 dBm. Si osserva altresì che la curva del guadagno è pressoché costante, con ripple inferiore ad 1 dB, su un range in lunghezza d'onda di 14 nm, da 1501 a 1515 nm. La relativa banda a 3-dB, infine, si misura essere pari a 30 nm.



Figura 2 (a) Spettro ASE della fibra drogata con erbio a cladding depresso per diversi valori del diametro di curvatura. (b) Spettro di guadagno e figura di rumore al variare della potenza del segnale in ingresso per un diametro di curvatura pari a 15 cm.



Figura 3 (a) Schema sperimentale dell'amplificatore per banda S+C+L in configurazione parallela. (b) Spettro di guadagno e figura di rumore al variare della potenza del segnale in ingresso.

La stessa fibra a cladding depresso è stata utilizzata in un amplificatore in banda S per realizzare un EDFA a doppio passaggio in grado di coprire contemporaneamente la banda S, la banda C e la banda L in configurazione parallela [5]. La Fig. 3(a) riporta il setup sperimentale dell'EDFA proposto. Il segnale in ingresso è mandato alla porta 1 di un circolatore. La porta 2 dello stesso è connessa a un WDM per separare i segnali in banda S da quelli in banda C e L. I tre moduli di amplificazione, vale a dire l'EDFA per banda S, C e L sono tutti realizzati in configurazione a doppio passaggio. Tale tecnica, solitamente utilizzata in banda L, permette un incremento del guadagno. In ciascun modulo EDFA è stato utilizzato un WDM per accoppiare il segnale e la pompa con uno schema copropagante. Per ottenere il doppio passaggio della radiazione nella fibra drogata, si è introdotto un secondo circolatore le cui porte 3 e 1 sono state

cortocircuitate. Il segnale amplificato, dopo aver compiuto il doppio passaggio nella fibra drogata, ritorna all'ingresso dell'amplificatore e, attraverso la porta 3 del primo circolatore, viene monitorato attraverso un OSA. La potenza e la lunghezza d'onda di pompa utilizzata nei tre moduli è 120 mW e 980 nm per la banda S, 100 mW e 980 nm per la banda C e 100 mW e 1480 nm per la banda L. La lunghezza della fibra attiva è 15 m, 11 m e 100 m per banda S, C e L, rispettivamente. La fibra utilizzata nel modulo EDFA in banda S è la stessa fibra drogata a cladding depresso precedentemente descritta. In particolare, il diametro di curvatura considerato in questo caso è pari a 13 cm. Da sottolineare il fatto che le potenze di pompa sono state scelte con l'obiettivo di equalizzare il guadagno. Le prestazioni, sia in termini di guadagno che di figura di rumore, sono state misurate cambiando la potenza del segnale in ingresso da -30 dBm a -10 dBm nel range 1470÷1610 nm. Come mostrato in Fig 3(b). è stato misurato un guadagno di 29.4 dB, 30.7 dB, 30.9 dB e 30 dB e una figura di rumore di 9.6 dB, 7.5 dB, 6.5 dB e 7 dB rispettivamente a 1514 nm, 1532 nm, 1556 nm e 1572 nm, per una potenza del segnale in ingresso pari a -30 dBm. Inoltre, i picchi di guadagno diminuiscono a 17.7 dB a 1502 nm, 17.4 dB a 1552 nm and 19 dB a 1574 nm quando si considera una potenza in ingresso di -10 dBm. I minimi locali presenti nelle curve di guadagno attorno a 1526 nm e 1570 nm sono dovuti alle perdite associate ai WDM necessari per realizzare la configurazione in parallelo dell'EDFA proposto. Tuttavia per potenza di segnale pari a -30 dBm è stato misurato un guadagno maggiore di -20 dBm su un range di lunghezza d'onda pari a 120 nm, vale a dire da 1490 nm a 1610 nm.

# CONCLUSIONI

In questo lavoro si sono sfruttate le perdite di curvatura di un fibra drogata con erbio a cladding depresso per realizzare un amplificatore in banda S. Si è dimostrato che mediante le bending losses di tale fibra, è possibile sopprimere l'ASE in banda C e favorire l'amplificazione in banda S, ottenendo un picco di guadagno di 25.3 dB a 1504 nm per un segnale in ingresso di -25 dBm. Inoltre, tale amplificatore è stato inserito in un EDFA in configurazione parallela, al fine di ottenere amplificazione in tutte le bande S, C ed L.

# BIBLIOGRAFIA

- 1. M.A. Arbore, "Application of fundamental-mode cutoff for novel amplifiers and lasers", OFC 2005, OFB4 (2005).
- 2. M.A. Arbore et al, "34dB gain at 1500 nm in S-band EDFA with distributed ASE suppression", ECOC 2002, Doped Fiber Amplifiers 2.2.2 (2002).
- 3. M.A. Arbore et al, "S-band Erbium-doped Fiber Amplifiers for WDM Transmission Between 1488 and 1508 nm", OFC 2003, 374–376 (2003).
- M. Yamada et al, "Broadband and gain-flattened amplifier composed of a 1.55 μmband and a 1.58 μm-band Er<sup>3+</sup>-doped fiber amplifier in a parallel configuration", Electronics Lett. 33, 710–711 (1997).
- 5. S.W. Harun et al, "Gain enhancement in L-band EDFA through a double-pass technique", IEEE Phot. Tech. Lett. 14, 296–297, (2002).

# PROGETTO DI UN SENSORE DI PRESSIONE A BANDA FOTONICA PROIBITA

# D.BIALLO, A.D'ORAZIO, M.DE SARIO, V.MARROCCO, V.PETRUZZELLI

# Dipartimento di Elettrotecnica ed Elettronica, Politecnico di Bari, Via Re David 200, 701255 Bari dorazio@poliba.it

# F.PRUDENZANO

Dipartimento di Ingegneria per l'Ambiente e lo Sviluppo Sostenibile, Politecnico di Bari, Viale del Turismo 8, 74100 Taranto

# T.STOMEO, M.GRANDE, G.VISIMBERGA, R.CINGOLANI, M.DE VITTORIO

Laboratorio Nazionale di Nanotecnologia (NNL) – CNR-INFM, Università di Lecce, Via Arnesano, 73100 Lecce

# Abstract

The optical properties of photonic crystals allow to realize sensing devices characterized by a high degree of compactness and a good resolution of the quantity to detect. In this paper the design of a photonic crystal microcavity pressure sensor is reported.

# INTRODUZIONE

L'interesse della Ricerca per i microsensori è aumentato drasticamente negli ultimi anni in quanto essi garantiscono un rapporto costo/prestazioni abbastanza stabile oltre ad ulteriori vantaggi come le piccole dimensioni, la possibilità di essere integrati e l'impiego di microtecnologie affidabili. Il recente sviluppo delle nanotecnologie ha reso possibile la fabbricazione di cristalli fotonici (PhCs, Photonic Crystals) o strutture a banda fotonica proibita (PBG, Photonic Band Gap) [1-2]. Si tratta di strutture periodiche mono-dimensionali, bi-dimensionali o tri-dimensionali caratterizzate dalla esistenza di un gap nello spettro di frequenza delle onde elettromagnetiche. Le principali caratteristiche dei cristalli fotonici sono essenzialmente la loro capacità di controllare e "guidare" la propagazione delle onde elettromagnetiche, la possibilità di consentire tale propagazione anche in strutture con curve a 90°, la capacità di rallentare l'onda che in essi si propaga e la scalabilità in frequenza delle loro proprietà. I cristalli fotonici hanno trovato un vasto campo di applicazione come filtri, laser, amplificatori, commutatori, risonatori, dispositivi non lineari, etc.

L'applicazione dei cristalli fotonici nella sensoristica è un campo di ricerca aperto, non ancora molto sviluppato. I vantaggi principali di un sensore a cristallo fotonico sono l'estrema compattezza e la risoluzione con cui si riesce a rilevare la grandezza da misurare. In letteratura sono reperibili alcuni esempi di sensori di tipo PBG: un sensore rifrattometrico realizzato mediante una struttura a cristallo fotonico quasi-mono-dimensionale, ottenuta scavando un reticolo nella costola di una guida d'onda Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> [3], un sensore di sforzo [4] realizzato mediante un film polimerico composito, costituito da

1024 nanostrati alternati di un elastomero e di un polimero, un sensore biochimico realizzato con un cristallo fotonico SOI bi-dimensionale e microcavità [5], un sensore di spostamento che sfrutta il fenomeno delle risonanze guidate in slab a cristallo fotonico [6]. Altre applicazioni sfruttano le fibre a cristallo fotonico per il rilevamento di gas [7-9] mentre sono state anche presentate strutture che integrano la tecnologia MEMS con la tecnologia PBG per il rilevamento di sforzi [10].

In questo articolo sarà presentato il progetto di un sensore di pressione in microcavità a cristallo fotonico. Il sensore si basa sul seguente principio di funzionamento: applicando una forza su un'area del dispositivo, l'indice di rifrazione del materiale cambia. Tale variazione induce uno spostamento dello stato localizzato all'interno della microcavità nello spettro di trasmissione, proporzionale alla pressione applicata.

# PROGETTO DEL SENSORE DI PRESSIONE A CRISTALLO FOTONICO

Il sensore di pressione a cristallo fotonico considerato è costituito da una cavità a cristallo fotonico, assistita da una guida d'onda a cristallo fotonico accoppiata a una guida d'onda di tipo ridge rastremata, inserita per favorire le condizioni di eccitazione e di raccolta del segnale in uscita.

L'analisi preliminare del cristallo fotonico è stata effettuata con il codice commerciale RSoft-FullWave, che considera l'equivalente struttura PBG bi-dimensionale ottenuta applicando il metodo dell'indice di rifrazione efficace, mentre per analizzare i modi risonanti e valutarne il fattore di qualità è stato da noi implementato un codice parallelo FDTD tri-dimensionale che utilizza il cluster Linux CLX CINECA, a 1024 CPU. Per tutte le simulazioni è stato scelto uno step spaziale pari a a/20, mentre il passo temporale assunto è  $3.178 \cdot 10^{-17}$  s, corrispondente al 90% del limite di Courant. Il dominio di calcolo è limitato da condizioni al contorno di tipo UPML (uniaxial perfectly matched layers).

La struttura di partenza è costituita da una guida d'onda planare avente un core di GaAs (n = 3.408 alla lunghezza d'onda  $\lambda$  = 1310 nm) di spessore pari a 300 nm ed un substrato di Al<sub>0.70</sub>GaAs<sub>0.30</sub> (n = 3.040) di spessore pari a 2  $\mu$ m, cresciuti su uno strato di GaAs spesso 400 µm. La guida d'onda risulta essere monomodale sia per polarizzazione TE sia TM. Il cristallo fotonico è costituito da un reticolo triangolare di fori di aria in dielettrico con periodo a pari a 400 nm e raggio r dei fori pari a 140 nm (r/a part a 0.35). Tale struttura presenta, per polarizzazione TM (componente di campo magnetico non nulla orientata lungo l'asse dei fori di aria), un band gap che si estende nell'intervallo di lunghezze d'onda compreso tra 1200 – 1600 nm. La profondità dei fori è stata fissata, sulla base delle simulazioni 3D, pari a 800 nm, valore che garantisce una buona risoluzione del band gap e basse perdite. La microcavità progettata è costituita da difetti puntuali: in particolare sono state modificate le dimensioni dei raggi di un foro centrale (r'/a = 0.2) e dei sei fori che lo circondano (r''/a = 0.325). La guida d'onda a cristallo fotonico è ottenuta eliminando una intera fila di fori (W1), adiacente alla microcavità, nel reticolo periodico regolare. Inizialmente la guida W1 è stata alimentata con un impulso temporale gaussiano a largo spettro in grado di eccitare tutti i modi supportati dalla microcavità. Successivamente è stata considerata una sorgente temporale gaussiana a spettro stretto centrata a  $\lambda = 1310$  nm, in modo da analizzare la distribuzione del campo e la simmetria del modo risonante localizzato nell'intervallo spettrale compreso tra 1300 – 1400 nm.

La Fig.1a mostra lo schema della struttura progettata e l'evoluzione del campo magnetico simulata con il codice FullWave in assenza della forza applicata: è evidente l'intrappolamento dell'energia all'interno della microcavità alla lunghezza d'onda di risonanza del modo. In Fig.1b è riportato lo spettro di trasmissione, rilevato in uscita dalla guida W1, che mostra la presenza di un effetto drop in corrispondenza della lunghezza d'onda di risonanza del modo localizzato all'interno della microcavità ( $\lambda = 1290$  nm).

L'applicazione della forza induce, per effetto elastoottico, piezoelettrico ed elettroottico, una variazione del tensore impermeabilità dielettrica **b** del GaAs e AlGaAs, valutata per mezzo della relazione:

$$\Delta \mathbf{b} = (\mathbf{p}^{\mathbf{E}} \cdot \mathbf{s} - \mathbf{r}^{\mathrm{T}} \cdot \mathbf{g}^{\mathrm{T}}) \cdot \mathbf{T}$$
(1)

dove **p** è il tensore fotoelastico di rango quattro a campo elettrico costante, **s** è il tensore di deformazione elastica di rango quattro,  $\mathbf{r}^{T} = \mathbf{r}^{S} + \mathbf{p}$ :  $\mathbf{d}^{S}$  è il tensore elettroottico di rango tre a stress costante,  $\mathbf{r}^{s}$  è il tensore elettroottico di rango tre a deformazione costante **u** e  $\mathbf{d}^{S}$  è il tensore piezoelettrico di rango tre a deformazione costante,  $\mathbf{g}^{T}$  è il tensore piezoelettrico di rango tre a stress costante, e T è il tensore di sforzo. Applicando una forza normale al piano del cristallo fotonico, l'indice di rifrazione della struttura cambia principalmente per effetto elastoottico. Tale variazione induce uno spostamento della lunghezza d'onda di risonanza dello stato localizzato nella microcavità. Le simulazioni effettuate mostrano che, per pressioni variabili tra 0.2 - 5 GPa, lo spostamento del picco di risonanza segue una legge lineare. Considerando una superficie di applicazione della forza di 1  $\mu$ m<sup>2</sup>, la minima forza rilevabile risulta pari a circa 0.2 mN. La struttura progettata è stata realizzata presso il Laboratorio Nazionale di Nanotecnologia (NNL) di Lecce. Il campione di GaAs/AlGaAs è stato cresciuto mediante epitassia a fascio molecolare (MBE). Il pattern della struttura a cristallo fotonico è stato trasferito ad una maschera di resist positivo ZEP tramite litografia a fascio elettronico (EBL). Infine il campione è stato attaccato con un processo di Reactive Ion Etching - ICP. La Fig.2 mostra una immagine SEM della struttura realizzata.

# CONCLUSIONI

In questo articolo è descritto il progetto di un sensore di pressione in microcavità a cristallo fotonico. Il dispositivo è stato realizzato ed è attualmente in corso la sua caratterizzazione.

# RINGRAZIAMENTI

Questo lavoro è parzialmente finanziato dal progetto MIUR – PRIN 2005: "Nanosensori a banda fotonica proibita".

### REFERENZE

- [1] E.Yablonovitch, "Photonic band-gap structures", JOSA B, 19, 283-295, (1997).
- [2] J.D.Joannopoulos, R.D.Meade, J.N.Winn, "Photonic Crystals-Molding the flow of Light", Princeton University press, (1995).
- [3] W.Hopman, P.Pottier, D.Yudistra, J. van Lith, P.Lambeck, R.De La Rue, A.Driessen, J.W.M.Hoestra, R.de Ridder: "Quasi-one-dimensional photonic crystal as compact

building block for refractometric optical sensors", IEEE J.of Selected Topics in Quantum Electronics, 11, 11-16, (2005).

- [4] M.Sandrock, M.Wiggins, J.Shirk, H.Tai, A.Ranade, E.Baer, H.Hiltner, "A widely tunable refractive index in a nanolayered photonic material", Applied Physics Letters, 84, 3621-3623, (2004).
- [5] E.Chow, A.Grot, L.W.Mirkarimi, M.Sigalas G.Girolami, "Ultracompact biochemical sensor built with two-dimensional photonic crystal microcavity", Optics letters, 29, 1093-1095, (2004).
- [6] W. Suh, M.F.Yanik, O.Solgaard and S.Fan, "Displacement-sensitive photonic crystal structures based on guided resonance in photonic crystal slabs", Appl.Phys.Lett., 82, 1999-2001 (2003).
- [7] Y.L.Hoo, W.Jin, H.L.Ho, D.N.Wang, "Measurements of gas diffusion coefficient using photonic crystal fiber", IEEE Photonics Techn. Let., 15, 1434-1436, (2003).
- [8] G.Pickrell, W.Peng, A.Wang, "Random-hole optical fiber evanescent-wave gas sensing", Optics Letters, 29, 1476-1478, (2004).
- [9] T.Ritari, J.Tuominen, H.Ludvigsen, J.C.Petrsen, T.Sorensen, T.P.Hansen: "Gas sensing using air-guiding photonic bandgap fibers", Optics Express, 12, 4080-4087, (2004).
- [10] S.Rajic, J.C.Corbeil, P.G.Datskos, "Feasibility of tunable MEMS photonic crystal devices", Ultramicroscopy, 97, 473-479, (2003).



Fig.1: (a) Schema della struttura a cristallo fotonico; (b) spettro di trasmissione.



Fig.2: Immagine SEM della struttura realizzata.

# STUDIO NUMERICO DEL REGIME DI MONOMODALITA' IN FIBRE A NUCLEO CAVO BASATE SU RETICOLI A NIDO D'APE MODIFICATI

L. Vincetti, M. Maini, A. Polemi\*, M. Zoboli

Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Modena e Reggio Emilia Via Vignolese 905b, 41100 Modena vincetti.luca@unimore.it \* Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Siena Via Roma 56, 53100 Siena

# Abstract

An accurate analysis of the single-mode properties of modified honeycomb photonic bandgap fibers with different geometric characteristics has been carried out by calculating the confinement losses of the fundamental and the higher-order modes. Simulation results have shown that confinement loss lower than 0.1 dB/km and an effectively single-mode behavior over a wavelength range of about 150 nm can be achieved with a 8 air-hole ring fiber.

# INTRODUZIONE

Tra le numerose possibilità offerte dalle fibre a banda fotonica proibita (Photonic Band-Gap Fibers: PBGFs), sicuramente una di quelle che attualmente sta suscitando le maggiori attenzioni da parte del mondo scientifico ed industriale è la possibilità di confinare il campo elettromagnetico in un nucleo cavo [1] [2], in quanto la propagazione in aria o in un gas inerte anziché nella silice permette una significativa riduzione delle perdite per assorbimento e degli effetti non lineari. In pochi anni i processi realizzativi hanno permesso di passare da perdite dell'ordine di decine di dB al metro a pochi dB/Km. Nella quasi totalità dei casi le fibre realizzate sono basate su reticoli triangolari [3], anche se questa tipologia di distribuzione dei fori d'aria produce una banda proibita, attraversata dalla linea d'aria, piuttosto stretta. Ciò causa elevate perdite per confinamento e riduce l'intervallo di lunghezze d'onda entro il quale la fibra può operare. Per questi motivi, negli ultimi anni, sono state analizzate altre disposizioni periodiche dei fori d'aria con l'obiettivo di ottenere bande fotoniche proibite, attraversate dalla linea d'aria, più ampie [4], [5]. Tra le varie soluzioni indagate, il reticolo a nido d'ape modificato è quello che presenta il maggior numero di gradi di libertà, consentendo un miglior controllo sulla struttura a bande. I risultati numerici confermano la possibilità di ottenere un elevato confinamento in aria e basse perdite su un ampio intervallo di lunghezze d'onda [7]-[9]. La riduzione delle perdite avviene principalmente aumentando il numero di fori d'aria che circondano il nucleo cavo e aumentando la dimensione del nucleo al fine di migliorare il confinamento del campo. Se la prima soluzione rende più critico il processo di filatura, il secondo comporta la comparsa di modi di ordine superiore che peggiorano le prestazioni trasmissive della fibra

In questo lavoro vengono presentati i risultati relativi allo studio delle proprietà di monomodalità di fibre a banda fotonica proibita con nucleo cavo basate su un reticolo a nido d'ape modificato. In particolare, viene approfonditamente analizzata l'influenza che la dimensione del nucleo cavo ed i parametri geometrici del cladding esercitano sul regime di monomodalità. Lo studio è stato condotto mediante un simulatore modale basato sul metodo degli elementi finiti (Finite Element Method: FEM) [5], [7], [8] ed ha evidenziato come sia possibile progettare fibre con otto cerchi concentrici di fori d'aria aventi perdite inferiori a 0.1dB/Km e con una regione di monomodalità di circa 150 nm.

# FIBRE CON RETICOLO A NIDO D'APE MODIFICATO

La figura 1 mostra la cella unitaria di un reticolo a nido d'ape modificato. Essa è ottenuta partendo da quella di un reticolo a nido d'ape avente un passo tra i fori d'aria  $\Lambda$  ed un diametro dei fori stessi *d*, aggiungendo al centro della cella un ulteriore foro di diametro  $d_c$  [6].



Figura 1. Cella unitaria del reticolo a nido d'ape modificato.

Partendo da un reticolo siffatto, il nucleo cavo è stato ottenuto rimovendo la silice all'interno di una circonferenza di raggio R. In questo lavoro sono stati presi in considerazione due differenti dimensioni del nucleo pari a  $R=2\Lambda$  e  $R=3\Lambda$ . In figura 2 sono riportate le sezioni traverse delle due fibre così ottenute chiamate rispettivamente fibra A e fibra B.



Figura 1.Sopra: Sezioni trasverse delle fibre (sinistra) A e (destra) B.

Come è noto, poiché nelle fibre reali il numeri di fori d'aria che circondano il core deve necessariamente essere finito, i modi risultano leaky [5], [7]. Le perdite di confinamento sia del modo fondamentale che dei modi di ordine superiore sono state quantificate attraverso il seguente parametro:

$$CL = \alpha \cdot 20 \cdot \log_{10}(e)$$

 $con \alpha$  costante di attenuazione del modo.

# ANALISI DELLA REGIONE DI MONOMODALITA'

Inizialmente lo studio è stato condotto considerando un reticolo avente  $d/\Lambda = 0.6$  e  $d_c/\Lambda = 1.32$ , che corrispondono ad un air-filling fraction f = 74.4% e 8 cerchi concentrici

di fori d'aria attorno al core. Fissando  $\Lambda = 1.62 \ \mu m$ , la linea d'aria attraversa la banda fotonica proibita tra  $\lambda = 1333 \ nm$  e  $\lambda = 1663 \ nm$ , ovvero su un intervallo di circa 330 nm centrato sulla banda C. In figura 3 sono riportate le curve di dispersione dei modi guidati delle fibre A e B in funzione della lunghezza d'onda  $\lambda$ . Sono inoltre riportati bordi della banda proibita e la linea d'aria. Come si può notare entrambe le fibre sono monomodali, anche se nella fibra A il numero di modi superiori è nettamente inferiore per effetto delle minori dimensione del nucleo cavo. In entrambe le fibre, l'accoppiamento tra il modo fondamentale e quelli di ordine superiore è piuttosto debole in quanto la differenza tra gli indici efficaci non scende mai sotto il valore 0.01.



Figura3. Curve di dispersione del modo fondamentale e dei modi di ordine superiore in funzione della lunghezza d'onda per la fibra (sinistra) A e (destra) B quando  $d/\Lambda=0.6$ .

I risultati relativi alle perdite di confinamento dei vari modi sono riportati in figura 4. L'andamento del parametro CL in funzione della lunghezza d'onda mostra il tipico andamento ad U dovuto al confinamento per banda fotonica proibita. Il valore minimo delle perdite è di  $1.25 \cdot 10^{-2} \ dB/m$  a  $1575 \ nm$  e di  $9.45 \cdot 10^{-4} \ dB/m$  a  $1550 \ nm$ , rispettivamente per le fibre A e B. Anche in questo caso la differenza è dovuta alle diverse dimensioni del core. Come prevedibile i modi superiori sono soggetti a perdite maggiori a causa del loro minor confinamento nel nucleo cavo. Per di più il loro minimo cade a lunghezze d'onda maggiori garantendo così una differenza rispetto alle perdite del modo fondamentale di più di due ordini di grandezza sull'intera banda di interesse.



Figura 4. Perdite di confinamento del modo fondamentale e dei modi di ordine superiore per le fibre (sinistra) A e (destra) B quando  $d/\Lambda = 0.6$ .

Nell'ambito della presente analisi si è convenuto di ritenere la fibra operante in regime di monomodalità quando le perdite di confinamento dei modi superiori risultano maggiori di almeno un ordine di grandezza rispetto a quelle del modo fondamentale. Applicando questa definizione, la fibra A opera in regime di monomodalità tra 1500 nm e 1650 nm e la fibra B tra 1490 nm e 1620 nm, ovvero su un intervallo rispettivamente di 150 nm e 130 nm entrambi sufficienti a coprire le bande S, C e L della terza finestra delle telecomunicazioni.

Il principale limite delle fibre analizzate riguarda l'elevato valore delle perdite di confinamento del modo fondamentale se confrontato con gli  $0.15 \ dB/Km$  delle attuali fibre standard in silice. Al fine di ridurre le perdite si è incrementato il diametro dei fori del reticolo a nodo d'ape portando il diametro a d=0.64A. e mantenendo invariati tutti gli altri parametri del cladding e del core. I risultati, qui non riportati per motivo di spazio, mostrano una riduzione netta delle perdite fino a valori inferiori a  $0.1 \ dB/Km$  e un aumento del numero di modi di ordine superiore che tuttavia non compromette l'estensione della regione di monomodalità.

# CONCLUSIONI

In questo lavoro è stato analizzato il regime di monomodalità di fibre a confinamento per banda fotonica proibita con nucleo cavo basate su un reticolo a nido d'ape modificato. Le simulazioni condotte per differenti dimensioni del core e parametri del cladding dimostrano che con 8 cerchi concentri di fori d'aria è possibile ottenere un funzionamento monomodale e perdite inferiori a 0.1dB/Km su un intervallo di lunghezze d'onda superiore ai 150 nm.

# BIBLIOGRAFIA

- [1] J. Broeng, S. Barkou, T. Søndergaard, A. Bjarklev, "Analysis of air-guiding photonic bandgap fibers", *Opt. Lett, vol. 25, pp. 96-99, Jan. 2000.*
- [2] J. C. Knight, P. St. J. Russell, "New ways to guide light", *Science, vol. 296, pp. 276-277, Apr. 2002.*
- [3] C. M. Smith, N. Venkataraman, M. T. Gallagher, D. Muller, J. A. West, N. F. Borrelli, D. C. Allan, K. W. Koch, "Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fiber", *Nature, vol. 424. pp. 657-659, Aug. 2003.*
- [4] M. Yan, P. Shum, "Air guiding with homeycomb photonic bandgap fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 17, pp. 64-66, Jan. 2005.*
- [5] L. Vincetti, F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, "Wide Bandgap Air-guiding Modified Honeycomb Photonic Crystal Fibers", *in Proc. CLEO 2005, Munich, Germany, Jun. 2005, p. 577.*
- [6] M. Chen, R. Yu, "Analysis of photonic bandgaps in modified honeycomb structures", *IEEE Photon. Technol. Letters, vol. 16, pp. 819-821, Mar. 2004.*
- [7] S. Selleri, L. Vincetti, F. Poli, A. Cucinotta, M. Foroni, "Air-guiding photonic crystal fibers with modified honeycomb lattice", *in Proc. WFOPC 2005, Palermo, Italy, Jun. 2005, pp. 20-25.*
- [8] L. Vincetti, F. Poli, S. Selleri, "Confinement loss and nonlinearity analysis of airguiding modified honeycomb photonic bandgap fibers", *IEEE Photon. Technol. Lett., vol. 18, pp. 508-510, Feb. 2006.*
- [9] T. Murao, K. Saitoh, M. Koshiba, "Design of air-guiding modified honeycomb photonic band-gap fibers for effectively single-mode operation", *Opt. Express, vol.* 14, pp. 2404-2412, March 2006.

# LINEE DI RITARDO OTTICHE A ONDA LENTA

A. Melloni, F. Morichetti, M. Martinelli

Dipartimento di Elettronica e Informazione – Politecnico di Milano, via Ponzio 34/5 20133 Milano, Italy morichetti, <u>melloni@elet.polimi.it</u>

### Abstract

Tunable and reconfigurable optical delay lines exploiting slow-light propagation in directly coupled ring-resonators are presented and discussed. Applications for all-optical signal processing are proposed and experimental results showing a slow down factor of 7.5 over 3GHz bandwidth are reported.

# INTRODUZIONE

Le memorie, i buffers e le linee di ritardo operanti nel dominio ottico costituiscono indubbiamente elementi chiave per le future reti ottiche e per una reale ed efficiente elaborazione ottica dei segnali. Le applicazioni spaziano dalla memorizzazione dell'informazione ottica in intensità, fase e polarizzazione, alla sincronizzazione di bit e pacchetti, alle reti formatrici di fascio nelle antenne ad array. A seconda delle applicazioni, a queste strutture si richiede di indurre ritardi sulla propagazione ottica da pochi picosecondi a decine di millisecondi, possibilmente variabili a piacere.

La forma più semplice di linea di ritardo (e a oggi forse l'unica) è la fibra ottica, eventualmente combinata con banchi di switches. A 10Gbit/s un bit occupa 2 cm di fibra e quindi ogni chilometro può 'memorizzare' 50000 bit. Con i suoi 0.2 dB/km di attenuazione, la fibra è in grado di indurre un ritardo di 25µs ogni dB di perdita, corrispondenti a 250000 bit/dB (sempre a 10Gbit/s) ovvero un milione di bit per dB a 40Gbit/s. Questa soluzione, tuttavia, è decisamente ingombrante, rigida, difficilmente integrabile con altre tecnologie e poco efficiente, specie se comparata con l'elettronica, dove un singolo bit a 10Gbit/s viene memorizzato per tutto il tempo che si desidera in un'area inferiore a  $1\mu m^2$ . E' quindi evidente che se si desidera pensare alle linee di ritardo ottiche occorre ridurre di svariati ordini di grandezza le dimensioni dei dispositivi, ovvero aumentare la densità di memorizzazione.

Una speranza di successo in questa direzione è data dalla luce rallentata. Se si riuscisse a rallentare la luce o addirittura 'fermarla', si potrebbe aumentare enormemente la densità di informazione immagazzinata per unità di spazio. Il rallentamento deve essere significativo, non deve indurre distorsioni o attenuazioni eccessive e soprattutto deve avvenire in bande spettrali compatibili con i segnali comunemente utilizzati nei sistemi di comunicazione. I recenti risultati teorici e sperimentali in quest'area hanno dimostrato rallentamenti di vari ordini di grandezza dimostrando che il saper gestire il rallentamento della luce costituisce la base su cui porre il futuro dell'elaborazione ottica dei segnali. L'importanza di saper realizzare compatte strutture a onda rallentata è anche evidenziata dai recenti investimenti in quest'area dalla DARPA (USA) che supporta un programma sulla 'slow light' da 6.5M\$ e dalla comunità europea in un progetto recentemente approvato (FP6-STP, 3/2006) di cui gli autori sono i promotori.

# STRUTTURE OTTICHE A ONDA LENTA

Esistono diversi modi per rallentare la luce: EIT (electromagnetically induced transparency) [1], Stimulated Brillouin Scattering [2], PO (population oscillation) in quantum-well materials, risonatori direttamente accoppiati in guide ottiche o cristalli

fotonici [3]. Tutte queste tecniche sono ancora in uno stato embrionale e non è ancora chiaro quale possa essere la soluzione vincente per riuscire a ritardare tanti bit contemporaneamente e il più possibile. Le strutture a risonatori accoppiati, tuttavia, sembrano al momento le più promettenti per ottenere linee di ritardo con un buon compromesso tra dimensioni, ritardo introdotto e perdite [3-5].



Fig. 1 – a) Struttura SWDL a risonatori direttamente accoppiati; b) struttura della singola cella compensata in dispersione (struttura di Khurgin [6]).

La linea di ritardo a onda lenta (SWDL) descritta in questo contributo è costituita da una sequenza di risonatori ad anello direttamente accoppiati (Fig. 1a), eventualmente caricate da sfasatori per aumentarne la robustezza alla dispersione [6] (Fig. 1b). La massima lunghezza della struttura in termini di numero di cavità ( $N_{max}$ ) o numero di bit memorizzati ( $N_{maxbit}$ ) è limitata dalla dispersione del terzo ordine o dalla dispersione del quinto ordine nella struttura proposta in [6] (linea tratteggiata e continua, rispettivamente nella Fig. 2). La struttura con anelli caricati, essendo intrinsecamente compensata in dispersione, permette di ridurre la limitazione sul numero massimo di cavità e quindi aumentare il numero di bit memorizzabili. Per un dato rapporto tra la tra la banda della struttura e la banda del segnale ( $B/B_s$ ), il numero di risonatori occupati da un singolo bit è circa  $N_{1b} \cong 3(B/B_s)$  e il numero massimo di cavità utilizzabili è proporzionale a ( $B/B_s$ )<sup>3</sup> per la SWDL di fig. 1a) e a ( $B/B_s$ )<sup>5</sup> per la SWDL di fig. 1b). Il punto saliente è che il massimo numero di bit memorizzabili non dipen-de dalla dimensione degli anelli ma

solo dal rap-porto  $B/B_s$ . Ad esempio, una struttura  $B/B_s=2$ può con al massimo ritardare 8 bit mediante 53 cavità mentre la stessa ma con anelli caricati può essere estesa a 250 cavità per un totale di 50 bit memorizzati. La dimensione delle cavità determina solo la massima dimensione della struttura e la sua criticità tecnologica. Come mostrato in Fig. 1, la SWDL è costituita da una serie di N cavità di lunghezza  $L_r$  direttamente accoppiate, la prima delle quali accoppiata con il



Fig. 2 – N<sub>max</sub>=numero massimo di cavità (limite imposto dalla dispersione); N<sub>1b</sub>=numero di cavità occupate da 1 bit; N<sub>maxbit</sub>=numero massimo di bit memorizzati.

bus di ingresso/uscita. Se i primi *M* anelli hanno la stessa frequenza di risonanza  $f_0$ , un segnale ottico centrato a  $f_0$  si propaga lungo la struttura se il suo spettro è ben contenuto nella banda passante  $B = 2\text{FSR} \sin^{-1}(t)/\pi$  della SWDL [4], dove FSR è il Free Spectral Range e *t* è il coefficiente di accoppiamento tra i risonatori. Se il segnale non trova le cavità in risonanza, l'impulso passa direttamente all'uscita senza entrare nella SWDL. L'impulso, una volta entrato, si propaga nella SWDL con un fattore di rallentamento  $S = \cos(kL_r/2)/\sqrt{t^2 - \sin(kL_r/2)}$ , dove *k* è la costante di propagazione nella guida. Raggiunto il primo anello fuori risonanza l'impulso si riflette verso il bus di ingresso/ uscita. Il massimo ritardo ottenibile è  $\tau_{g,max}=MS/\text{FSR}$  e questo determina il massimo numero di bit memorizzabili, principalmente limitati dalla dispersione e dalle perdite della guida.

Per controllare il ritardo introdotto è necessario variare *M* oppure *S*. Nel primo caso si agisce sulla frequenza di risonanza delle cavità, in modo che il risonatore si comporti come uno specchio. La discretizzazione dei ritardi è pari al ritardo indotto dal singolo anello,  $\tau_{g,1}$ =*S*/FSR. Il secondo caso (*S*) si ottiene variando il coefficiente di accoppiamento tra le cavità ma questa soluzione risulta meno flessibile e robusta e più difficile da realizzare della prima.

Nel caso si desiderino indurre forti ritardi è possibile usare catene di risonatori molto lunghe, a scapito della dimensione totale del buffer. Se fosse disponibile una veloce riconfigurazione della struttura, invece, sarebbe possibile realizzare un buffer ottico (Fig. 3a) o anche una memoria ottica (Fig. 3b). La Fig. 3a si riferisce ad un buffer ottico costituito da 20 anelli con banda 20 GHz. Quando l'impulso è entrato completamente nella SWDL, il primo anello viene rapidamente portato in antirisonanza (istante A). Il segnale si mette quindi a ricircolare tra ingresso e uscita accumulando ritardo fino a che non viene liberato (istante R) riportando in risonanza il primo anello. Nell'esempio di figura si vede come tale struttura può indurre ritardi di circa 1.3 ns su impulsi da 60ps con distorsioni trascurabili.

La struttura per la memorizzazione ottica è sostanzialmente la stessa ma gli anelli vengono portati in antirisonanza dove è localizzato l'impulso. La luce presente negli anelli continua a circolare ma non è in grado di accoppiarsi con gli anelli vicini e quindi rimane localizzata nella SWDL. Si noti dalla figura che l'impulso rimane localizzato per più di 4 ns prima di venire rilasciato. Dalla figura appaiono tre interessanti proprietà: i) durante la fase di hold la luce non risente della dispersione cromatica della struttura e



Fig. 3 – Evoluzione spazio-tempo in una SWDL di un impulso da 60 ps; a) buffer ottico; b) Memorizzazione di impulso.

quindi non si allarga e deforma; ii) quando l'impulso viene rilasciato, continua a propagarsi nella direzione di arrivo oppure in quella opposta, a seconda dell'istante di rilascio. Nel secondo caso viene realizzato un 'time reverse', che può essere a livello di bit o di sequenza di bit; iii) l'impulso, quando è bloccato, subisce una compressione spettrale molto forte e lo spettro si riduce ad una riga; l'informazione sulla forma dell'impulso è mantenuta dalla distribuzione spaziale.

### **RISULTATI SPERIMENTALI**

Sono state realizzate diverse SWDL in tecnologia SiON a medio contrasto con guide in grado di tenere raggi di curvatura fino a 500 µm con perdite di radiazione trascurabili e attenuazioni di circa 0.35 dB/cm@1550nm. Una foto di una SWDL da 16 anelli e FSR=50GHz è mostrata in Fig 4a). La risposta spettrale in intensità e ritardo di gruppo è riportata in Fig. 4b) e c) (M=1, linea tratteggiata, M=2 linea continua). Nel caso di due anelli in risonanza il ritardo di gruppo è circa 300 ps in una banda pari a 3 GHz (corrispondente a una lunghezza ottica di 6cm e un fattore di rallentamento S=7.5), in buona corrispondenza con le simulazioni. Alla risonanza le perdite di inserzione rispetto alla trasmissione fuori banda sono solo di 2.2 dB più elevate. Si noti che quando risuona un solo anello il ritardo di gruppo è inferiore e la banda minore. La riconfigurazione è effettuata mediante termocontrollori con tempi di risposta inferiori al ms.



Fig. 4 – a) Foto della SWDL con termocontrollori; b, c) trasmissione (intensità e ritardo di gruppo) per M=1 (tratteggiata) e M=2 (continua).

### **BIBLIOGRAFIA**

M. Bajcsy et al. "Stationary pulses of light in an atomic medium," Nature. 426, 638-641 (2003).
 K. Y. Song, M. G. Herraez, and L. Thevenaz, "Long optically controlled delays in optical fibers", Opt. Lett. 30, 1782-1784 (2005).

[3] A. Melloni, F. Morichetti, and M. Martinelli, "Linear and nonlinear pulse propagation in coupled resonator slow-wave optical structures," OQE **35**, 365–379 (2003).

[4] R. Tucker, Pei-C. Ku, C. Chang-Hasnain, "Slow-light Optical buffers: Capabilities and foundamental limits", IEEE JLT 23, No. 12, 4046-4066, 2005.

[5] J. B. Khurgin, "Optical buffers based on slow light in electromagnetically induced transparent media and coupled resonator structures: comparative analysis", JOSA B **22**, 1062-1074 (2005).

[6] J. Khurgin, "Expanding the bandwidth of slow-light photonic devices based on coupled resonators", Opt. Lett., Vol. 30, Mar. 2005.

# MODELLO NUMERICO DI EDFAS PER BANDA S BASATI SU FIBRE OTTICHE CON CLADDING DEPRESSO

L. Vincetti, M. Maini, M. Zoboli, S. Selleri\*, A. Cucinotta\*, F. Poli\*, M. Foroni\*

Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Modena e Reggio Emilia Via Vignolese 905b, 41100 Modena *vincetti.luca@unimore.it* \* Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Parma Via Usberti 181/A, 43100 Parma *stefano.selleri@unipr.it* 

### Abstract

A model of a S-band depressed cladding EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) has been developed. The model is able to predict the ASE suppression due to the bending loss. The comparison of numerical and experimental results has demonstrated the validity of the model that can be used for design of the doped fiber as well as of the amplifier

# INTRODUZIONE

L'impiego della banda S, ovvero l'intervallo di lunghezza d'onda tra 1470*nm* e 1530 *nm*, costituisce una delle più promettenti tecniche per incrementare la capacità degli attuali sistemi di trasmissione a divisione di lunghezza d'onda (Wavelength Division Multiplexing: WDM). L'ostacolo maggiore da superare per il suo utilizzo riguarda la difficoltà di amplificare a livello ottico il segnale. Tra le varie tecniche proposte per ottenere amplificazione in banda S, una delle più interessanti è quella che prevede l'impiego di fibre in silice drogate con erbio (Erbium Doped Fibers: EDFs) con un filtraggio distribuito lungo la fibra. Il filtraggio si rende necessario al fine di sopprimere l'emissione spontanea amplificata (ASE) nella banda C, che altrimenti ridurrebbe drasticamente il livello di inversione di popolazione. Recentemente è stata dimostrata sperimentalmente la possibilità di ottenere tale filtraggio distribuito sfruttando le perdite per curvatura di una fibra a cladding depresso [1]. Studi numerici hanno dimostrato la medesima funzione anche in fibre con core coassiale [2]. In quest'ultimo caso tuttavia le perdite per curvatura vengono quantificate mediante un modello analitico approssimato e non vengono riportati riscontri sperimentali sulla validità del modello impiegato.

In questo lavoro, viene presentato un simulatore per l'analisi ed il progetto di EDFs per amplificatori ottici operanti in banda S che impiega un solutore modale complesso basato sul metodo degli elementi finiti combinato con un solutore delle equazioni dell'amplificatore basato sull'algoritmo di Runge-Kutta. L'impiego di un solutore modale complesso permette di calcolare accuratamente non solo gli integrali di sovrapposizione tra il campo e la regione drogata, ma soprattutto l'andamento delle perdite per curvatura in funzione della lunghezza d'onda, che sono alla base del funzionamento degli EDFA in banda S. Il modello è stato utilizzato per valutare le prestazioni di un amplificatore basato su una fibra a cladding depresso. Il buon accordo tra i risultati numerici ed i valori misurati sperimentalmente dimostrano la validità e l'accuratezza del modello.

### IL MODELLO NUMERICO

Per valutare il guadagno dell'EDFA è stato utilizzato il modello spaziale dell'amplificatore [3], [4]. L'evoluzione delle potenze lungo la fibra drogata è data dalle cosiddette propagation rate equations:

$$\frac{\partial P(z,\lambda)}{\partial z} = \left[ \gamma_{21}(z,\lambda) - \gamma_{12}(z,\lambda) \right] P(z,\lambda) - \alpha(\lambda)$$

dove  $\alpha$  è la costante di attenuazione del modo fondamentale della fibra alla lunghezza d'onda  $\lambda$ , mentre  $\gamma_{12}$  e  $\gamma_{21}$  sono i coefficienti di assorbimento e di emissione, i quali dipendono dalla distribuzione del campo elettromagnetico sul piano trasverso. Questi parametri vengono calcolati attraverso un solutore modale basato sul metodo degli elementi finiti [5]. Esso fornisce la distribuzione del campo magnetico sul piano trasverso e la costante di propagazione complessa:

$$\gamma = \alpha + j\beta,$$

con  $\alpha$  costante di attenuazione e  $\beta$  costante di fase.

L'influenza della curvatura della fibra sia sulla distribuzione del campo che sulla costante di attenuazione del modo viene valutata attraverso la tecnica della mappatura conforme [6], [7]. Essa consiste nel sostituire la fibra curvata con una fibra diritta il cui indice di rifrazione è dato da:

$$n_{eq}(x, y) = n(x, y) e^{x/R},$$

dove n(x,y) è l'indice di rifrazione della fibra diritta ed R è il suo raggio di curvatura, come mostrato in figura 1.



*Figura 1: profilo dell'indice di rifrazione della fibra diritta e della fibra curvata secondo la tecnica della mappatura conforme.* 

Una volta determinate le distribuzioni del campo e l'andamento della costante di attenuazione in funzione della lunghezza d'onda, esse vengono fornite come dati di ingresso alle population e alle propagation rate equations le quali vengono risolte attraverso l'algoritmo di Runge-Kutta.

#### RISULTATI

L'EDF con cladding depresso considerata nell'analisi ha un profilo di indice di rifrazione, riportato in figura 1, in cui  $n_1 - n_3 = 0.0162$  ed  $n_2 - n_3 = -0.0028$ , dove  $n_1$ ,  $n_2$  ed  $n_3$  sono rispettivamente l'indice di rifrazione del core, del cladding interno e del cladding esterno. Il rapporto tra il raggio del cladding interno e quello del core è 6.3, il

raggio della regione drogata vale  $1.46\mu m$  e la concentrazione di ioni d'erbio è pari a  $7.40 \times 10^{24} ioni/m^3$ .

In figura 2 viene evidenziato l'ottimo accordo tra i risultati numerici e sperimentali. Nel grafico viene riportato l'andamento delle perdite per curvatura del modo fondamentale

$$BL = \alpha \cdot 20 \cdot \log_{10}(e)$$
,

di una fibra a core depresso, al variare della lunghezza d'onda, per tre differenti raggi di curvatura.



*Figura 2: confronto tra risultati numerici e sperimentali delle perdite per curvatura per tre diversi raggi: R=5cm, R=7.5cm e R=15cm.* 

Lo schema dell'amplificatore simulato coincide con quello sperimentale mostrato in figura 3 e prevede una fibra drogata di lunghezza  $L_F = 15m$ , con una pompa copropagante a 980nm avente una potenza iniziale di 120mW. Si sono tenute in considerazione le perdite dovute alle connessioni, valutate essere complessivamente pari ad 1*dB*. Si è supposto di introdurre nell'amplificatore un canale per volta, nell'intervallo di lunghezze d'onda che va da 1470nm a 1530nm. Il raggio di curvatura della fibra è pari a 7.5cm, tale valore è quello che garantisce il miglior guadagno dell'amplificatore in esame [1].



Figura 3: schema del setup sperimentale dell'amplificatore

La figura 4 mostra il confronto tra i risultati numerici e le misure sperimentali relative allo spettro di guadagno dell'amplificatore, per tre diversi valori della potenza del segnale d'ingresso, rispettivamente -10*dBm*, -20*dBm* e -25*dBm*.



Figura 4: confronto tra risultati numerici e sperimentali dello spettro di guadagno per una potenza di segnale di -10dBm (sinistra), -20dBm (centro) e -25dBm (destra).

Il buon accordo, soprattutto per valori bassi della potenza del segnale d'ingresso, evidenzia la validità del modello applicato. In tutti e tre i casi lo scostamento non supera i 4dB nell'intervallo tra 1470nm e 1520nm. Si noti come il disaccordo aumenti per lunghezze d'onda superiori a 1525nm, dove tuttavia il guadagno dell'amplificatore risulta particolarmente basso.

### CONCLUSIONI

E' stato sviluppato un modello numerico in grado di prevedere il comportamento di un EDFA in banda S con cladding depresso. I risultati numerici, sia quelli relativi alle perdite per curvatura della fibra, che quelli relativi allo spettro di guadagno dell'amplificatore, sono stati confrontati con le misure sperimentali. Il buon accordo dimostra la validità e l'accuratezza del modello.

# BIBLIOGRAFIA

- [1] P. Vavassori, M. Foroni, F. Poli, A. Cucinotta e S. Selleri, "S-band EDFA with ASE suppression induced by bending loss of depressed-cladding active fiber", *Optical Amplifiers and their Applications OAA05, Budapest, Hungary, 2005.*
- [2] K. Thyagarajan e C. Kakkar, "S-band single-stage EDFA with25dB gain using distributed ASE suppression", *Photon. Technol. Lett.*, vol 16, pp.2448-2450, Nov. 2004.
- [3] C. R. Giles and E. Desurvire, "Modeling erbium-doped fiber amplifiers", J. Lightwave Technol., vol. 9, pp. 271-283, Feb. 1991.
- [4] F. Di Pasquale e M. Zoboli, "Analysis of erbium-doped waveguide amplifiers by a full-vectorial finite-element method", J. Lightwave Technol., vol. 11, pp. 1565-1574, Oct. 1993.
- [5] S. Selleri, L. Vincetti, A. Cucinotta e M. Zoboli, "Complex FEM modal solver of optical waveguides with PML boundary conditions", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 359-371, April 2001.
- [6] J. C. Baggett, T. M. Monro, K. Furusawa, V. Finazzi e D. J. Richardson, "Understanding bending losses in holey optical fibers", *Optics Communications*, vol. 227, pp. 317-335, Sep. 2003.
- [7] Y. Tsuji and M. Koshiba, "Complex modal analysis of curved optical waveguides using a full-vectorial finite element method with perfectly matched layer boundary conditions", *Electromagnetics, vol. 24, pp. 39-48, 2004.*

# MODELLO NEL DOMINIO S DI GUIDE RETTANGOLARI CON INSERTI DIELETTRICI

Marco Bressan, Giuseppe Conciauro, Wissam Eyssa Dipartimento di Elettronica, Università di Pavia, via Ferrata 1, 27100 Pavia, giuseppe.conciauro@unipv.it

#### Abstract

A new algorithm is presented for the construction of the state-space macromodel of a rectangular waveguide section including a homogeneous dielectric inset. By extending the philosophy of the State Space - Integral Equation (SS-IE) approach to the said class of structures, the method directly leads to the Generalized Admittance Matrix of the device, expressed in the form of a pole expansion in the s-domain.

#### INTRODUZIONE

Il metodo dell'equazione integrale nello spazio degli stati (SS-IE) è un approccio efficace per la modellazione nel dominio *s* di dispositivi passivi in guida d'onda o di strutture integrate quasi planari [1]-[3]. Come negli algoritmi basati sul FEM [4], anche nel metodo SS-IE il modello è ottenuto nella forma tipica, ma il suo ordine è molto più piccolo dato che nella formulazione integrale è necessario un numero molto minore di variabili per definire i campi. Per questo motivo, la riduzione d'ordine del modello non è essenziale, e, nel caso, richiede tempi decisamente minori.

Questo lavoro descrive molto sommariamente l'applicazione del metodo SS-IE per la modellazione di tronchi di guida rettangolare che includono al loro interno corpi dielettrici. Dato che l'obiettivo principale di questo lavoro è di tipo metodologico, questa nuova applicazione viene presentata nella semplice versione in cui all'interno del tronco di guida d'onda è posto un solo inserto.

### TEORIA

La figura 1a rappresenta la struttura di nostro interesse. L'eccitazione sulle porte fisiche  $S^{(1)}$ ,  $S^{(2)}$  è rappresentata dalle tensioni modali  $v_n^{(\nu)}$  ( $\nu = 1, 2; n = 1, ..., N$ ), corrispondenti ai primi N modi della guida, comprendenti anche i modi evanescenti che interagiscono in modo significativo con l'inserto dielettrico.

Il teorema di equivalenza permette di considerare il campo nella regione in aria come generato dalle distribuzioni di campo elettrico impresse sulle porte dalle tensioni modali applicate e dalle densità superficiali di corrente elettrica  $\vec{J} = \hat{n} \times \vec{H^a}$  e magnetica  $\vec{M} = \vec{E^a} \times \hat{n}$  (Fig. 1b). L'opposto delle stesse correnti, in assenza di tensioni applicate  $(S^{(1)} \in S^{(2)} \text{ cortocircuitate})$ , generano i campi  $\vec{E^d}$ ,  $\vec{H^d}$  propri della regione dielettrica (Fig.1c). In entrambe le situazioni, il campo elettromagnetico nella regione complementare è nullo, così che il campo nella regione d'interesse non cambia se il mezzo all'interno di tutta la guida viene considerato omogeneo (tutta aria o tutto dielettrico in Fig.1b e 1c, rispettivamente).

Il campo nella regione in aria può essere quindi espresso nella forma:

$$\vec{E}^{\rm a} = \sum_{\nu=1}^2 \sum_{n=1}^N v_n^{(\nu)} \vec{E}_n^{(\nu)} + \vec{E}^{\rm sc} \qquad \qquad \vec{H}^{\rm a} = \sum_{\nu=1}^2 \sum_{n=1}^N v_n^{(\nu)} \vec{H}_n^{(\nu)} + \vec{H}^{\rm sc}$$



Fig. 1. Guida rettangolare in aria contenente un inserto dielettrico (a); vista schematica della struttura con sorgenti equivalenti per la determinazione dei campi nella regione in aria (b), e nella regione occupata dal dielettrico (c).

dove le sommatorie rappresentano l'effetto diretto delle tensioni applicate (campo incidente) e  $\vec{E}^{\rm sc}$ ,  $\vec{H}^{\rm sc}$  sono l'effetto delle correnti equivalenti (campo diffuso). I campi  $\vec{E}_n^{(\nu)}$ e  $\vec{H}_n^{(\nu)}$  sono noti (dalla teoria delle guide d'onda), i campi  $\vec{E}^{\rm sc}$ ,  $\vec{H}^{\rm sc}$  sono invece sostenuti dalle correnti incognite  $\vec{J}$  e  $\vec{M}$  in assenza di tensioni modali, cioè entro la cavità che si ottiene cortocircuitando le porte.

La corrente per l'*m*-esimo modo sulla porta  $S^{(\mu)}$  è data da

$$i_m^{(\mu)} = (-1)^{\mu-1} \int_{S^{(\mu)}} \vec{h}_m \cdot \vec{H}^a \, dx \, dy \tag{1}$$

dove  $\vec{h}_m$  è il vettore modale magnetico del modo considerato. Introducendo l'espressione di  $\vec{H}^a$  e usando il teorema di reciprocità, si ottiene anche:

$$i_{m}^{(\mu)} = (-1)^{\mu-1} \sum_{\nu=1}^{2} \sum_{n=1}^{N} v_{n}^{(\nu)} \int_{S^{(\mu)}} \vec{h}_{m} \cdot \vec{H}_{n}^{(\nu)} \, dx dy + \langle \vec{E}_{m}^{(\mu)}, \vec{J} \rangle - \langle \vec{H}_{m}^{(\mu)}, \vec{M} \rangle \tag{2}$$

dove  $\langle \vec{f}, \vec{g} \rangle := \int_{\sigma} \vec{f} \cdot \vec{g} \, d\sigma$ . Questa relazione mostra come sia sufficiente determinare le correnti  $\vec{J} \in \vec{M}$  in funzione delle tensioni applicate per definire la matrice di ammettenza generalizzata del dispositivo.

#### FORMULAZIONE NELLO SPAZIO DEGLI STATI

Analogamente a quanto fatto in altri lavori (ad esempio [1], [2]), il sistema di equazioni è posto nella forma di equazioni nello spazio degli stati rappresentando i campi come un contributo quasi statico delle sorgenti, corretto da uno sviluppo (troncato) in modi risonanti (RME). Similmente a quanto descritto in [1],  $\vec{E}_n^{(\nu)}$  e  $\vec{H}_n^{(\nu)}$  possono essere rappresentati nella forma voluta partendo dalla loro espressione in forma chiusa. Si ottiene

$$\vec{E}_{n}^{(\nu)} = \vec{U}_{n}^{(\nu)} - s^{2} \sum_{r} \frac{\theta_{nr}^{(\nu)}}{k_{nr}(k_{nr}^{2} + s^{2})} \vec{\mathcal{E}}_{nr}$$
(3)

$$\vec{H}_{n}^{(\nu)} = \frac{1}{s\eta_{0}}\vec{V}_{n}^{(\nu)} + \frac{s}{\eta_{0}}\vec{W}_{n}^{(\nu)} - \frac{s^{3}}{\eta_{0}}\sum_{r}\frac{\theta_{nr}^{(\nu)}}{k_{nr}^{2}(k_{nr}^{2} + s^{2})}\vec{\mathcal{H}}_{nr}$$
(4)

dove  $s = j\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ ;  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ ;  $k_{nr}$  è il numero d'onda di risonanza del modo *n*-esimo in  $r\lambda/2$ ;  $\vec{\mathcal{E}}_{nr}$  e  $\vec{\mathcal{H}}_{nr}$  sono i vettori modali elettrico e magnetico di tale modo risonante, infine  $\vec{V}_{n,\vec{\nu}}^{(\nu)}$ ,  $\vec{W}_{n}^{(\nu)}$ , e  $\theta_{nr}^{(\nu)}$  sono quantità note indipendenti da *s*. I campi  $\vec{E}^{sc}$ ,  $\vec{H}^{sc}$  e  $\vec{E}^d$ ,  $\vec{H}^d$  sono rappresentati in forma analoga esprimendo il contributo

I campi  $\vec{E}^{sc}$ ,  $\vec{H}^{sc}$  e  $\vec{E}^{d}$ ,  $\vec{H}^{d}$  sono rappresentati in forma analoga esprimendo il contributo a bassa frequenza mediante integrali sul contorno (Boundary-Integrals) e la rimanente parte secondo uno sviluppo modale (Resonant Mode Expansion), cioè secondo la rappresentazione BI-RME del campo sostenuto da  $\vec{J}$  e  $\vec{M}$  nella cavità riempita di aria o di dielettrico. Usando questa rappresentazione, assieme alle espressioni (3) e (4), le componenti dei campi tangenti a  $\sigma$ , nella generica posizione  $\vec{r} \in \sigma$ , sono dati da: IN ARIA

$$\vec{E}_{t}^{a} = -\frac{\eta_{0}}{s} S^{e} \vec{J} - T_{a} \vec{M} + \frac{\hat{n} \times \vec{M}}{2} - s \eta_{0} G^{A} \vec{J} - \sum_{n,r} a_{nr} k_{nr} \vec{\mathcal{E}}_{nrt} + \sum_{\nu=1}^{2} \sum_{n=1}^{N} v_{n}^{(\nu)} \vec{U}_{nt}^{(\nu)}$$
(5)

$$\vec{H}_{t}^{a} = -\frac{S^{m}\vec{M}}{s\eta_{0}} + T\vec{J} - \frac{\hat{n}\times\vec{J}}{2} - \frac{s}{\eta_{0}}G^{F}\vec{M} - \frac{s}{\eta_{0}}\sum_{n,r}a_{nr}\vec{\mathcal{H}}_{nrt} + \frac{1}{\eta_{0}}\sum_{\nu=1}^{2}\sum_{n=1}^{N}\left(\frac{\vec{V}_{nt}^{(\nu)}}{s} + s\vec{W}_{nt}^{(\nu)}\right)v_{n}^{(\nu)}$$
(6)

NEL DIELETTRICO

$$\vec{E}_{t}^{d} = \frac{\eta_{0}}{s \epsilon} S^{e} \vec{J} + T_{a} \vec{M} + \frac{\hat{n} \times M}{2} + s \eta_{0} G^{A} \vec{J} + \sum_{n,r} b_{nr} k_{nr} \vec{\mathcal{E}}_{nrt}$$

$$\tag{7}$$

$$\vec{H}_{t}^{d} = \frac{S^{m}\vec{M}}{s\eta_{0}} - T\vec{J} - \frac{\hat{n}\times\vec{J}}{2} + \frac{s\,\epsilon}{\eta_{0}}\,G^{F}\vec{M} + \frac{s\,\epsilon}{\eta_{0}}\,\sum_{n,r}b_{nr}\vec{\mathcal{H}}_{nrt}$$

$$\tag{8}$$

In queste equazioni  $\epsilon$  è la permittività dielettrica relativa del materiale dielettrico,  $a_{nr}$  e  $b_{nr}$  sono le ampiezze modali rispettivamente nelle cavità riempite di aria e di dielettrico

$$a_{nr} := \frac{s\eta_0 k_{nr} \langle \vec{\mathcal{E}}_{nr}, \vec{J} \rangle - s^2 \left( \langle \vec{\mathcal{H}}_{nr}, \vec{M} \rangle - \theta_{nr}^{(1)} v_n^{(1)} - \theta_{nr}^{(2)} v_n^{(2)} \right)}{k_{nr}^2 (k_{nr}^2 + s^2)} \tag{9}$$

$$b_{nr} := \frac{s\eta_0 k_{nr} \langle \vec{\mathcal{E}}_{nr}, \vec{J} \rangle - s^2 \epsilon \langle \vec{\mathcal{H}}_{nr}, \vec{M} \rangle}{k_{nr}^2 (k_{nr}^2 + s^2 \epsilon)}$$
(10)

e gli altri simboli rappresentano gli operatori integrali

$$\begin{split} \mathbf{S}^{\mathbf{e}}\vec{J} &:= -\nabla_{\sigma} \int_{\sigma} g^{\mathbf{e}}(\vec{r},\vec{r}\,') \,\nabla' \cdot \vec{J}(\vec{r}\,') \,d\sigma' & \mathbf{S}^{\mathbf{m}}\vec{M} &:= -\nabla_{\sigma} \int_{\sigma} g^{\mathbf{m}}(\vec{r},\vec{r}\,') \,\nabla' \cdot \vec{M}(\vec{r}\,') \,d\sigma' \\ \mathbf{G}^{\mathbf{A}}\vec{J} &:= \int_{\sigma} \left( \left( \overline{\overline{G}}_{0}^{\mathbf{A}}(\vec{r},\vec{r}\,') - \sum_{n,r} \frac{\vec{\mathcal{E}}_{nr}(\vec{r}\,)\vec{\mathcal{E}}_{nr}(\vec{r}\,')}{k_{nr}^2} \right) \cdot \vec{J}(\vec{r}\,') \right)_{\mathbf{t}} d\sigma' & \mathbf{G}^{\mathbf{F}}\vec{M} &:= \int_{\sigma} \left( \overline{\overline{G}}_{0}^{\mathbf{F}}(\vec{r},\vec{r}\,') \cdot \vec{M}(\vec{r}\,') \right)_{\mathbf{t}} d\sigma' \\ \mathbf{T}\vec{J} &:= \int_{\sigma} \left( \nabla \times \overline{\overline{G}}_{0}^{\mathbf{A}}(\vec{r},\vec{r}\,') \cdot \vec{J}(\vec{r}\,') \right)_{\mathbf{t}} d\sigma' & \mathbf{T}_{a}\vec{M} &:= \int_{\sigma} \left( \nabla \times \overline{\overline{G}}_{0}^{\mathbf{F}}(\vec{r},\vec{r}\,') \cdot \vec{M}(\vec{r}\,') \right)_{\mathbf{t}} d\sigma' \end{split}$$

Tutte le funzioni di Green (GF) sono relative alla cavità rettangolare completamente chiusa da pareti elettriche. In particolare  $g^e e g^m$  sono le FG per i potenziali scalari statici elettrico e magnetico;  $\overline{\overline{G}}_0^A e \overline{\overline{G}}_0^F$  sono le FG per i potenziali vettoriali elettrico e magnetico  $(\vec{A} e \vec{F})$  nella gauge di Coulomb ( $\nabla \cdot \vec{A} = 0, \nabla \cdot \vec{F} = 0$ ) nel limite di frequenza nulla. Tutte le funzioni sono note nel dominio spaziale, così che la loro singolarità è rappresentata in forma chiusa come richiesto per la corretta rappresentazione delle discontinuità dei campi su  $\sigma$ . Tutte le GF possono essere utilmente espresse usando la trasformazione di Ewald [5], così che le serie che le rappresentano convergono esponenzialmente.

Le sommatorie in n, r sono RME troncate in base alla massima frequenza d'interesse  $\omega_{max}$ . Esse includono tutti i modi della cavità in aria con  $k_{nr} \leq \zeta \omega_{max} \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$  e con  $k_{nr} \leq \zeta \omega_{max} \sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0}$  nel dielettrico. In queste relazioni,  $\zeta$  è un parametro di accuratezza, valori di  $\zeta$  dell'ordine di  $2 \div 3$  sono soddisfacenti nella maggior parte dei casi.

Imponendo la continuità delle componenti tangenti dei campi sull'interfaccia aria/dielettrico si ottengono le seguenti equazioni integrali in  $\vec{J} \in \vec{M}$ 

$$\frac{\eta_0(1+\epsilon)}{s\epsilon} S^{e} \vec{J} + 2T_a \vec{M} + s\eta_0 2 G^{A} \vec{J} + \sum_{i=1}^{M^a} k_i a_i \vec{\mathcal{E}}_{it} + \sum_{i=1}^{M^d} k_i b_i \vec{\mathcal{E}}_{it} = \sum_{\nu=1}^{2} \sum_{n=1}^{N} \vec{U}_{nt}^{(\nu)} v_n^{(\nu)}$$
(11)

$$\frac{2}{s}S^{m}\vec{M} - 2\eta_{0}T\vec{J} + s(1+\epsilon)G^{F}\vec{M} + s\sum_{i=1}^{M^{a}}a_{i}\vec{\mathcal{H}}_{it} + s\epsilon\sum_{i=1}^{M^{d}}b_{i}\vec{\mathcal{H}}_{it} = \sum_{\nu=1}^{2}\sum_{n=1}^{N}\left(\frac{\vec{V}_{nt}^{(\nu)}}{s} + s\vec{W}_{nt}^{(\nu)}\right)v_{n}^{(\nu)}$$
(12)

dove  $i \mapsto (n, r)$  e  $M^{a}, M^{d}$  sono i numeri di modi considerati nelle RME. Per risolvere le equazioni integrali (11), (12), si introducono le approssimazioni

$$\vec{M} \approx \sum_{p=1}^{P_M} c_p \vec{u}_p \qquad \qquad \vec{J} \approx -\frac{1}{s\eta_0} \sum_{p=1}^{P_J} d_p \vec{v}_p \tag{13}$$

dove  $\{\vec{u}_p\}$  e  $\{\vec{v}_p\}$  sono opportuni insiemi di funzioni di base e  $c_p$ ,  $d_p$  coefficienti incogniti. Usando il metodo di Galerkin, le (9), (10), (11), (12), e la (2) sono trasformate in un sistema di equazioni matriciali che danno le seguenti relazioni tra i vettori delle tensioni e correnti modali sulle porte v e i ed il vettore delle variabili di stato x:

$$(\mathbf{M} + s^2 \mathbf{N}) \mathbf{x} = (\mathbf{L} + s^2 \mathbf{L}') \mathbf{v}$$
(14)

$$\mathbf{i} = \frac{1}{s\eta_0} \left( (\mathbf{A} + s^2 \mathbf{B}) \, \mathbf{v} - (\tilde{\mathbf{L}} + s^2 \tilde{\mathbf{L}}') \, \mathbf{x} \right) \tag{15}$$

$$\tilde{\mathbf{x}} = \{\{a_i\}, \{b_i\}, \{c_p\}, \{d_p\}, \{q_p\}\}$$
(16)

In queste equazioni, la tilde indica trasposizione, tutte le matrici sono reali e indipendenti da s, inoltre A, B, M e N sono matrici simmetriche. Il vettore delle variabili di stato comprende le ampiezze modali del campo in aria  $\{a_i\}$  e nel dielettrico  $\{b_i\}$ , i coefficienti  $\{c_p\}$  e  $\{d_p\}$  dell'espansione di  $\vec{M}$  e  $\vec{J}$  e un numero  $P_q < P_J$  di variabili ausiliarie  $\{q_p\}$  collegate alla rappresentazione della densità superficiale di carica elettrica mediante la (13), linearmente dipendenti da  $\{d_p\}/s^2$ . L'ordine delle matrici M e N è  $M^a + M^d + P_M + P_J + P_q$ .

La matrice generalizzata di ammettenza, evidentemente simmetrica, è data da

$$\mathbf{Y} = \frac{1}{s\eta_0} \left( \mathbf{A} + s^2 \mathbf{B} - (\tilde{\mathbf{L}} + s^2 \tilde{\mathbf{L}}') (\mathbf{M} + s^2 \mathbf{N})^{-1} (\mathbf{L} + s^2 \mathbf{L}') \right)$$
(17)

L'inversa della matrice  $(\mathbf{M} + s^2 \mathbf{N})$  può essere determinata sotto forma di sviluppo polare (vedi ad esempio [4]), determinando le autosoluzioni del problema omogeneo  $(\mathbf{M} + \lambda^2 \mathbf{N}) \mathbf{y} = 0.$ 

### ESEMPIO DI CALCOLO

Il metodo appena decritto è stato validato confrontando i risultati con quelli ottenuti con HFSS. È stato considerato un tratto di guida rettangolare di dimensioni  $22.86 \times 10.16 \times 20$  mm, con un cilindro dielettrico ( $\epsilon = 3$ ) di raggio 6 mm e altezza 8 mm, appoggiato al centro della base. Come funzioni di base, sono state usate, sia per rappresentare  $\vec{M}$  che  $\vec{J}$  le funzioni a sottodominio definite in [1], soggette alle opportune condizioni sul contorno di  $\sigma$ . Nel cal-



Fig. 2 Parametri di diffusione del modo dominante.

colo considerato risulta  $M^{a} = 93$ ,  $M^{d} = 196$ ,  $P_{M} = 130$ ,  $P_{J} = 136$ ,  $P_{q} = 64$ , così che l'ordine delle matrici **M** e **N** è 619. Il tempo totale di calcolo, per il programma non ottimizzato, è stato dell'ordine di mezzo minuto. L'accordo dei risultati con quelli ottenuti con HFSS è del tutto soddisfacente.

#### BIBLIOGRAFIA

- F. Mira, M. Bressan, G.Conciauro, B.Gimeno, V.Boria, "Fast S-Domain Modeling of Rectangular Waveguides with Radially-Symmetric Metal Insets", *IEEE Trans. MTT*, vol. 53, no. 4, pp. 2397-2402, April 2005.
- [2] P. Arcioni, M. Bozzi, M. Bressan, G. Conciauro, L. Perregrini, "Frequency/Time Domain Modeling of 3D Waveguide Structures by a BI-RME Approach" *Int. Jour. Numerical Modeling*, vol. 15, no. 3, pp. 3-21, March 2002.
- [3] G. Conciauro, P. Arcioni, M. Bressan, "State-space Integral-equation method for the S-domain modeling of planar circuits on semiconducting substrates", *IEEE Trans. MTT*, vol. 51, no. 12, pp. 2315 - 2326, Dec. 2003.
- [4] A.C. Cangellaris, L. Zhao "Model Order Reduction Techniques for Electromagnetic Macromodelling Based on Finite Methods" *Int. Jour. Numerical Modeling*, vol. 13, no. 2/3, pp. 181-197, March/June 2000.
- [5] P. P. Ewald, "Die berechnung optisher und electrostatischer gitterpotentiale", Ann. Phys., vol. 64, pp. 253-287, 1921.

### **Recent advances in MR analysis of complex structures**

F. Vipiana<sup>(1)</sup>, G. Vecchi<sup>(1)</sup>, P. Pirinoli<sup>(1)</sup>, A. Freni<sup>(2)</sup>, P. De Vita<sup>(2)</sup>
(1) LACE, Politecnico di Torino, I-10129 Torino, Italy
francesca.vipiana@polito.it, giuseppe.vecchi@polito.it, <u>paola.pirinoli@polito.it</u>
(2) Dip. di Elettr. eTelecomm., Università di Firenze, I-50139 Firenze, Italy
<u>freni@unfi.it</u>, p.devita@unifi.it

### Abstract

In this work the most recent advances on the Mutiresolution (MR) technique are summarized. In particular, a new kind of MR functions is presented, that lead to a more sparse "basis change" matrix. The performances of this new MR basis are proved both in the analysis of complex 3D structures both in conjuctions with a fast method as FMM.

### Introduction

In this paper, we will show a kind of Multi-Resolution (MR) basis for the analysis via the Method of Moments (MoM) of a generic conductor discretized with triangular cells. The proposed basis is derived from the classical Rao-Wilton-Glisson (RWG) basis [1]: so we will call the new basis functions "Multi-Resolution Rao-Wilton-Glisson" (MR-RWG) functions.

The developed MR-RWG basis is based on a previous work [2] of the authors; the aim of the new basis with respect to [2] is to simplify the generation of the functions, still keeping similar performance and applicability. Moreover with the Multi-Resolution RWG basis the "basis-change" matrix **T**, whose rows represent the MR-RWG functions as linear combination of the RWG functions defined on the same mesh, is more sparse (of the order of  $O(Nlog_2N)$ ) that the one used in [2], allowing a more efficient basis-change product. This aspect is important when the MR-RWG basis is applied as an "external" preconditioner to existing MoMbased codes, and in particular when it is used in conjunction with a fast method, as the FMM, since the additional complexity introduced by the MR preconditioning at each step of the conjugate gradient algorithm is of the order of  $O(3Nlog_2N)$ , i.e. it is comparable or smaller than the complexity of the fast MoM method itself and it is well compensated by the increased convergence of the iterative solver.

In the next section the generation procedure of the MR-RWG basis is briefly described; in the following section the advantages of the use of this new basis are shown applying it to the analysis of a 3D log-periodic antenna; finally, in the last section the MR-RWG basis is adopted as preconditioner in the FMM based analysis of an array of dipoles over an EBG.

# The Multi-Resolution Rao-Wilton-Glisson (MR-RWG) basis

To build the proposed Multi-Resolution RWG functions, the first step is the generation of a hierarchical set of meshes on the considered structure. The scheme starts with a "coarse", level-1 mesh, with large cell size; the following "detail" level meshes are obtained by halving the edges of all the cells of the previous level mesh. The last, "pixel" level, mesh corresponds in a standard analysis to the mesh for the required accuracy.

For the coarse level mesh we propose two kinds of MR-RWG functions, different from the one used in [2]. These coarse level functions are defined locally, keeping the basis change matrix highly sparse. The first kind of level-1 MR-RWG functions is the set RWG functions defined on that mesh,  $\underline{R}_n^1(\underline{r})$ . This approach is really simple and straightforward, but it does not address the separation of the current into the solenoidal and non-solenoidal part, to avoid the so-called "low-frequency breakdown" (see e.g. [3], [4]). An alternative set of functions for the coarse level of the MR-RWG basis is the Tree-Loop basis [3], [4] applied *only* to the coarse level mesh; in the following if this kind of functions is used for the level-1 mesh the complete basis will be indicated with "MR-RWG-TL".

For the detail level meshes the current is split into the solenoidal part and the nonsolenoidal remainder [2], avoiding the low-frequency breakdown. For the solenoidal part the scheme is analogous to the one presented in [2]. Instead the proposed non-solenoidal functions are simply the j-level RWG functions that correspond to the *new* edges of the level-*j* mesh, as shown in Figure 1, where new means not overlapped to the edges of the previous level-(j-1) mesh.



**Figure 1:** Example of level-*j* non-solenoidal functions (j > 1)

# Example of application of the MR-RWG basis

To analyze to performance of the proposed MR-RWG basis a 3-D log-periodic antenna is considered (see inset in Figure 2.b). Two meshes, with 488 (mesh A) and 2152 unknowns (mesh B) respectively, are compared. The convergence of the CG solver (Figure 2.a) is much faster using the MR-RWG rather than the TL basis, that in this case has better performance than the RWG basis; moreover increasing of around 4 times the number of unknowns with the MR-RWG basis the number of iterations is almost the same. About the sparsification of the MoM matrix, in Figure 2.b the module of the input refection coefficient  $|S_{II}|$  is reported; with the MR-RWG basis a sparsify index, defined as the number of zero matrix entries over the total number of entries,  $\eta=75\%$  is reached with a negligible error. Finally we focus our attention on the sparsity of the basis-change matrix: in this case (mesh A) the sparsity index of the MR-RWG basis-change matrix  $\eta$ =99.3% with respect to  $\eta$ =81.1% for the MR basis.



**Figure 2:** log-periodic antenna. (a): no. of iterations, CG solver; solid lines: mesh A, dashed lines: mesh B; stars=MR, triangles=MR-RWG, squares=TL, circles=RWG. (b):  $|S_{11}| dB$ , mesh B; solid line: reference, dashed line: MR-RWG basis with  $\eta$ =51%, dash-dot line: MR-RWG basis with  $\eta$ =75%. Inset: log-periodic geometry.

### Application of the MR preconditioner to the FMM

For what concerns the preconditioner to be used with the FMM, one has to note that in the FMM, as most of the fast methods, the MoM matrix is written as the sum of two matrix,  $\mathbf{Z}^s$  representing the near field interactions and  $\mathbf{Z}^w$  taking into account the interaction between far domains. While  $\mathbf{Z}^s$ , that is a very sparse matrix, is computed using the standard MoM approach,  $\mathbf{Z}^w$  is never filled in, but instead one computes directly the product  $\mathbf{Z}^w\mathbf{I}$  adopting techniques. For this reason the MR preconditioner, as other preconditioners used with fast methods, is generated starting from the  $\mathbf{Z}^s$ , i.e. it is written as  $\mathbf{S}_S = \mathbf{TD}_S^{-1/2}$ , where  $\mathbf{D}_S = diag(\mathbf{T}^T \mathbf{Z}^s \mathbf{T})$ .



**Figure3**: geometry of the array of dipoles over an EBG



**Figure 4**: frequency behavior of the real and imaginary part of the input impedance of a single array cell
The MR/FMM scheme has been applied to the analysis of an array of dipoles over an EBG, whose geometry is shown in Fig. 3. Each cell of the array consists in  $5\times 5$ mushroom-type elements, constituting the EBG, and one dipole, for a total of 2658 unknowns. In Fig. 4, it is plotted the frequency behavior of the input impedance of the single array cell, computed with the MR preconditioned single level FMM and with the standard MoM: the agreement between the two curves is very good.

single level FMM	iter. count	converg. time	total solution time
without preconditioner	1405	18515''	20198''
With MR preconditioner	71	1000''	2400''

Table 1: Comparison between the solution time obtained without or with the MR preconditioner applied to the single level FMM for the analysis of the  $5\times5$  dipole array over EBG (see Fig. 1).

In Tab. 1 some results about the performances of the MR preconditioner applied to the FMM for the analysis of a  $5\times5$  cell array (with a total of 24850 unknowns) are shown: in the first row it is reported the number of iterations needed by the BiCGStab to reach a tolerance of  $10^{-4}$ , the convergence time and finally the total solution time in the case of using the FMM without the preconditioner, while in the second one the same quantities, but with the MR preconditioner, are shown. Comparing these results it appears that the application of the preconditioner speeds up the iterative solver convergence of a factor 20, for a total solution time (including the time necessary for the generation and application of the MR preconditioner itself) reduction of one order of magnitude.

## Acknowledgments

This work was supported in part by the Network of Excellence "Antenna Centre of Excellence – ACE" in the frame of the EU Sixth Framework programme (Activity 1.1 "Antenna Software Tools").

## References

- [1] S.M.Rao, D.R. Wilton, A.W. Glisson, "Electromagnetic scattering by surfaces of arbitrary shape", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol.30, pp.409-418, May 1982.
- [2] F. Vipiana, P. Pirinoli, G. Vecchi, "A Multiresolution Method of Moments for Triangular Meshes", *IEEE Trans. Ant. Prop.*, vol.53, pp.2247-2258, July2005.
- [3] T.F. Eiber, "Iterative-Solver Convergence for Loop-Star and Loop-Tree Decomposition in Method-of-Moments Solutions of the Electric-Field Integral Equation", *IEEE Antennas Propagation Mag.*, vol. 46, pp. 80-85, June 2004.
- [4] W. Wu, A.W. Glisson, D. Kajfez, "A study of two numerical solution procedures for the electric field integral equation at low frequency", *Appl. Computat. Electromagn. Soc. J.*, vol. 10, pp. 69-80, Nov. 1995.

## CONVERGENZA FRA MISURE E SIMULAZIONI DI ANTENNE FM SU MODELLO SEMPLIFICATO DI AUTOVEICOLO

M. Cerretelli<sup>[1]</sup>, G. Biffi Gentili<sup>[2]</sup>

<sup>[1]</sup>ASK Industries S.p.A. Via F.lli Cervi 79, 42100 Reggio Emilia matteo.cerretelli@unifi.it

## <sup>[2]</sup>Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni, Università di Firenze Via S. Marta 3, 50139 Firenze guido.biffigentili@unifi.it

## Abstract

A stylized physical model of a car vehicle has been built in order to be easily simulated in a MoM environment. Behind an initial calibration of the numerical and physical models, it was possible to obtain a good matching between measured and calculated radiation diagrams of both a whip and a glass antenna, operating in the FM broadcast band aboard the car. Finally some cuts of the vehicle bodywork where numerically analyzed, in order to assess the limits of drastically simplifying the EM model of a real vehicle with the aim of reducing numerical burden.

## INTRODUZIONE

La simulazione numerica di diagrammi di radiazione di antenne FM integrate su autoveicoli crea spesso problemi di sovrapponibilità con le misure eseguite sulla struttura reale. L'autovettura ha infatti dimensioni confrontabili con la lunghezza d'onda in gioco ( $\lambda \approx 3m$ ) ed è pertanto una struttura risonante alla frequenza di interesse. Ciò porta ad avere un diagramma di radiazione fortemente dipendente anche da piccoli dettagli costruttivi della carrozzeria, di cui non sempre è possibile tener conto nel modello numerico per non appesantire troppo la simulazione. Per semplificare il confronto fra simulazioni e misure si è quindi deciso di realizzare un simulacro di vettura con dimensioni paragonabili a quelle di una comune auto, ma con geometria esterna molto semplificata ed approssimabile con superfici piane, al fine di poterla più facilmente implementare nel modello numerico. Obiettivo di questo lavoro è dimostrare l'attendibilità dei diagrammi di radiazione simulati di antenne sul veicolo individuando al contempo le criticità in gioco, onde semplificare al massimo l'analisi numerica su autoveicoli reali.

## IL SIMULACRO DI AUTO

Il simulacro fisico è stato realizzato in legno e ricoperto poi con tessuto conduttivo caratterizzato da una resistenza per quadrato di 0.040hm. Lo spessore dei vetri è stato fissato a 4mm. Il tetto e la parte superiore del baule sono stati ricoperti con una lastra di metallo zincato, per garantire un'adeguata resistenza meccanica al fissaggio delle antenne. Il simulacro, che in pratica rappresenta un veicolo "3 volumi", è realizzato in due parti, entrambe montate su 4 ruote girevoli. La parte anteriore termina con montanti dietro i finestrini laterali anteriori. Le due parti sono unibili meccanicamente con 3

cerniere per lato. Il disegno meccanico della struttura è riportato in Fig. 1.

Il modello numerico, mostrato in Fig. 2, è stato implementato utilizzando il software commerciale FEKO (EM Software & Systems), basato sul Metodo dei Momenti (MoM). Oltre alle parti metalliche del modello di vettura (cui manca il fondo) è stato inserito, a quota terreno, un piatto metallico circolare di 4.5m di diametro. Si tratta del basamento rotante a controllo numerico sul quale sono posizionante le vetture nel sito di misura. Al di fuori di tale basamento, gli effetti di riflessione del terreno sono modellati mediante funzioni di Green di un semispazio dielettrico con  $\varepsilon_r = 2.44$  e  $\sigma = 10^{-3}$  [S/m] (terreno asciutto). Il passo di discretizzazione delle parti metalliche è variabile, aumentando in prossimità dell'antenna e laddove ci si attendono correnti indotte di entità significativa (ad es. sui montanti dei finestrini). La conducibilità delle varie parti metalliche è tenuta in conto, così come l'effetto di caricamento dielettrico dei vetri, per le antenne su di essi realizzate.

## ANTENNA A TETTO

La prima antenna simulata e misurata è costituita da un'elica alta 180 mm e risonante a centro banda (98MHz). Essa è stata posizionata verticalmente sul tetto, lungo l'asse di simmetria del veicolo, a 270mm dal bordo posteriore (Fig. 2).

Il modello numerico iniziale non prevedeva il piatto rotante di 4.5m, ma si è constatato che per avere un buon accordo fra misure e simulazioni era necessario considerarlo. Per rendere sovrapponibili dati reali e numerici si è dovuti intervenire anche sul modello fisico: si è infatti notato che la separazione fra le due parti anteriore e posteriore non era trascurabile e rimaneva un gap dove si inducevano significative correnti a radiofrequenza. Non essendo facilmente controllabile l'ampiezza di tale gap, piuttosto che introdurlo nel simulatore si è preferito eliminarlo dal modello fisico: una volta fissate le cerniere e quindi bloccate le due parti, a tutta la linea di separazione è stata sovrapposta un'ulteriore striscia di tessuto conduttivo, assicurando il contatto elettrico fra parte anteriore e posteriore del simulacro.

E' stato così possibile trovare un buon accordo fra le simulazioni e le misure dei diagrammi di radiazione, come appare dalle Figg. 3 e 4, rispettivamente per le frequenze di 86 e 106MHz (estremi della banda di interesse). Il confronto è significativo per l'andamento o forma del diagramma, non per il valore assoluto, condizionato da un fattore di scala dipendente dalla misura. Inoltre, per un errore di allineamento del modello fisico sulla posizione di zero della tavola rotante, i diagrammi misurati risultano leggermente ruotati (fronte vettura a 365° circa) rispetto alle simulazioni.

## ANTENNA A VETRO

La seconda struttura di antenna analizzata è un'antenna a vetro, che tipicamente presenta un diagramma di radiazione più frastagliato, in quanto maggiormente disturbato dalla struttura del veicolo (in particolare dai montanti). L'antenna in questione, realizzabile con tecnica serigrafica, si sviluppa verticalmente sulla luce posteriore sinistra per una lunghezza di 445mm (calibrata per risuonare a centro banda) e a 106mm di distanza dal vicino montante verticale (Fig. 5).

Anche in questo caso è possibile osservare un buon accordo qualitativo tra i diagrammi di radiazione simulati (Fig. 7a e 8a) e misurati (Fig. 7b e 8b). Piccole differenze si osservano nella profondità dei minimi di radiazione, che nel caso reale risultano meno accentuati, probabilmente per effetti diffrattivi e di riflessione da superfici leggermente ondulate, non perfettamente simulati.

## SEMPLIFICAZIONI DEL MODELLO NUMERICO

Come attività conclusiva è stato condotto uno studio per appurare se siano ammissibili ulteriori semplificazioni del modello numerico e quanto queste si ripercuotano sui parametri dell'antenna "embedded", in particolare sull'impedenza di ingresso e sul diagramma di radiazione. L'analisi è stata eseguita sull'antenna a vetro, che maggiormente interagisce con la carrozzeria. Sono state quindi implementate 3 versioni ridotte del modello con gradi di semplificazione via via crescenti (Fig. 5). Le simulazioni (Fig. 6) mostrano che anche nella riduzione più conservativa (rimozione del solo cofano) il diagramma di radiazione risulta significativamente alterato, mentre con le riduzioni più pesanti i diagrammi non sono più confrontabili né nella forma né nell'ampiezza. Meno sensibile risulta il parametro impedenza di ingresso, che varia significativamente solo nel modello più semplificato, per il quale si osserva un lieve incremento della parte reale dell'impedenza di ingresso, senza spostamento della frequenza di risonanza.

## CONCLUSIONI

L'analisi numerica e la sperimentazione sul simulacro del veicolo dimostrano l'affidabilità del simulatore MoM nel prevedere il comportamento reale dell'antenna, atteso che il modello numerico sia completamente aderente alla realtà del veicolo. Ne consegue che, volendo simulare il comportamento di un'antenna posta su una vettura reale, è necessario implementarne al calcolatore un modello molto accurato, che tenga conto non solo della curvatura delle superfici, ma anche delle discontinuità elettriche fra sportelli e resto della carrozzeria, e, nel caso di antenne a vetro, della presenza di eventuali ostacoli all'interno dell'abitacolo.



Fig. 1 Disegno meccanico del modello di vettura (larghezza 1.5m). Vista laterale.



Fig. 3a Simulazioni stelo su tetto. 86MHz - Sx: pol. vert. - Dx: pol. orizz.



Fig. 2 Modello numerico in FEKO (sx) e foto del modello reale (dx).



Fig. 3b Misure stelo su tetto. 86MHz - Sx: pol. vert. - Dx: pol. orizz.



Fig. 4a Simulazioni stelo su tetto. 106MHz - Sx: pol. vert. - Dx: pol. orizz.





Fig. 4b Misure stelo su tetto. 106MHz - Sx: pol. vert. - Dx: pol. orizz.



Fig. 5 Modello numerico completo e sue progressive semplificazioni.



Fig. 7a Simulazioni antenna su vetro. 86MHz - Sx: pol. vert. - Dx: pol. orizz.



Fig. 8a Simulazioni antenna su vetro. 106MHz - Sx: pol. vert. - Dx: pol. orizz.

Fig. 6 Simulazioni del diagramma a 96MHz, per i modelli di Fig. 5. Linea pesante pol. vert. Linea leggera pol. orizz.



Fig. 7b Misure antenna su vetro. 86MHz - Sx: pol. vert. - Dx: pol. orizz.



Fig. 8b Misure antenna su vetro. 106MHz - Sx: pol. vert. - Dx: pol. orizz.

## GENERAZIONE DI SECONDA ARMONICA: ANALISI DINAMICA CON TECNICA NEL DOMINIO DEL TEMPO

## M. Lauritano, G. Bellanca, S. Trillo

Dipartimento di Ingegneria, Università di Ferrara, Via Saragat 1, 44100, Ferrara phone: +39-0532-974986, fax: +39-0532-974870, email: michele.lauritano@unife.it

### Abstract

We investigate forward and backward second-harmonic generation processes by means of the FDTD technique. We show that the intrinsic numerical dispersion, artificially induced by the method, can strongly affect the generation process. Nevertheless, FDTD captures complex dynamical phenomena such as separatrix crossing.

## INTRODUZIONE

I processi di conversione di frequenza, ed in particolare la generazione di seconda armonica sia nella configurazione copropagante (FSHG) che in quella contropropagante (BSHG, in presenza di reticolo QPM), vengono solitamente descritti mediante la Teoria dei Modi Accoppiati (CMT) [1]. Al di là dell'approssimazione di pompa non svuotata, valida per bassi tassi di conversione, la CMT è in grado di prevedere tutta una serie di fenomeni complessi, come ad esempio il cambiamento qualitativo di comportamento dinamico nell'evoluzione spaziale dei campi, seguito dalla variazione quantitativa dell'efficienza di conversione. Tali fenomeni sono associati all'attraversamento di una separatrice in un opportuno spazio delle fasi e possono manifestarsi, per effetto di differenti meccanismi, sia nel caso FSHG sia in quello BSHG: nel primo caso grazie all'interazione tra nonlinearità quadratiche ed effetti cubici non eliminabili [2]; nel secondo per effetto della retroazione intrinseca del dispositivo [3].

In assenza di evidenze sperimentali dirette, risulta naturale chiedersi se tali fenomeni siano frutto delle caratteristiche del modello matematico utilizzato, che contiene le approssimazioni intrinseche della CMT (inviluppi lentamente variabili nello spazio/tempo, singola risonanza del reticolo spaziale, limitazione dell'analisi a due sole frequenze in gioco), oppure permangano anche quando il medesimo problema venga affrontato considerando, ad esempio, il sistema completo delle equazioni di Maxwell. A tale scopo è stato messo a punto, considerando un modello dispersivo e non lineare [4], un codice di calcolo basato sulla tecnica delle Differenze Finite nel Dominio del Tempo (FDTD). Tale metodo, che non implica altre approssimazioni se non la discretizzazione del dominio e dell'asse temporale, risulta adatto a descrivere la conversione non lineare di frequenza in strutture complesse (ad esempio non omogenee od anisotrope) [5] - [6], come pure fenomeni di self-pulsing ed isteresi caratteristici delle strutture non lineari a retroazione distribuita [7]. I dettagli dell'implementazione sono descritti in [8]. Per confrontare i risultati dei due differenti approcci, sono stati simulati i fenomeni di FSHG e BSHG, sia in materiale omogeneo, sia in reticoli QPM, utilizzando eccitazioni armoniche di tipo sinusoidale e considerando, per ridurre la complessità computazionale, l'approssimazione monodimensionale (campi scalari).



Figura 1. A sinistra: ampiezza dell'inviluppo di seconda armonica  $E_z$  (u.a.) rispetto alla distanza di propagazione x al variare del numero di celle per lunghezza d'onda (le simulazioni sono state effettuate a parità di frequenza ed intensità). A destra: errore relativo (definito come  $|k_{num} - k_{th}|/k_{th}$ ) per  $k(\omega), k(2\omega), \Delta k_F = k(2\omega) - 2k(\omega)$  e  $\Delta k_B = k(2\omega) + 2k(\omega) - mk_g$  in funzione del numero di celle per lunghezza d'onda. Parametri di Lorentz:  $\omega_0 = 1.1 \ 10^{16} rad/s, \gamma = 4 \ 10^{16} s^{-1}$ . Lunghezza d'onda nel vuoto:  $\lambda = 1500$  nm.

### EFFETTI DELLA DISPERSIONE NUMERICA

Nello studio dei fenomeni di conversione di frequenza, a causa della dispersione numerica introdotta dalla discretizzazione sulle relazioni di fase dei campi coinvolti nei processi di mixing, la tecnica FDTD deve essere usata con cautela. Per mettere in evidenza questo fatto, si prenda in esame la relazione di dispersione teorica associata alle equazioni del modello FDTD con dispersione di Lorentz a singola risonanza [4]; essa risulta:

$$k_{th} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{\infty} + \frac{\omega_0^2 \left(\epsilon_S - \epsilon_{\infty}\right)}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}}.$$
(1)

Una volta applicata l'approssimazione delle differenze finite, tale andamento viene modificato e la relazione numerica per la dispersione  $k_{num} = k_{num}(\omega)$  diventa

$$k_{num} = \frac{2}{\Delta x} \sin^{-1} \left[ \frac{\Delta x}{c\Delta t} \sin\left(\frac{\omega\Delta t}{2}\right) \sqrt{\epsilon_{\infty_i} + \frac{(\Delta t)^2 \omega_0^2 (\epsilon_{S_i} - \epsilon_{\infty_i})}{2\cos(\omega\Delta t) - 2 + \omega_0^2 \Delta t^2 - i\gamma \Delta t \sin(\omega\Delta t)}} \right]$$
(2)

che converge all'equazione (1) solamente al limite di passi spaziali e temporali infinitesimi ( $\Delta x, \Delta t \rightarrow 0$ ). In una griglia di calcolo di dimensioni finite, dunque, la tecnica FDTD introduce un errore sulla costante di propagazione che, come anticipato, può essere determinante nello studio dei processi di conversione.

Pur avendo un impatto critico per una qualsiasi configurazione del processo di mixing, si può analizzare l'effetto di tale errore nel caso più semplice di FSHG con debole conversione (segnale di pompa alla frequenza fondamentale non svuotato dalla generazione di seconda armonica), in cui viene eccitata la sola frequenza fondamentale e la propagazione ha luogo in un mezzo omogeneo. In questo caso il parametro critico del processo, rappresentato dalla differenza fra le costanti di propagazione dei campi



Figura 2. Differenti scenari di evoluzione del processo di BSHG (confronto tra FDTD e CMT) associati all'attraversamento della separatrice indotto modificando il valore del disaccordo di fase normalizzato  $\delta k_B$ : conversione con andamento pseudo-esponenziale (a sinistra,  $\delta k_B = 3.5$ ); conversione asintotica (al centro,  $\delta k_B = 4$ ); piccole oscillazioni periodiche (a destra,  $\delta k_B = 6$ ). *P* rappresenta il flusso normalizzato del vettore di Poynting ottenuto dalla combinazione delle due frequenze  $\omega$  e  $2\omega$  ed assume, nei tre casi, lo stesso valore di uscita.

 $\Delta k_F = k(2\omega) - 2k(\omega)$ , è soggetto ad un errore rilevante per effetto di quello che in analisi numerica viene chiamato *smearing* (o errore di cancellazione di cifra sui dati perturbati) e portare ad una errata valutazione dei parametri di conversione.

In figura 1 viene mostrato l'inviluppo del campo di seconda armonica lungo la direzione di propagazione ottenuto, a parità di ampiezza e frequenza del segnale in ingresso, al variare della griglia spaziale. Come previsto dall'analisi CMT, la generazione risulta periodica lungo la direzione di propagazione, ma il periodo di conversione dipende fortemente dalla dimensione delle celle della griglia di calcolo, e si avvicina alla ben nota lunghezza di coerenza pari a  $2\pi/\Delta k_F$  solo al limite di griglia molto densa. Il periodo di conversione osservato nelle simulazioni FDTD è invece in accordo con la stima di  $\Delta k_F$  ottenuta dalla (2) che presenta, per effetto dello *smearing*, un errore maggiore di ben due ordini di grandezza rispetto a quello sulla singola costante di propagazione alla frequenza fondamentale od alla seconda armonica, come mostrato nella parte destra di figura 1. In conclusione, la corretta descrizione mediante FDTD della fisica di un fenomeno anche semplice come l'FSHG richiede griglie molto dense, con centinaia di celle per lunghezza d'onda. Al contrario, la situazione è meno critica nel caso di onde contropropaganti (come per la BSHG; a tal fine si veda il grafico tratteggiato a destra in figura 1), perchè il disaccordo residuo  $\Delta k_B = k(2\omega) + 2k(\omega) - 2k(\omega)$  $mk_a$  (con  $k_a$  ed m numero d'onda e ordine del reticolo QPM, rispettivamente) non è affetto da errore di cancellazione.

## ATTRAVERSAMENTO DELLA SEPARATICE

La tecnica FDTD, quando l'effetto della dispersione numerica è opportunamente preso in considerazione o limitato mediante riduzione del passo di discretizzazione spaziale, conferma *qualitativamente e quantitativamente* gli scenari complessi collegati all'attraversamento di una separatrice nello spazio delle fasi, come previsto dall'approccio basato sulla CMT [2] - [3] e consente di valutare la stabilità temporale delle soluzioni (e quindi la loro osservabilità). Limitandosi all'analisi del processo di BSHG, per il quale l'influenza della dispersione numerica risulta trascurabile senza bisogno di infittire la discretizzazione del dominio di calcolo, l'analisi di biforcazione condotta sulle equazioni CMT prevede, nel caso di assenza di eccitazione della seconda armonica, un netto cambio di comportamento quando il disaccordo di fase normalizzato attraversa il valore critico  $\delta k_B = 4$  (si noti come sia conveniente misurare le intensità in multipli dell'intensità di uscita alla frequenza fondamentale e la distanza di propagazione xin multipli della lunghezza non lineare associata  $x_{nl}$ , definendo  $\delta k_B = \Delta k_B x_{nl}$ ). Per  $\delta k_B = 4$  l'evoluzione avviene lungo la separatrice dello spazio delle fasi associato al modello CMT ed il comportamento atteso è di tipo asintotico, mentre un minimo scostamento del disaccordo di fase può portare al regime di conversione debole ed oscillante ( $\delta k_B > 4$ ) o, al contrario, al caso di forte conversione ( $\delta k_B < 4$ ) con andamento dei campi pseudo-esponenziale. Il medesimo comportamento è stato riscontrato eseguendo una serie di simulazioni FDTD per diversi valori del disaccordo residuo. In figura 2 sono riportati i risultati ottenuti nel caso di reticolo non lineare quadratico con risonanza sintonizzata sul primo ordine (m = 1). Dopo un transitorio della durata di alcuni tempi di transito lungo il reticolo, il campo si stabilizza attorno ad un valore stazionario. In tale regime l'evoluzione spaziale dei campi a frequenza  $\omega e 2\omega$  si dimostra essere in ottimo accordo con la CMT e conferma il suddetto scenario dinamico. Si noti che un accordo soddisfacente tra evoluzione CMT e FDTD viene riscontrato anche nel caso critico in cui  $\delta k = 4$  (parte centrale in figura 2). Questo avviene anche se la generazione di ulteriori frequenze non è del tutto trascurabile e, di conseguenza, la quantità P che indica il flusso del vettore di Poynting associato alle sole frequenze  $\omega \in 2\omega$  della CMT non risulta essere più conservata nel caso FDTD (figura 2). Nelle configurazioni analizzate, le simulazioni FDTD escludono la presenza di instabilità temporali di tipo self-pulsing che caratterizzano invece altri regimi di BSHG [9].

### CONCLUSIONI

In questo lavoro si è dimostrato che la tecnica FDTD conferma i complessi scenari previsti dall'approccio CMT nello studio dei fenomeni di FSHG e BSHG. Il suo utilizzo, però, richiede l'impiego di griglie di discretizzazione con densità più elevata rispetto a quelle necessarie nel caso lineare per la semplice convergenza dell'algoritmo. Per la generalità dell'approccio seguito si ritiene che la presente analisi, condotta nel caso di generazione di seconda armonica, possa essere estesa anche ad altri processi di conversione e mixing.

### Riferimenti bibliografici

- 1. R. W. Boyd, Nonlinear Optics (Academic Press, New York 1992).
- 2. S. Trillo, S. Wabnitz, Opt. Lett. 17, 1572 (1992).
- 3. C. Conti, G. Assanto and S. Trillo, Opt. Lett. 24, 1139 (1999).
- A. Taflove, eds. The Finite-Difference Time-Domain Method (Artech House, Boston-London, 1995); R. M. Joseph, A. Taflove, IEEE Trans. on Ant. and Prop. 45, 364 (1997).
- 5. A. Bourgeade and E. Freysz, J. Opt. Soc. Am. B 17, 226 (2000).
- 6. C. Conti, A. di Falco, and G. Assanto, Opt. Express, **12**, 823 (2004).
- 7. A. Parini, G. Bellanca, S. Trillo, Opt. and Quantum Electron. 36, 189 (2004).
- M. Lauritano, G. Bellanca, S. Trillo, NLGW Conference, 6-9 September 2005, WB5, Dresden (D), 2005.
- 9. M. Conforti, A. Locatelli et al., J. Opt. Soc. Am. B 22,10 (2005).

# Green's function factorization for the analysis of large patch antennas with the SM/AIM method

Francesca De Vita(1), Ivica Stevanović (2), Angelo Freni(1) and Juan R. Mosig(2)

 (1) Department of Electronics and Telecommunications University of Florence (Italy)
 (2)Laboratoire d'Electromagnétisme et d'Acoustique (LEMA) Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)

frances ca. devita @unifi.it, Ivica. Stevanovic @epfl.ch, freni@unifi.it, juan.mosig@epfl.ch

## Abstract

In this paper, we investigate different techniques to obtain a closed form for the Green's function of stratified media suitable for the Sparse Matrix/Adaptive Integral Method (SM/AIM) requirements based on a orthogonal function expansions in the spectral domain.

## Introduction

Recently, a technique called SM/AIM, based on a modification of the classical method of moments approach, has been developed for the analysis of large patch arrays. The computational efficiency of the method is fully achieved when the Green's function can be approximated by using a convenient factorized form. For structures in free space the required form is simply obtained through a Taylor series expansion [1]. In the case of multilayered structures, to maintain the accuracy without increasing the complexity, we need a closed form expression for the spatial domain Green's functions. In particular, we can use again a Taylor series expansion by approximating the Green's function using the Complex Image Method and applying the Sommerfeld identity [2]. Even though the above-mentioned procedure seems to work well with thin stratified media, it appears unstable when applied to structures with an increasing number of layers. In this paper, we investigate a different technique based on a spectral domain approach, and we use an orthogonal function expansion to obtain an appropriate closed form for the Green's function while maintaining the accuracy and the efficiency of the SM/AIM method both in free space and in stratified media.



Figure 1: Geometry of the problem.

## Formulation

Fig. 1 shows a general microstrip structure in a multilayer environment. It is assumed that all layers and the ground plane extend to infinity in the xy plane (horizontal plane). To solve the electromagnetic analysis of the structure a MoM solution technique is applied to the surface integral equation, and the matrix equation  $\mathbb{Z}I = V$  is obtained. Then, since the structure is supposed large in terms of wavelength, the SM/AIM method [1] is used. The key feature of this method is to introduce a neighbourhood distance  $r_d$ separating two regions: a near-interaction region and a weak-interaction region. The impedance matrix is then divided into the sum of a strong- and a weak-matrix, i.e.,  $\mathbb{Z} = \mathbb{Z}^s + \mathbb{Z}^w$ , where  $\mathbb{Z}^s$  represents the strong near-field interaction and  $\mathbb{Z}^w$  the weak nonnear-field interaction. The near-interaction region requires that several reaction integrals be evaluated and stored in the strong-matrix  $\mathbb{Z}^s$ , which is a sparse matrix. Concerning the weak-matrix, for each planar distance between the basis and weighting functions greater than  $r_d$ , we introduce a suitable approximation of the Green's function having the form:

$$G_{ij}(\vec{\rho} - \vec{\rho}', z, z') \simeq \sum_{m=0}^{M} R_{ij,m}(\vec{\rho} - \vec{\rho}') T_m(z) T_m(z'), \qquad (1)$$

where  $G_{ij}$  are the dyadic components of the Green's function (with i, j = x, y, z). This allows us to operate a canonical grid expansion of the exact weak-matrix elements into a series of translationally invariant terms times two terms dependent on the height of the basis and weighting functions above the horizontal plane. In order to make the algorithm efficient, it is important to maintain as low as possible both the number M of terms of the expansion (1) and the strong interaction region extension (i.e.,  $r_d$ ). The former condition allows us to reduce the number of FFTs and inverse FFTs involved in the solving process. If instead we use a small  $r_d$ , we keep down the number of nonzero elements of the strongmatrix (i.e., the dynamic memory needed to store it and the computation time), as well as the related products in the iterative solver algorithm. This means we need to factorize the Green's function through a series which is rapidly convergent and that a few terms will suffice in practice to give a good approximation. In particular, we are interested in obtaining factorizations that are valid for a quite large range of  $\rho$  but, on the contrary, the range in z where we require an accurate solution is typically small (i. e.  $|z - z'| < \lambda/2$ ). For structures in free space the required form (1) is simply obtained through a Taylor series expansion of the free space Green's function, but this can not be directly done for multilayered structures. An extension of the method to stratified structures has been already presented in [3] and herein is summarized for the sake of completness. According to the Mixed Potential Integral Equation (MPIE) formulation [4] and using the Complex Image Method each dyadic component can be written in the spatial domain as the sum of different terms  $G_{ij} = G_{ij}^0 + G_{ij}^{qs} + G_{ij}^{ci} + G_{ij}^{sw}$  where  $G_{ij}^0$  is the free-space term,  $G_{ij}^{qs}$  is the quasi-static limit,  $G_{ij}^{sw}$  takes into account the surface wave poles, and  $G_{ij}^{ci}$  is the complex image term. Except for the surface wave term, which is already in the desired form (1), the other contributions can be approximated by applying the GPOF method [5] and the Sommerfeld Identity. This allows us to obtain the spatial domain Green's function in an analytical form given by a complex exponentials series

$$G_{ij} \simeq \sum_{t} \alpha_t \frac{e^{-jkR_t}}{4\pi R_t} \tag{2}$$

where  $R_t = \sqrt{|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2 + (\Delta z + \Omega')^2}$  with  $\Delta z = (\pm z \pm z')$  and  $\Omega = 2h + \beta_t$ .  $\alpha_t, \beta_t$  are the GPOF coefficients. Assuming that all the sources or the observation points are in the same

layer, we can apply a Taylor expansion of each term of (2) around  $z \pm z' = 0$  obtaining the desired form (1). In order to obtain (2) with the above mentioned procedure, it is necessary to apply the GPOF method [5]. This presupposes an analysis of the structure to optimize the necessary parameters which have to be tuned for each structure we consider [6]. This procedure seems to work well with a thin stratified media, but it appears unstable when applied to structures with an increasing number of layers. For this reason a different approach, based on an orthogonal function expansion, has been investigated to obtain a pertinent closed form for the Green's function. In particular, the terms  $T_m$  appearing in (1) are selected between an orthogonal set of functions over the interval  $\Delta z$  and defined as

$$\int_{\Delta z} T_m(z)T_n(z) = \eta_m \delta_{mn} \tag{3}$$

where  $\delta_{mn}$  is the Kronecker's delta and  $\eta_m = \int_{\Delta z} T_m^2(z) dz$  is a normalization factor. By using orthogonal properties of  $T_m$  it is easy to show that

$$R_{ij,m}(\vec{\rho} - \vec{\rho}') = \frac{1}{\eta_m^2} \int \int_{\Delta z} T_m(z) T_m(z') G(\vec{\rho} - \vec{\rho}', z, z') dz dz'.$$
(4)

Furthermore, introducing in (4) the spectral domain representation of the Green's function, i.e.,  $G_{ij}(\vec{\rho} - \vec{\rho}', z, z') = \int_{0}^{\infty} J_0(k_{\rho}\rho) dk_{\rho} k_{\rho} \tilde{G}_{ij}(k_{\rho}, z, z')$ , and reversing the order of integration we have,

$$R_{ij,m}(\vec{\rho} - \vec{\rho}') = \int_{0}^{\infty} J_0(k_\rho \rho) dk_\rho k_\rho \tilde{R}_{ij,m}(k_\rho) , \qquad (5)$$

where  $\tilde{R}_{ij,m}(k_{\rho}) = \frac{1}{\eta_m} \int_{\Delta z} T_m(z) T_m(z') \tilde{G}_{ij}(\vec{\rho} - \vec{\rho}', z, z')$ . Considering an appropriate set of orthogonal functions, we could obtain an analytical expression for  $\tilde{R}_{ij,m}(k_{\rho})$  and, therefore, we can easily obtain  $R_{ij,m}(k_{\rho})$  evaluating the Sommerfeld integral.

## Results

In this section we present some preliminary results obtained applying the proposed technique to the free-space case, in order to verify its effectiveness. For sake of simplicity, we define our functions in the interval [0, h] and, without loss of generality, we set z' = 0. In this case, the spectral domain Green's function is  $\tilde{G}_{ij}(k_{\rho}, z) = \frac{-je^{-jk_z|z|}}{k_z}$  with  $k_z = \sqrt{k^2 - k_{\rho}^2}$ . By choosing  $T_m(z) = \cos(m\pi z/h)$  we have

$$\tilde{R}_{ij,m}(k_{\rho}) = \frac{1}{\eta_m} \int_{0}^{h} dz \frac{-je^{-jk_z|z|}}{k_z} \cos \frac{m\pi z}{h}$$
(6)

where,  $\eta_m = h$  if m = 0 or  $\eta_m = h/2$  if m > 0. The integral appearing in (6) can be evaluated analytically, yielding  $\tilde{R}_{ij,m}(k_{\rho}) = \frac{h^2(1-e^{-jk_zh}e^{jm\pi})}{\eta_m(k_z^2h+m^2\pi^2)}$ . In the following the structure is assumed  $h = \lambda/5$  high. Considering the convergence of the series

$$G_{ij}(\vec{\rho}, z) \simeq \sum_{m=0}^{M} R_{ij,m}(\vec{\rho}) T_m(z) T_m(0)$$
 (7)

in the special case when observation and source lie on the same plane z = z' = 0, we have noticed that a few terms are sufficient to give a good approximation also for not very large distances  $\rho$ . To better appreciate the error that we introduce in truncating the series, Figs. 2a and 2b show the relative error of the partial sum (7) when compared with the exact Green's function for z = h/2 and z = h, respectively. With reference to the SM/AIM formulation an error of 1% is usually accepted also for the near field evaluation. From Figs. 2a and 2b it is evident that this is achieved with a limited number of terms for a distance less than  $1\lambda$ , preserving the formulation efficiency. Results relating to more complex structures will also be presented at conference time.



Figure 2: Accuracy of the approximate expansion (1) when only M terms are considered. M = 9 (solid line), M = 6 (dashed line), M = 3 (dotted line). Fig.2b(z' = 0, z = h/2,  $h = \lambda/5$ ). Fig.2b(z' = 0, z = h,  $h = \lambda/5$ )

## REFERENCES

- A. Freni, P. De Vita, A. Mori, "A BMIA/AIM formulation for the analysis of large stacked patch antennas," MMET\*02, Vol. 1, 2002, pp. 48–53.
- [2] F. De Vita, P. De Vita, A. Freni, "Analysis of large patch antennas on thin stratified media with the BMIA/AIM method," Jina 2004, pp.142–144.
- [3] A. Mori, F. De Vita, A. Freni, P. De Vita, "Comparison between Different Types of Green's Function Factorization for the BMIA/AIM Method," ICECOM'03, Dubrovnik, Croatia, October 13, 2003.
- [4] J. R. Mosig, "Arbitrarily Shaped Microstrip Structures and Their Analysis with a Mixed Potential Integral Equation," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, MTT-36, n. 2, Feb. 1988, pp. 314–323.
- [5] Y. Hua, T. K. Sarkar, "Generalized Pencil-of-Function Method for Extracting Poles of an EM System from Its Transient Response," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, AP-37, n. 2, Feb. 1989, pp. 229–234.
- [6] M.I. Aksun, "A Robust Approach for the Derivation of Closed-Form Green's Function," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 44, n. 11, Nov. 1996, pp. 651–658.

## EFIE Stabilization by a Deflation Technique

G. ANGIULLI DIMET Univ. Mediterranea 89100, Reggio Calabria G. DI MASSA DEIS Univ. della Calabria 87030, Rende (Cs)

#### Abstract

In this paper, a deflation technique to stabilize the numerical solution of the EFIE applied to the analysis of the scattering from conducting bodies at frequencies corresponding to interior resonances is presented. The method is based on the evaluation of the Numerical Null Space K of the discretized operator. It will be shown that the method, applied to the analysis of the scattering from a conducting cube, is able to give the correct value of the RCS even in presence of the interior resonances.

### **1** INTRODUCTION

DURING THE PAST YEARS, the electromagnetic community has worked out many numerical techniques with the aim to eliminate the instabilities of the EFIE applied to electromagnetic scattering by conducting bodies [1]. Among these techniques, the orthogonalization procedure (OP) is the one characterized by the lower computational burden [2]. It can be easily proved that the orthogonalization technique employed in electromagnetic literature is equivalent to the Truncated Singular Value Decomposition (TSVD) where the smallest singular value  $\sigma_N$  of the discretized EFIE is set equal to zero. The use of the orthogonalization procedure is theoretically justified by the fact that, at the interior resonant frequency  $\omega_i$ , the numerical null space K of the integral operator has dimension  $\kappa \neq 0$ . However at these frequencies,  $\kappa$  could be greater than one and, as a consequence, neither the orthogonalization of the EFIE solution with respect to the resonant mode, nor the use of the pseudo inverse of the Moment Method (MM) impedance matrix **Z** (computed by setting  $\sigma_N^{-1} = 0$ ), allows to obtain a stabilized solution for the integral equation. In fact, in this way, not all the components lying in K are filtered out from  $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$ . In order to circumvent this problem, in this paper, we propose an approach based on the reconstruction of K so that to eliminate its contribution from the current  $\mathbf{J}(\mathbf{r}')$  computed by Moment Method. Formally, this approach is analogous to compute a TSVD solution of EFIE without have to compute the full SVD of the matrix impedance **Z** but using only the information associate to the numerical null space K [3]. The work is organized as follows. In section 2, we briefly recall the basic theory regarding EFIE and its interior resonances. In section 3 we discuss our technique for the stabilization of the Moment Method computation. Finally, in section 4, results for the radar cross section of a perfect conducting metallic cube are analyzed and discussed.

## **2** BASIC THEORY

The EFIE formulation of the electromagnetic scattering from a conducting body is obtained by enforcing the boundary conditions for the tangential scattered and incident electric fields, that is

$$\int \int_{\Sigma} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega) dS = \mathbf{E}_{inc}^{tan}(\mathbf{r}, \omega)$$
(1)

where  $\Sigma$  denotes the surface describing the obstacle geometry,  $\mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$  is the Green's function of the electromagnetic environment (in what follows it coincides with free space),  $\mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega)$  is the equivalent surface density current,  $\mathbf{E}_{inc}^{tan}(\mathbf{r}, \omega)$  is the tangential incident electric field on  $\Sigma$ , and  $\omega$  is the angular frequency. The standard procedure for solving EFIE is based on the Moment Method [1]. Equation (1) is reduced to a matrix equation of the form

$$\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{I}(\mathbf{r}', \omega) = \mathbf{V}(\mathbf{r}, \omega)$$
(2)

The solution of (1) is not unique if the corresponding homogeneous equation

$$\int \int_{\Sigma} \mathbf{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega) dS = 0$$
(3)

has a non zero solution, i.e. if the EFIE operator is degenerate. Using Moment Method, relation (3) becomes

$$\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) \mathbf{I}(\mathbf{r}', \omega) = 0 \tag{4}$$

Therefore, for the existence of non trivial solutions of (4), the determinant of  $\mathbf{Z}$  has to vanish

$$det[\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)] = 0 \tag{5}$$

Condition (5) occurs only at the interior resonant frequencies  $\omega = \omega_i$  of the conducting body under analysis.

### **3** STABILIZATION OF COMPUTATION

Mathematically, the matrix equation (2) cannot be inverted in coincidence of the resonant frequencies  $\omega_i$ . This because the matrix operator  $\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_i)$  is singular. Being  $\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_i)$  singular, it follows that we have to search for the minimum norm least squares solution  $\mathbf{\bar{I}}(\mathbf{r}', \omega_i)$ , in order to solve (2). It is well known that  $\mathbf{\bar{I}}(\mathbf{r}', \omega_i)$  can be expressed in term of SVD of  $\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_i)$  as

$$\bar{\mathbf{I}}(\mathbf{r}',\omega_i) = \sum_{j=1}^{N-\kappa} \frac{\mathbf{u}_j^T \mathbf{V}(\mathbf{r},\omega_i)}{\sigma_j} \mathbf{v}_j$$
(6)

Equation (6) is the Truncated Singular Value Decomposition (TSVD) solution of (2). Since the homogeneous matrix equation (4) admits infinite non trivial solutions (spanned by the latter  $N - \kappa$  right singular vectors of  $\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_i)$ ), the general solution to the matrix equation (2) has to be written as

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}',\omega_i) = \overline{\mathbf{I}}(\mathbf{r}',\omega_i) + \underbrace{\sum_{\substack{j=(N-\kappa)+1\\\in \mathbf{K}}}^{N} \alpha_i \mathbf{v}_i}_{\in \mathbf{K}}$$
(7)

with  $\alpha_i$  arbitrary complex constants. By truncating the sum (6) at the order  $N - \kappa$ , all the components of  $\mathbf{I}(\mathbf{r}', \omega_i)$  lying in the subspace spanned by the set of the right singular vectors  $\{\mathbf{v}_{N-\kappa+1}, \ldots, \mathbf{v}_N\}$  (i.e.  $\kappa$ ) of  $\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega_i)$  are purged from the TSVD solution [3]. The TSVD solution  $\mathbf{\bar{I}}(\mathbf{r}', \omega)$  over a generic frequency band of interest can be obtained without computing the full SVD of the  $\mathbf{Z}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$  operator [3]. In fact, the above solution can be obtained by computing  $\kappa$  only in correspondence to the interior resonant frequencies  $\omega_i$ , and then filtering out its contribution from the standard MoM solution  $\mathbf{I}(\mathbf{r}', \omega)$  by applying the projective operator  $\mathcal{P}$ 

$$\mathcal{P} = \mathbf{I} - \mathbf{K}\mathbf{K}^T \tag{8}$$

over the entire band of frequencies corrupted by the interior resonance.



Figure 1: (Left) Broadside RCS of a metallic cube (normalized). (Right) Singular values spectra at  $f = f_2$ .

#### 4 NUMERICAL RESULTS

In this section we present the results obtained computing the scattering by a perfectly conducting metallic cube of sides a = b = c = 1 m in the band of frequencies between 50 MHz to 270 MHz. Figure 1 shows the normalized broadside radar cross section in the considered band, computed by using a standard MM EFIE code. It can be observed that in figure 1 (left) the Rcs has two spikes in correspondence of the frequencies  $f_1 = 213.16$  MHz and  $f_2 = 247.85$  MHz. These frequencies coincide, respectively, with the first and the second interior resonances of the metallic cube regarded as a cavity. Furthermore, in figure 1 (right) we reported the behavior of the singular values spectra  $\sigma(\mathbf{Z}(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega_2))$ in correspondence of the second interior resonance. It can be noticed that the spectra presents a well defined gap between the two last smallest singular values and the others. Thus, from the analysis of this spectra, we can infer that the dimension of K is 2, and that the two right singular vectors  $\mathbf{v}_{N-1}$ ,  $\mathbf{v}_N$  span the K space. It can be seen that the Moment Method solution is dominated by the contribution associated to the right singular vectors spanning K. Figure 2 shows the stabilized current  $\bar{\mathbf{I}}(\mathbf{r}',\omega)$ . This curve has been obtained by computing K for  $f = f_2$ , then assembling the projection operator  $\mathcal{P}$ , and finally using it over the entire frequency band in order to filter out the instabilities of the Moment Method solution. In the same figure, we report also the standard TSVD solution. To conclude, Figure 3 compare the behavior of RCS around the second interior resonance computed, respectively, by our stabilization method and by orthogonalization procedure (OP) [2]. The instability of the OP solution is evident.



Figure 2: Plot of the current MM solution and plot of the stabilized current solution by using TSVD (dotted line) and by using  $\mathcal{P}$  (solid line) vs frequency.



Figure 3: (Left) Plot of the computed MM RCS (solid line) and plot of stabilized RCS (dotted line) vs frequency. (Right) Plot of the computed MM RCS (solid line) and plot of the computed OP RCS (crossed line)

## References

- Peterson A. F., "The Interior Resonance Problem Associated with Surface Integral Equations of Electromagnetics: Numerical Consequences and a Survey of Remedies", *Electromagnetics*, vol.10, pp.293-312,1990.
- [2] Mohsen A. A. and Abdelmageed A. K. "The Uniquess Problem of the Surface Integral Equations of a Conducting Body in a Layered Medium", *PIER.*, vol.23, pp.277-300, 1999.
- [3] Chan T. F. and Hansen P. C., "Computing Truncated Singular Value Decomposition Least Squares Solutions by Rank Revealing QR-Factorizations", SIAM J. Sci. Stat. Comput., vol.11, pp.519-530, 1990.
- [4] Golub G., Van Loan C., *Matrix Computations*, The Johns Hopkins University Press, 1996.
- [5] Colton D., Kress R., Integral Equation Methods in Scattering Theory, Wiley-Interscience Publication, New York, 1983.

### TECNICHE DI ACCELERAZIONE PER FUNZIONI DI GREEN 3-D IN STRUTTURE PERIODICHE LUNGO UNA O DUE DIREZIONI

G. Valerio, P. Baccarelli, P. Burghignoli e A. Galli

Università "La Sapienza" di Roma, Dipartimento di Ingegneria Elettronica Via Eudossiana 18, 00184 Roma valerio@die.uniroma1.it

#### Abstract

The problem of accelerating the calculation of the periodic Green's function in free space is addressed here. Periodicity is considered both along one axis and along two, generally skew, axes. A systematic review of the existing methods is first presented, with the aim of characterizing their capability to treat the case of a complex phase shift between unit cells, necessary for the study of complex modes in periodic structures. The case of a 1-D periodic array of dipoles is treated in detail. Comparisons among the various acceleration methods are performed, thus providing fundamental information on their actual numerical efficiency.

#### **QUADRO INTRODUTTIVO**

Nello studio numerico delle strutture elettromagnetiche periodiche mediante metodi "fullwave", il teorema di Bloch-Floquet permette di ridurre il dominio di analisi a un singolo periodo spaziale (la cosiddetta "cella unitaria"); diventa però necessario il calcolo di una "funzione di Green periodica", espressa generalmente mediante serie lentamente convergenti. Se indichiamo con g la funzione di Green della corrispondente struttura uniforme (risposta a una eccitazione elementare), in base al citato teorema, la funzione di Green periodica (risposta a un allineamento di eccitazioni elementari sfasate di  $k_{i0}$  e con periodo  $D_i$  lungo la direzione i) è esprimibile come

$$G_{p}(\mathbf{r}) = \sum_{n,m,p=-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{nmp}) e^{-j(nk_{a0}D_{a} + mk_{b0}D_{b} + pk_{c0}D_{c})}, \qquad \mathbf{r}_{nmp} = nD_{a}\mathbf{a}_{0} + mD_{b}\mathbf{b}_{0} + pD_{c}\mathbf{c}_{0}; \qquad (1)$$

 $\mathbf{a}_0$ ,  $\mathbf{b}_0$ ,  $\mathbf{c}_0$  sono una terna di versori linearmente indipendenti; se lungo la direzione *i* la struttura è uniforme si pone  $D_i = 0$  e si omette la sommatoria sul relativo indice.

Il crescente interesse per questo tipo di strutture ha motivato numerosi studi su possibili trasformazioni di tali serie in altre più velocemente convergenti che ne conservino la somma; si tratta delle cosiddette "tecniche di accelerazione" [1], [2].

La prima e più nota tecnica di accelerazione è la "formula di Poisson":

$$\sum_{\mathbf{n}} f(\mathbf{n}) = \sum_{\mathbf{n}} F(\mathbf{n}), \qquad F(\mathbf{v}) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(\mathbf{t}) e^{-j2\pi\mathbf{v}\cdot\mathbf{t}} d\mathbf{t} \qquad (f \xrightarrow{F} F).$$
(2)

Per le note proprietà della trasformata di Fourier, quanto più risulta lenta la convergenza della serie a primo membro (la cosiddetta "serie spaziale"), tanto più velocemente convergerà la serie a secondo membro (denominata "serie spettrale").

Consideriamo una funzione di Green del tipo (1) con periodicità solo lungo la direzione x. La formula di Poisson ci permette di scrivere

$$G_{p}(\mathbf{r}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} g(x - nD_{x}, y, z) e^{-jnk_{x0}D_{x}} = \frac{e^{-jk_{x0}x}}{D_{x}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-j\frac{2\pi}{D_{x}}n} G(v, y, z) \Big|_{v=\frac{n}{D_{x}} + \frac{k_{x0}}{2\pi}},$$
(3)

dove  $g(x, y, z) \rightarrow G(v, y, z)$ . Se lo sfasamento  $k_{x0}$  è complesso  $(k_{x0} = \beta_{x0} - j\alpha_x)$  se si considerano modi evanescenti o complessi), la serie a primo membro diverge, mentre il secondo membro non soffre di tale problema. Dunque, nello studio di modi complessi è necessario sommare ogni serie nel dominio spettrale, mediante la formula (2) o altri metodi. In questo lavoro ci si è occupati esclusivamente di metodi di accelerazione che assicurano la convergenza nel caso più generale di sfasamenti complessi.

Un'ulteriore accelerazione può essere ottenuta tramite la *decomposizione di Kummer-Poisson*: si estrae dalla serie spettrale il suo andamento asintotico e lo si risomma con una serie spaziale:

$$G_{\mathbf{p}}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{n}} \left[ F(\mathbf{n}) - F_{a}(\mathbf{n}) \right] + \sum_{\mathbf{n}} f_{a}(\mathbf{n}), \qquad f_{a} \xrightarrow{F} F_{a}, \qquad F \xrightarrow{n \to \infty} F_{a}.$$
(4)

Se in  $F_a$  si inserisce solo la parte reale di ogni sfasamento, la serie spaziale non ha problemi di convergenza anche per sfasamenti complessi.

Uno dei metodi di accelerazione più efficaci è quello di *Ewald* [3], che tramite un'espressione integrale della g nella (3) permette di decomporre la serie originale in una spaziale ed una spettrale, entrambe convergenti con andamento gaussiano anche per sfasamenti complessi. La decomposizione dipende dal cosiddetto parametro di "splitting", che bilancia la velocità di convergenza fra le due serie. In questo lavoro tale parametro è stato ottimizzato in modo tale da minimizzare il numero totale di termini richiesti per raggiungere una data accuratezza. E' stato inoltre individuato un intervallo di valori tale da evitare, ad alte frequenze, errori di cancellazione fra le due serie ("high frequency breakdown") [4].

Un'ultima tecnica, applicabile solo al caso di periodicità lungo un'unica direzione, permette di trasformare la serie mediante una sua *rappresentazione integrale*, già sviluppata in presenza di linee di corrente periodiche da Veysoglu mediante la trasformazione integrale di Laplace [5].

Se la serie da accelerare non è agevolmente manipolabile con metodi analitici, si ricorre infine ad algoritmi numerici per estrapolare la somma della serie da un limitato numero di termini, sfruttando il particolare andamento delle somme parziali (ad es. per andamenti oscillanti il metodo di *Shanks*; per andamenti monotoni l'algoritmo *Rho* e così via) [6].

### PROBLEMI CON PERIODICITA' LUNGO UNA DIREZIONE

La funzione di Green da accelerare (cfr. Fig. 1) è

$$G_{\mathrm{p}}\left(\mathbf{r}\right) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-jnk_{n}}}{R_{n}} e^{-jnk_{x0}D_{x}}, \quad R_{n} = \left|\mathbf{r} - nD_{x}\mathbf{x}_{0}\right|.$$
(5)

La decomposizione di Kummer-Poisson (4) porta alla seguente espressione [7]:

$$G_{\rm p}(\mathbf{r}) = \frac{e^{-\alpha_x x}}{2\pi D_x} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left\{ e^{-j2\pi x \left(\frac{n}{D_x} + \frac{\beta_{x0}}{2\pi}\right)} K_0 \left[ R_{\rm t} \sqrt{\left(k_{x0} + \frac{2\pi}{D_x}n\right)^2 - k^2} \right] + \frac{-K_0 \left[ R_{\rm t} \sqrt{\left(\beta_{x0} + \frac{2\pi}{D_x}n\right)^2 + u^2} \right] \right\} + \frac{e^{-\alpha_x x}}{4\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-uR_n}}{R_n} e^{-jn\beta_{x0}D_x} , \qquad (6)$$

con  $R_t = \sqrt{y^2 + z^2}$  e u > 0. La (6) converge anche per  $R_t = 0$  (a differenza del risultato ottenibile applicando la semplice formula di Poisson). Per  $R_t \neq 0$  la convergenza è esponenziale; per  $R_t = 0$  la serie spettrale può essere ulteriormente accelerata con l'algoritmo Rho (se x = 0) o con l'algoritmo di Shanks (se  $x \neq 0$ ).

La decomposizione di Ewald fornisce il risultato [2], [8]:

$$G_{\rm p}(\mathbf{r}) = G_{\rm spatial}(\mathbf{r}) + G_{\rm spectral}(\mathbf{r}) = \frac{1}{8\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-jnk_{x0}D_{x}}}{R_{n}} \sum_{\pm} e^{\pm jkR_{n}} \operatorname{erfc}\left(R_{n}E \pm j\frac{k}{2E}\right) + \frac{e^{-jk_{x0}x}}{4\pi D_{x}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} e^{-j\frac{2\pi}{D_{x}}n} \sum_{q=0}^{+\infty} (-1)^{q} \frac{(R_{t}E)^{2q}}{q!} E_{q+1} \left[ \left(\frac{\eta_{n}}{E}\right)^{2} \right], \quad \eta_{n}^{2} = \left(\frac{\pi n}{D_{x}}\right)^{2} + \frac{\pi n}{D_{x}} k_{x0} - \frac{k^{2} - k_{x0}^{2}}{4}.$$
(7)

Il parametro di "splitting" *E* può essere scelto secondo quanto detto in precedenza; per motivi di spazio non ne forniamo l'espressione esplicita.

Applicando il metodo proposto in [5] è stata infine ricavata l'espressione integrale:

$$G_{\rm p}(\mathbf{r}) = \frac{e^{-jk\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}}{4\pi\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} + \frac{kK_1e^{jkx}}{4\pi} \int_0^{+\infty} \frac{e^{-k(D_x - x)u}J_0\left(kR_t\sqrt{u^2 + j2u}\right)}{1 - K_1e^{-kD_xu}} du + \frac{kK_2e^{-jkx}}{4\pi} \int_0^{+\infty} \frac{e^{-k(D_x + x)u}J_0\left(kR_t\sqrt{u^2 + j2u}\right)}{1 - K_2e^{-kD_xu}} du, \qquad K_{1,2} = e^{-j(k\pm k_{x0})D_x},$$
(8)

a convergenza esponenziale.

In Fig. 2 sono mostrati, per valori tipici dei parametri in gioco, i tempi di calcolo delle espressioni (6), (7) e (8); ogni punto corrisponde al calcolo di 500 valori della funzione di Green corrispondente, centrati intorno all'ascissa mostrata nel grafico. Come si vede, il metodo più efficace è la decomposizione di Kummer-Poisson (6).

### PROBLEMI CON PERIODICITA' LUNGO DUE DIREZIONI

La funzione di Green da accelerare è (cfr. Fig. 3, alla quale si rimanda per il significato dei simboli):

$$G_{p}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-jk_{0}\cdot\mathbf{\rho}_{mm}}}{R_{nm}} e^{-j\mathbf{k}_{0}\cdot\mathbf{\rho}_{nm}}, \qquad \mathbf{\rho}_{nm} = nd\cos\varphi\,\mathbf{x}_{0} + (mh + nd\sin\varphi)\mathbf{y}_{0},$$

$$R_{nm} = |\mathbf{r} - \mathbf{\rho}_{nm}|, \qquad \mathbf{k}_{0} = k_{x0}\mathbf{x}_{0} + k_{y0}\mathbf{y}_{0}. \qquad (9)$$

In questo caso sono stati esaminati i metodi di Kummer-Poisson e di Ewald, nel caso generale di direzioni di periodicità non ortogonali.

Il metodo più efficiente è quello di Ewald, che assume la forma:

$$G_{\rm p}(\mathbf{r}) = G_{\rm spatial}(\mathbf{r}) + G_{\rm spectral}(\mathbf{r}) = \frac{1}{8\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-j\mathbf{k}_{0}\cdot\mathbf{p}_{nm}}}{R_{nm}} \sum_{\pm} e^{\pm jkR_{nm}} \operatorname{erfc}\left(R_{nm}E \pm j\frac{k}{2E}\right) + \frac{1}{8A} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-j\mathbf{k}_{1}(n,m)\cdot\mathbf{r}}}{\eta_{nm}} \sum_{\pm} e^{\pm 2z\eta_{nm}} \operatorname{erfc}\left(\frac{\eta_{nm}}{E} \pm zE\right),$$
  
$$\mathbf{k}_{t}(n,m) = \mathbf{x}_{0} \left[k_{x0} + 2\pi \left(\frac{n}{d\cos\varphi} - \frac{m\sin\varphi}{h\cos\varphi}\right)\right] + \mathbf{y}_{0} \left[k_{y0} + \frac{2\pi}{h}m\right], \quad \eta_{nm}^{2} = \frac{\mathbf{k}_{t}\cdot\mathbf{k}_{t} - k^{2}}{4}, \quad (10)$$

*A* è l'area della cella unitaria e  $\Im \{\eta_{nm}\} \ge 0$ . Anche in questo caso è stata discussa la scelta di *E* secondo quanto detto in precedenza; il risultato è omesso per motivi di spazio.

In Fig. 4 sono presentati, con modalità analoga alla Fig. 2, i tempi di calcolo della (10) e della decomposizione di Kummer-Poisson ulteriormente accelerata tramite Shanks, per tipici valori dei parametri in gioco. Il metodo più efficiente è quello di Ewald, la cui accelerazione non dipende dall'entità delle oscillazioni fra i termini delle serie. Si è trovato che la differenza fra i due metodi si accresce notevolmente con l'aumentare dell'accuratezza richiesta.

#### **CONSIDERAZIONI CONCLUSIVE**

Sono state analizzate le funzioni tridimensionali di Green con periodicità lungo una e due direzioni (generalmente non ortogonali). Nel caso 1D sono stati estesi il metodo di Ewald (con relativa discussione sul parametro di "splitting" E) e la rappresentazione integrale di Veysoglu; nel caso 2D si è studiato il metodo di Ewald nel caso più generale di assi di periodicità non ortogonali, discutendo ancora estesamente la scelta di E.

Nel caso di allineamento monodimensionale, come si è visto, il metodo ottimale è la decomposizione di Kummer-Poisson; nel caso di allineamento bidimensionale, il metodo ottimale è Ewald, che appare sempre più conveniente al crescere della precisione. E' evidente anche il peggioramento delle prestazioni dell'algoritmo di Shanks al diminuire delle oscillazioni ( $x \rightarrow 0$ ).

#### **Bibliografia**

- [1] S. Singh, W. F. Richards, J. R. Zinecker e D. R. Wilton, "Accelerating the Convergence of Series Representing the Free Periodic Green's Function", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, n. 2, pp. 1958-1962, dicembre 1998.
- [2] G. Valerio, P. Baccarelli, P. Burghignoli e A. Galli, "Acceleration Techniques for 2-D and 3-D Green's Functions in Periodic Structures along One and Two Directions", sottomesso a *IEEE Trans. Antennas Propagat.* (2006).
- [3] K. E. Jordan, G. E. Richter e P. Sheng, "An Efficient Numerical Evaluation of the Green's Function for the Helmholtz Operator on Periodic Structures", J. Comp. Phys., vol. 63, pp. 222-235, 1986.
- [4] F. Capolino, D. W. Wilton e W. A. Johnson, "Efficient Computation of the 2-D Green's Function for 1-D Periodic Structures Using the Ewald Method", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 53, n. 9, pp. 2977-2984, settembre 2005.
- [5] W. Mathis e A. F. Peterson, "A Comparison of Acceleration Procedures for the Two-Dimensional Periodic Green's Function", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 44, n. 4, pp. 567-571, aprile 1996.
- [6] N. Kınayman e M. I. Aksun, "Comparative study of acceleration techniques for integrals and series in electromagnetic problems", *Radio Sci.*, vol. 30, n. 6, pp. 1713-1722, novembre-dicembre 1995.
- [7] P. Baccarelli, C. Di Nallo, S. Paulotto e D. R. Jackson, "A Full-Wave Numerical Approach for Modal Analysis of 1D Periodic Microstrip Structures", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 54, n. 4, pp. 1350-1362, aprile 2006.
- [8] F. Capolino, D. W. Wilton e W. A. Johnson, "Efficient Computation of the 3-D Green's Function for a linear Array of Point Sources Using the Ewald Method", sottomesso a J. Comp. Phys. (2006).



Fig. 1 - Allineamento periodico monodimensionale di sorgenti puntiformi.



**Fig. 3** - Allineamento periodico bidimensionale di sorgenti puntiformi con reticolo ad assi obliqui.



**Fig. 2** - Tempi di calcolo della funzione di Green (5) tramite i diversi metodi di accelerazione considerati; x=y, z=0,  $D_x=0.3\lambda$ ,  $k_{x0}D_x=0.8\pi$ , errore relativo  $10^{-4}$ .



**Fig. 4** - Tempi di calcolo della funzione di Green (9) tramite i diversi metodi di accelerazione considerati; x=y, z=0,  $D_x = D_y = 0.6\lambda$ ,  $k_{x0}D_x = k_{y0}D_y=0$ , errore relativo  $10^{-4}$ .

# **Electromagnetic propagation in built-up areas. An overview** Giorgio Franceschetti Universita` Federico II of Napoli, Italy and UCLA, USA

## ABSTRACT

Propagation in the urban environment is in principle a well-posed problem: the electromagnetic field radiated by prescribed sources must fulfil Maxwell equations in the open space and boundary conditions over the builtup buildings walls. But any attempt to provide a solution to this apparently simple problem must face the complication of the scattering scenario.

Each city is different from any other city, type and distribution of buildings may drastically change among different sections of the same city, and the electromagnetic boundary conditions may change in time, because the city is a living organism, with its cycles and temporal variations. A general frame to locate above mentioned problem is certainly desirable, if not necessary.

The *cities' distribution* may be considered as a *stochastic process*, each city being an element of this ensemble. Accordingly, the study of electromagnetic propagation and scattering in the city becomes the problem of searching the solution of Maxwell equations in a stochastic environment. This task may be pursued on along essentially *two lines of thought*: either a *deterministic* or a *stochastic* one. The former makes reference to an element of the ensemble, the latter exploits the statistical properties of the distribution.

In the first case, the *Deterministic Geometrical Model* (DGM), an element of the cities' ensemble is chosen, namely the particular city of interest. Knowledge of the three-dimensional geometry of the city must be known, i.e., shape and location of each building. These are schematised in terms of a parallepipedic structures, and *ray tracing procedures* are implemented to compute the electromagnetic field everywhere outside, i.e., in the streets and squares of the city, and perhaps also inside the buildings.

In the second case, the *Stochastic Environment Model* (SEM), a totally different philosophy is followed: aim of the model is to derive *general analytical expressions*, describing the *average* properties of the urban propagation. In addition, the analytical results are required to containing a *minimum number* of physically meaningful *parameters*. An interesting model for the cities' stochastic distribution is the *percolative lattice*: a two dimensional regular lattice of rectangular sites, where each site may be empty with probability p or occupied with probability q=1-p.

The attractive feature of this model is the imprinting of the city structure in the city probabilistic description.

This presentation highlights merits and limitations of the two approaches. For the DGM a numerical code is discussed, and examples of computations are critically shown, as well as possible extensions of the software. For the SEM analytical results are presented, leading to interesting theoretical considerations. In both cases, some experimental results are referred, too. In addition, alternative models worth of future exploration are suggested: basic preliminary theoretical and experimental results are shown.

## RICOSTRUZIONE OLOGRAFICA DI GRANDI ANTENNE A RIFLETTORE MEDIANTE METODO ITERATIVO-PERTURBATIVO BASATO SULLA SVD

P.Bolli<sup>1</sup>, M. Loi<sup>2</sup>, G.Montisci<sup>2</sup>, G.Serra<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Osservatorio Astronomico Cagliari, INAF, Loc. Poggio dei Pini,09012 Capoterra (CA) <sup>2</sup>Dip. di Ing. Elettrica ed Elettronica, Univ. di Cagliari, Piazza d'Armi, 09123 Cagliari giampaolo.serra@diee.unica.it

## Abstract

The holographic approach based on SVD allows the retrieval of the surface profile of a reflector antenna starting from a set of measured far-field data. In this tecnique the surface currents and the pattern of the reflector are represented as Fourier Series to reduce the complexity of the approach. This task requires the solution of several linear systems wherein the unknowns, the harmonics of the currents, are weakly coupled. The aim of this communication is to analyze this coupling using a iterative-perturbative method. Some results show that the iterative method leads to a significant improvement in the retrieval reflector profile.

## INTRODUZIONE

Le prestazioni delle grandi antenne a riflettore dipendono principalmente dalla accuratezza della loro superficie. Gli agenti atmosferici e le deformazioni meccaniche, sia dei singoli pannelli che dell'intera struttura, modificano il profilo ideale dell'antenna causandone una perdita di risoluzione e una riduzione del guadagno, soprattutto alle più alte frequenze di utilizzo. Per garantire sempre elevate prestazioni è necessario quindi controllare periodicamente l'accuratezza della superficie. I metodi proposti per la diagnostica della superficie delle antenne a riflettore sono diversi. L'attenzione è stata riposta in particolare su quelli basati sull'olografia a microonde, in quanto consentono di ottenere mappe del profilo del riflettore molto accurate che permettono di individuare e correggere le deformazioni rispetto ad un dato profilo di riferimento.

In generale l'olografia a microonde si basa sulla relazione integrale tra il campo lontano e la corrente indotta sul riflettore. Dato il pattern d'antenna nel lobo principale e nei primi lobi laterali, l'inversione di tale relazione consente di risalire alla corrente indotta. Finora il problema dell'inversione è stato affrontato e risolto con due approcci differenti. Attraverso una procedura di estrapolazione basata sull'inversione di una semplice trasformata di Fourier in [1]. Questa procedura è abbastanza efficiente dal punto di vista computazionale, ma perde di precisione man mano che le misure del pattern si allontanano dalla direzione di broadside. Il secondo approccio invece determina una soluzione al problema dell'inversione tramite un tecnica numerica basata sulla SVD (Decomposizione a Valori Singolari) [2]. Quest'ultima tecnica richiede un calcolo computazionale che si presenta abbastanza pesante a causa del fatto che è applicata ad antenne di grandi dimensioni. Come descritto in [2], questo problema è stato superato sfruttando alcune caratteristiche dei grandi riflettori focalizzanti, come i radiotelescopi. Lo specchio primario di tali riflettori è simmetrico rispetto all'asse dell'antenna e questo ha permesso di sviluppare la corrente indotta sulla superficie e il

pattern di radiazione in serie di Fourier, consentendo quindi di passare da un problema bidimensionale ad un insieme di problemi lineari monodimensionali.

La relazione tra le armoniche  $C_p(\rho)$  della corrente e le armoniche del pattern di radiazione  $E_p(\theta)$  che si ottiene è :

$$2\pi E_{p}(\theta) = j^{p} \pi^{2} \int_{r_{bloc}}^{R} (\sin\theta_{0} \sin\frac{\theta_{0}}{2}) J_{T} C_{p-2}(\rho) J_{p}(k\rho \sin\theta) e^{jk z(\rho)\cos\theta} \rho d\rho + + j^{p} \pi^{2} \int_{r_{bloc}}^{R} (4\cos\frac{\theta_{0}}{2} - 2\sin\theta_{0} \sin\frac{\theta_{0}}{2}) J_{T} C_{p}(\rho) J_{p}(k\rho \sin\theta) e^{jk z(\rho)\cos\theta} \rho d\rho + + j^{p} \pi^{2} \int_{r_{bloc}}^{R} (\sin\theta_{0} \sin\frac{\theta_{0}}{2}) J_{T} C_{p+2}(\rho) J_{p}(k\rho \sin\theta) e^{jk z(\rho)\cos\theta} \rho d\rho$$

$$(1)$$

nella quale  $\theta$  è l'angolo che individua la direzione del punto campo, mentre  $\theta_0$  è l'angolo che individua la direzione del punto corrente sul riflettore e  $\rho = r_0 \sin \theta_0$ , Fig.1. La natura vettoriale della corrente conduce ad un accoppiamento tra le armoniche che, come si vede nella (1), associa all'armonica del pattern  $E_p(\theta)$  non solo la corrispondente armonica  $C_p(\rho)$  ma anche le armoniche  $C_{p\pm 2}(\rho)$ . Tale accoppiamento complica notevolmente la risoluzione del problema di ricostruzione e merita un'approfondita analisi. Nell'approccio presentato in [2] l'accoppiamento delle armoniche è stato trascurato stimando l'errore solo dal punto di vista geometrico al variare del rapporto tra focale e diametro del riflettore. In questo lavoro si presenta, invece, un'analisi più approfondita utilizzando un metodo perturbativo-iterativo che si pone l'obbiettivo di valutare il peso dell'accoppiamento delle armoniche nella ricostruzione presentata in [2], è utilizzato per ricostruire la superficie di un riflettore di 32 m a partire dal pattern in campo lontano dell'antenna.

## DESCRIZIONE DEL METODO PERTURBATIVO-ITERATIVO

La relazione (1) descrive p sistemi lineari in cui le armoniche del pattern di radiazione e le armoniche della corrente, opportunamente discretizzate, sono rispettivamente i termini noti e le incognite. Il p-esimo sistema (Eq. (1)) può essere espresso in forma matriciale come:

$$E_p = L \left[ C_p \right] + \chi \cdot M \left[ C_p , C_{p \pm 2} \right]$$
<sup>(2)</sup>

dove il funzionale *L* è il primo termine del secondo integrale di (1).  $\chi$  è, invece, un parametro perturbativo ( che verrà successivamente posto pari a 1). Le armoniche  $C_p$  sono sviluppate in serie di potenza in funzione di  $\chi$ :

$$C_{p} = C_{p}^{(0)} + \chi \cdot C_{p}^{(1)} + \dots + \chi^{i} \cdot C_{p}^{(i)}$$
(3)



Figura 1 Geometria del riflettore

Figura 2 Errori relativi sui campi ricalcolati

dove l'indice *i* indica il passo iterativo. Si vuole sottolineare che il metodo al passo zero, trascurando i termini di accoppiamento in  $\chi$ , si riconduce al caso più semplice descritto in [2]. Ora se si considera il primo passo di iterazione e si sostituisce la (3) nella (2) si ottiene:

$$E_{p} = L \Big[ C_{p}^{(0)} \Big] + \chi \cdot L \Big[ C_{p}^{(1)} \Big] + \chi \cdot M \Big[ C_{p}^{(0)}, C_{p \pm 2}^{(0)} \Big]$$
(4)

nella quale si sono trascurati i termini di accoppiamento in  $\chi^2$ . Inoltre utilizzando le soluzioni  $C_p^{(0)}$  calcolate al passo zero e sostituendole nella (4) si ottiene:

$$0 = L \left[ C_p^{(1)} \right] + M \left[ C_p^{(0)}, C_{p \pm 2}^{(0)} \right]$$
(5)

che invertita permette di ricavare le armoniche  $C_p^{(1)}$ . Iterando il procedimento ciascuna armonica della corrente si può ottenere da:

$$C_{p} = C_{p}^{(0)} + C_{p}^{(1)} + \dots + C_{p}^{(i)} + C_{p}^{(i+1)}$$
(6)

dove il contributo all'armonica del passo (i+1)-esimo si ottiene invertendo la (5) al medesimo passo:

$$C_{p}^{(i+1)} = L^{-1} \left\{ -M \left[ C_{p}^{(i)}, C_{p \pm 2}^{(i)} \right] \right\}$$
(7)

Il calcolo della (7) si ottiene con la procedura di regolarizzazione basata sulla SVD e presentata in [2]. Si vuole evidenziare che il calcolo della SVD della matrice associata al funzionale L si esegue una sola volta al passo zero. Per i passi successivi queste matrici possono essere memorizzate e recuperate in quanto sono le stesse del passo precedente. Le soluzioni trovate all'*i*-esimo passo sono state utilizzate per ricalcolare il campo e determinare l'errore che si commette trascurando l'accoppiamento al medesimo passo. Come si può notare in Fig.2, per angoli prossimi alla direzione di broadside, l'errore è inferiore al 17% al passo zero e si riduce notevolmente, al di sotto dell'1% già al settimo passo; pertanto si è deciso di non andare oltre nelle iterazioni.

## RISULTATI

Il metodo proposto è stato testato a 11.4 GHz su un riflettore parabolico di diametro 32 m avente una regione di bloccaggio pari 3.2 m e con un rapporto focale diametro di 0.32. Il pattern in far-field del riflettore è stato simulato con il software commerciale Grasp della Ticra, in una griglia in cielo di 65x65 punti di misura (corrispondente ad un finestra angolare compresa tra  $\pm 1^{\circ}.25$ ) e poi interpolato in un sistema di riferimento terrestre utilizzando delle funzioni auto-troncanti [3]. In un primo caso, è stato simulato

il pattern in far-field di un riflettore con una superficie senza deformazioni. Successivamente sono stati simulati cinque diversi pattern da cinque diverse superfici aventi una deformazione nella stessa posizione (centrata in x=3 m e y=6.4 m) e della stessa larghezza (1.8 mx1.8 m), ma con cinque altezze differenti e variabili con passo di circa un 1mm tra 1.05 mm e 5.25 mm. I cinque profili superficiali del riflettore sono stati ricostruiti usando la (7) fino al secondo passo di iterazione. Infatti, al terzo passo iterativo, il contributo dell'accoppiamento dato a ciascuna armonica della corrente è confrontabile col rumore e non aggiunge alcuna informazione utile alla ricostruzione. I risultati riportati in fig.3 mostrano che già al passo zero di iterazione la ricostruzione di ogni deformazione risulta più precisa rispetto alla tecnica basata sulla trasformata di Fourier [1], e come al primo passo di iterazione si ottengano i risultati migliori ( in fig.4 è riportato un esempio).



Figura 3 Altezza delle 5 deformazioni ricostruite ai primi due passi iterativi e con la DFT



Figura 4 Mappa del riflettore con deformazione di 4.3 mm ricostruita al primo passo di iterazione.

## CONCLUSIONI

In questo lavoro è stato presentato un metodo perturbativo-iterativo che ha consentito di rendere la tecnica basata sulla SVD [2] più accurata nella diagnostica delle grandi antenne a riflettore. Vale la pena sottolineare che l'utilizzo di questo metodo non comporta un aumento della complessità computazionale nel calcolo della SVD. Infatti poiché le matrici ai diversi passi iterativi sono le stesse, la SVD di ciascuna matrice è calcolata una sola volta e riutilizzata nei passi successivi, mantenendo così la stessa complessità del passo zero.

## RINGRAZIAMENTI

Si ringrazia il Laboratorio di Elettromagnetismo Numerico dell'Università di Firenze per avere fornito le simulazioni di Grasp.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] Y. Rahmat-Samii, "Microwave Holography of Large Reflector Antennas," *IEEE Trans. Antennas Prop.*, Vol. AP-33, Nov. 1985, pp. 1194-1203.
- [2] G. Mazzarella, G. Serra "An SVD approach to large reflector diagnostics," *IEEE AP-S.*, Vol. 2B, Washington D.C., July. 2005, pp. 756-758.
- [3] O.M. Bucci, G.Franceschetti, "On the spatial bandwidth of scattered fields," *IEEE Trans. Antennas Prop.*, Vol. AP-35, Dec. 1987, pp.1445-1455.

## MAPPING THE ELECTROMAGNETIC FIELD INTENSITY AT THE GROUND: ANALYSIS OF AN INCOHERENT SCENE AND EXTENSION TO A PARTIALLY COHERENT SCENARIO

O.M. Bucci, A. Capozzoli, G. D'Elia, A. Liseno

Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni Università di Napoli Federico II - Via Claudio 21, I 80125 Napoli (Italy) Tel.: +39 081 7683115; Fax: +39 081 5934448; Email: g.delia@unina.it

### Abstract

A recently introduced method to map the electromagnetic field intensity at the ground from airborne surveys is considered. The effect of the distance between the sensor's antennas on the performances of the algorithm is first discussed under the assumption of a completely incoherent electromagnetic radiation from the ground. Then, an extension to a partially coherent scene wherein the sources are assumed to reside beneath a vegetation layer is provided.

### INTRODUZIONE

The need of surveying maps of the electromagnetic field intensity distribution at the ground arises due to different important reasons.

Indeed, the recent spreading of telecommunication equipments, as wireless networks for mobile communication and broadcasting, and the setup of radars for the civil or military monitoring of the territory, raise two main issues. The first concerns the protection of the public welfare by guaranteeing the law prescriptions about the maximum accepted field intensity levels. The second regards the detection of unlawful sources violating the regulation in force, to avoid interference and warranting the electromagnetic compatibility.

Monitoring the field intensity levels over a wide territory by conventional equipments and direct on the ground surveys results to be impractical due to lengthy and costly measurement processes.

Recently, an effective approach has been proposed based on airborne field intensity measurements made, in the frequency bands of interest and at a prescribed flight height, by means of a sensor consisting of an array of few largely spaced on board installed antennas [1,2]. The field intensity distribution at the ground is estimated by suitably processing the *in-flight* acquired data.

Generally speaking, due to the complexity of the scene at the ground and to the properties of the signal radiated by the sources, the scenario of interest results to be temporary incoherent and spatially partially coherent. However, in the first study made in [1, 2], the preliminary case of a completely incoherent scene has been dealt with.

The aim of this paper is to discuss the effect of the distance between the sensor's antennas on the performances of the algorithm in this simple case as well as to extend the approach to a *partially* coherent scene wherein the sources are assumed to be located beneath a vegetation layer.

## THE CASE OF INCOHERENT SCENE

For the sake of simplicity, let us consider a two-dimensional geometry and assume that N pointlike sources are located on the ground at  $\underline{r}'_n=(x'_n,0)$ , n=1,...,N and radiate narrow-band, randomly varying signals [1-3]. The sensor moves parallel to the ground at a nominal flight altitude  $z_F$ , and is assumed to be made by two equal antennas,  $\Delta x$  spaced each other, located at  $\underline{r}'_1=(x_1,z_1)=(x-\Delta x/2,z_F)$  and  $\underline{r}'_2=(x_2,z_2)=(x+\Delta x/2,z_F)$ , respectively (see Fig. 1), where x spans the *acquisition domain*, say, (-a,a).

The field intensity s(x) measured by the sensor during its flight, can be expressed as follows:

$$s(x) = \int_{-a'}^{a'} \frac{2I(x')}{\beta\pi} \left[ 1 + \cos\left[2\beta\Delta x \frac{(x-x')}{z_F}\right] \right] \frac{\left|h(|x-x'|)\right|^2}{\sqrt{(x-x')^2 + (z_F - z')^2}} \, dx' = \mathcal{A}[I], \quad (1)$$

where  $I(x') = \sum_{n} I_n \delta(x - x'_n)$  is the unknown "at the ground" field intensity distribution for the considered case of N point-like sources,  $I_n$  represents the intensity of the signal radiated by the n-th source [3], h is a function depending on the effective height of the antennas,  $\beta = 2\pi/\lambda$ , and  $\lambda$  is the wavelength of interest.

In order to analyze the filtering properties of the operator  $\mathcal{A}$  linking I(x') to s(x) in eq. (1), let us consider the case a=a'=+ $\infty$ , disregard the slowly varying term  $\sqrt{(x-x')^2 + (z_F - z')^2}$  and assume that each antenna making the sensor can be modeled so that  $h(x) = \operatorname{sinc}[(\pi x / \lambda z)L]$ . On denoting by  $\tilde{s}(k_x)$ ,  $\tilde{I}(k_x)$  and  $\tilde{p}(k_x)$  the Fourier transforms of s(x), I(x') and  $|h(x')|^2$ , respectively, we have from (1):

$$\tilde{s}(k_x) \propto \tilde{I}(k_x) \left[ \tilde{p}(k_x) + \frac{1}{2} \tilde{p}\left(k_x - \frac{2\beta\Delta x}{z_F}\right) + \frac{1}{2} \tilde{p}\left(k_x + \frac{2\beta\Delta x}{z_F}\right) \right] = \tilde{G}(k_x) \tilde{I}(k_x) .$$
(2)

The Fourier transform  $\tilde{p}(k_x)$  is a triangular window of spectral support  $(-2\pi L/(\lambda z), 2\pi L/(\lambda z))$  so that, according to (2), the in-flight measured intensity s(x) amounts to be a filtered version of the unknown on ground intensity I(x'). In particular,  $\tilde{p}(k_x)$  provides a low-pass contribution, whereas  $\tilde{p}(k_x - 2\beta\Delta x/z_F)$  and  $\tilde{p}(k_x + 2\beta\Delta x/z_F)$  provide band-pass terms, as illustrated by Fig. 2. Furthermore, when  $\Delta x=L$ , the filtering is fully low-pass, whereas for  $\Delta x>L$ , both low-pass and band-pass filtering is obtained. In particular, in this last case, a stop band can appear in the frequency response of the filter.

Accordingly, some spectral content of the on the ground intensity could be cut-off by the sensor and some detail of the scene could be dropped out.

In order to show this behaviour with a numerical example, a point-like source located on the ground at x'=0 and three values of  $\Delta x$  have been considered, namely  $\Delta x = 15\lambda$ , 20 $\lambda$  and 25 $\lambda$ .

The in-flight simulated field intensities at the height  $z_F=1000\lambda$  in the observation domain (-200 $\lambda$ , 200 $\lambda$ ) are shown in Fig.3 while the on the ground estimated intensities are shown in Fig.4, in the cases  $\Delta x = 15\lambda$  and 20 $\lambda$ . As can be seen, increasing the distance between the two probes leads to a narrowing of the main lobe of the measured intensity, at the price of a raising of the grating lobes [1, 2]. However, the estimation algorithm is still able to unambiguously detect the presence of a single source, almost with the same accuracy, in both cases. The amplitudes of the Fourier harmonic coefficients of the estimated on the ground field intensity for the values  $\Delta x=15\lambda$ , 20 $\lambda$  and 25 $\lambda$  are reported in Figs. 5 and 6, respectively. These results confirm that as the distance between the two antennas increases, the band-pass of the operator A

enlarges, also leaving gaps (in the worked example, when passing from  $\Delta x=20\lambda$  to  $\Delta x=25\lambda$ ). Furthermore, a high increase of  $\Delta x$  could also introduce unwanted oscillations in the measured intensity, hardly managed by the estimation algorithm.

According to these considerations, a careful design of the sensor should be made in order to avoid missing relevant details of the on the ground scene to be estimated and to avoid artefacts in the measured values. In particular, under the assumption of pointlike sources at the ground,  $\Delta x$  should not be larger than 2L.

#### THE CASE OF PARTIALLY COHERENT SCENE

Let us now consider the case of a partially coherent scene.

A such situation is due to the complexity of the scene at the ground, since the electromagnetic scattering owing to different obstacles residing in the proximity of the radiating sources increases the correlation between the different contributions impinging on the sensor from the ground.

In order to address a case of practical relevance, we assume the radiating sources to lie beneath a vegetation layer (Fig. 7) and we study the effect of the layer on the intensity received by the sensor and on the results of the inversion procedure by modelling the layer as an aggregate of dielectric particles with random dimensions and positions.

For the sake of simplicity, a vegetation layer of known, constant, height is considered and the reciprocal scattering between the particles is neglected. The layer scattering has been dealt with by evaluating the mean field within the vegetation and then substituting the non homogeneous structure by an equivalent homogeneous dielectric slab [4].

In order to outline the effect of the vegetation on both the in-flight measured intensity and the on the ground estimated one, the same source considered in the previous test-case of Figs. 3 and 4, has been considered assuming  $\Delta x=15\lambda$  and a layer with a thickness equal to 30m. It has been assumed that the volume of the vegetation particles is the 4% of the overall volume of the layer, the relative dielectric permittivity is equal to 6, and the mean radius is equal to 0.1 $\lambda$ . The measured field intensity and the on the ground estimated one are shown in Fig. 8. This result suggests that the approach is useful also in realistic working condition.

#### RIFERIMENTI

- O.M. Bucci, R. Cammarota, A. Capozzoli, G. D'Elia, "A method to map the electromagnetic field intensity on the ground from airplane surveys," *Proc. of the XV Riunione Nazionale di Elettromagnetismo*, Cagliari, Italy, Sept. 13-16, 2004, pp. 117-120.
- [2] O.M. Bucci, A. Capozzoli, G. D'Elia, "Ground electromagnetic smog estimation from airborne measurements: an effective approach," *Proc. of the IEEE Int. Symp. on Microwave, Antenna, Prop. and EMC Tech. for Wireless Comm.*, Beijing, China, Aug. 8-12, 2005, pp. 550-553.
- [3] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics*, 7<sup>th</sup> edition, Cambridge, Cambridge University Press, 1999
- [4] R.H. Lang, "Scattering from a layer of discrete random medium over a random interface: application to microwave backscattering from forests," *Waves Random Media*, vol. 14, n. 2, pp. S359-S391, Apr. 2004.



Fig. 1. Geometry of the problem for an incoherent scene.



Fig. 2 Illustrating the filtering effect on the unknown field intensity distribution at the ground.



Fig. 3. In-flight measured field intensity distribution for different spacing between the sensor's antennas.  $\Delta x=15\lambda$  (dash-dot line) and  $\Delta x=20\lambda$  (solid line).



Fig. 5. Reconstructed harmonic coefficients of the field intensity distribution at the ground for different spacing between the sensor's antennas.  $\Delta x=15\lambda$  (dash-



Fig. 7. Geometry of the problem for a partially coherent scene.



Fig. 4. Reconstructed field intensity distribution at the ground for different spacing between the sensor's antennas.  $\Delta x=15\lambda$  (dash-dot line) and  $\Delta x=20\lambda$  (solid line).



Fig. 6. Reconstructed harmonic coefficients of the field intensity distribution at the ground for  $\Delta x=25\lambda$ .



Fig. 8. In-flight measured (top) and reconstructed (bottom) field intensity distributions in the case of a partially coherent scene.

# DETECTION OF DIELECTRIC OBJECTS BY REFLECTOMETRY USING WIDEBAND CIRCULARLY POLARIZED ANTENNAS

Roberto Serenelli, Gabriele Garfagnini and Guido Biffi Gentili

Antenna and Microwave Laboratory Department of Electronics and Telecommunications – University of Florence Via C. Lombroso, 6/17 – I-50134 Florence, Italy serenelli@lam.det.unifi.it

#### ABSTRACT

This paper analyzes a simple technique for low-cost detection of metallic or dielectric objects placed over a locally homogeneous background. The approach, based on the polarimetric reflectometry concept, can be used to design an handheld search instrument for concealed weapon detection (CWD), or to investigate sub-surface inhomogeneities in walls or frescos. Assuming the validity of the far-field condition, a perfect circularly polarized radiation reflects on an ideal ground plane by inverting its rotation sense; thus, when an antenna radiates a circular co-polar field on an ideal ground plane, it receives back the cross-polar component only, while the co-polar one, due to the imperfections of the reflecting surface, is negligible. When an objects is present on the scene close to such plane, instead, multiple reflections are lucky to occur on its facets, implying the raising of the co-polar contribution: this is the basic concept of the detection technique using circular polarization, where a local portion of human skin is assimilated to an homogeneous reflecting plane. When adding spatial diversity information, the measurement becomes more robust, false alarm rate lower and dielectric objects easier to detect.

## **INTRODUCTION**

Nowadays, applications of microwave and millimeter waves are quickly growing, especially for sensing purposes: in contexts where human subjects are involved, this innovative technology can be employed more safely than X-rays, since they do not use ionizing radiations.

For Concealed Weapon Detection (CWD), millimeter waves have been successfully employed with radiometric (passive) and reflectometric (active) techniques [1], since they easily penetrate clothing and can unveil hidden objects. In radiometric systems, the detected signals being extremely weak, state-of-the-art electronics are required; with imaging stand-off systems, moreover, spatial resolution is an important issue, so that for object detection and recognition very high frequencies need to be employed, increasing accordingly system cost and complexity. In the present work, employing polarization information, a simple, effective and low-cost reflectometric solution is suggested: it can be applied to build a handheld search device, or as base to design a complete mechanically scanned portal [2].

In the past, different typologies of sensing antennas have been investigated, showing a real detection capability of metal and dielectric objects on uniform backgrounds, together with false alarm problems due to distance variations from the subject, or to variation of the incidence angle. In the present work, attention has been focused on circularly polarized antennas, permitting a measurement which is more independent from the background and its variations: to make detection even easier, Fourier analysis and spatial diversity configurations can be additionally employed.

## **DETECTION PRINCIPLE**

When the far-field condition is fulfilled, a perfect circular polarization reflects on a homogeneous ground plane (like a local portion of human skin) by inverting its rotation sense: a right-hand (RHCP) comes back in a left-hand circular polarization (LHCP), and viceversa. The suggested system is composed by one transmitting and several receiving antennas: it is based on transmission parameters between different antennas, since in this way the measurement becomes less complex and electronics need lower sensitivity. That is, in such hypothetical situation, when a Tx antenna is transmitting a RHCP radiation, Rx antennas receive a cross-polar-only contribution (LR), and theoretically (assuming the absence of crosstalk between antennas) no co-polar (RR) reflections at all. When an object is in the scene, instead, multiple reflections are lucky to occur on its facets [3], implying the raising of co-polar contributions. This concept is the basic principle of CWD using circularly polarized radiation: the cross-polar contribution is attributed to the background reflection, while the co-polar part is mainly caused by objects, due to double reflections on edges, or to sharp features and wires creating linearly-polarized reflections, which can be seen as superposition of RHCP and LHCP.

### SIMULATIONS

Using the FEKO EM simulator, based on the Methods of Moments (MoM), a study has been carried out on how near-field characteristics of different typologies of antennas are altered by the proximity of human tissue (modelled like an infinite ground plane with adequate reflection coefficient) and dielectric objects of several shapes and dimensions. In these first steps of our research, spiral antennas are employed, since they give a very pure circular polarization, and a remarkably wide band (one octave, 3-6 GHz in our case): antennas are used either in transmission or in reception.

By making the hypothesis of a homogeneous and plane background (representing a local portion of the human body), an incident wave is partially reflected and partially transmitted in the human tissue (and absorbed, or reflected by the underlying layers). When increasing the frequency of the incident wave, the fraction penetrating in the layers under the skin is lower and lower, until reaching almost complete reflection on the human skin at about 20 GHz [4]. Using such frequency band, unwanted reflections originated from bones and ribs, which could be mislead as concealed items, can be avoided.



Figure 1: Cross-polar (green) and co-polar (red) components with (b) or without (a) an object (1x2x30 cm,  $\varepsilon_r = 5$ ).

By numerical simulations, using one Tx and two Rx antennas (one receiving in RHCP and another in LHCP), the possibility to unveil dielectric objects has been demonstrated; this is evidenced by the sharp (and periodical) increasing of the co-polar radiation received in the considered frequency band (Fig.1). Wideband antennas are required in such analysis, since the reflected spectrum is periodical, due to frequency-dependent stationarities associated to the distance: a narrow band analysis could miss a peak of the co-polar component (as can be seen in Fig.1(b)) and consequently fail the object detection.

In the simplest analysis strategy, an alarm is launched if the co-polar component is higher than a threshold: in Fig.1, it is possible to see how different these spectra are in presence or absence of a dielectric object (1x2x30 cm,  $\varepsilon_r = 5$ ) placed on a reflecting plane at a distance of 20 cm. By taking as discriminant the quantity  $K = min_f(S_{XP} - S_{CP})$ , a clear distinction is possible when comparing K to an appropriate  $K_{th}$  (alarm=true if  $K < K_{th}$ ). In Fig.1(a), K = 5 dB, while in Fig.1(b)  $K_{OBJ} = -3$  dB; the contrast for detection is  $\Delta K = 8$  dB, giving therefore a good detection probability and low false alarm rate; for a shorter object (1x2x15 cm) at the same distance,  $K'_{OBJ} = 0$  dB and thus  $\Delta K' = 5$  dB, still giving good performance.

Whereas, for other active systems, metal objects are easier to detect than dielectrics (due to higher reflectometric contrast), it has been noticed that, using circular polarization, the detection of dielectric objects is instead easier than for metal items: the deeper penetration enhances the probability of multiple reflections, which cause the co-polar radiation level to rise.

### FOURIER ANALYSIS



Figure 2: Fourier transform of the spectrum for cross-polar and co-polar components when an object is present or absent.

With real antennas, a small amount of co-polar radiation is always present, due to electromagnetic interference between them (*crosstalk*). It has been noticed that, in presence of an object on the the scene, the co-polar component has a stronger periodicity: this explains why, through a Fourier transform on the wideband spectrum, a clearer information can be extrapolated from the measured data. In Fig.2, the Fourier transforms of the cross-polar (red and blue) and co-polar (green and black) spectra are shown when, on a reflecting plane at a 50 cm distance, an object of dimension 2x2x10 cm and  $\varepsilon_r = 5$  is present or not. It can be clearly seen that, while the cross-polar component always has a peak, the co-polar one shows it only when the object is present, suggesting an effective detection criterium.

## SPATIAL DIVERSITY: 5 SPIRALS CONFIGURATION

If another parameter, spatial diversity, is included into the polarimetric system, a more complete set of information on the analyzed scene can be obtained; with the help of one transmitting antenna and two couples of receiving ones (Fig.3(a)), the reflected signals measured by the antennas can be compared at each instant of the scan. In this way, it is possible to normalize the measurement with respect to external variations, like for example the antenna-object distance, making the measurement much more robust: an alarm is launched only when the two couples show very different measurements, meaning that an asymmetric object is in the scene. In Fig.3(b), the antennas to the right *sense* the dielectric object located underneath, showing a high and periodical co-polar component (green) and a lower cross-polar component (red), while the couple to the left behaves like in absence of objects, with a low co-polar (blue) and a high cross-polar (black).



Figure 3: (a) Configuration with 5 spiral antennas; (b) cross and co-polar components for the antenna couple to the left (black and blue) and to the right (red and green).

# CONCLUSIONS

In the past, the possibility of concealed object detection by microwave systems using singular polarization had been demonstrated; however, false alarms, due to distance variation of the antenna system from the subject, impaired the detection process. In the present work, the feasibility of a detection system comprising several circularly polarized antennas, able to reveal dielectric objects of several shapes and dimensions, has been demonstrated, without the problems previously associated with background variations. The results carried out in this research show a good detection probability; moreover, Fourier analysis can be employed to discriminate the more significant information on the observed scene. In order to expand the data set, the use of spatial diversity has been suggested, permitting to compare the measured data from two very close couples of antennas: therefore, an alarm is launched only when effective dielectric discontinuities, sensed differently by the two couples, are present in the scene. The main limit of the used model resides in the impossibility to completely simulate the human tissues, and the inhomogeneities of different body parts: the computing power needed in such case is much higher than the actual capability of our parallel computer network.

## REFERENCES

- P. F. Goldsmith, C.-T. Hsieh, G. R. Huguenin, J. Kapitzky, and E. L. Moore, "Focal plane imaging systems for millimeter wavelengths," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, no. 10, October 1993.
- [2] R. Serenelli, "Geometrical configurations of unphased diffraction-limited antennas in passive millimetre-wave imaging systems for concealed weapon detection," in *Proc. SPIE Vol. 5619*, *Passive Millimetre-Wave and Terahertz Imaging and Technology*, Dec. 2004.
- [3] David M. Sheen, Douglas L. McMakin, Wayne M. Lechelt, and Jeffrey W. Griffin, "Circularly polarized millimeter wave imaging for personnel screening," in *Proc. SPIE Vol. 5789, Passive Millimeter-wave Imaging Technology VIII*, May 2005.
- [4] David J. Daniels and Nigel Hunt, "Hand-held microwave search detector," in Proc. SPIE Vol. 5403, Sensors, and Command, Control, Communications, and Intelligence (C3I) Technologies for Homeland Security and Homeland Defense III, Aug. 2004.

## VALUTAZIONE DI UN METODO ANALITICO PER LA SOLUZIONE DI PROBLEMI BIDIMENSIONALI DI SCATTERING ELETTROMAGNETICO INVERSO

M. Chiappe, G.L. Gragnani

Dipartimento di Ingegneria Biofisica ed Elettronica, Università di Genova Via Opera Pia 11A, 16145 Genova gragnani@dibe.unige.it

### Abstract

In the present paper an analytical approach to the problem of inverse electromagnetic scattering is studied. A two-dimensional problem is considered. The approach is based on the use of a closed-form singular value decomposition of the scattering integral operator to reconstruct the radiating components of the equivalent current density. This is the first step toward a more complete solution, that will account for the non-radiating currents, too, and will be used to compute also the dielectric features of the body under test. The method seems to perform well and its capabilities to reconstruct the radiating current are demonstrated by numerical simulations. Furthermore, by virtue of the closed-form formulation of the solution, results can be achieved in a very short computational time.

## INTRODUZIONE

Lo sviluppo dei sistemi di diagnostica non invasiva ha registrato, negli ultimi anni, un sempre crescente interesse. Accanto a metodologie ormai consolidate e comunemente impiegate in numerosi settori industriali, quali i raggi X e gli ultrasuoni, si stanno studiando e sviluppando tecniche innovative che presentano interessanti caratteristiche. Di queste fanno parte le tecniche elettromagnetiche, operanti a radiofrequenze e a microonde, che usano onde elettromagnetiche incidenti per illuminare scenari incogniti e desumere parametri fisico-geometrici dalle variazioni che la presenza degli oggetti (visti come discontinuità rispetto al mezzo di propagazione) apporta al campo elettromagnetico incidente.

Nel presente lavoro, il problema di scattering inverso viene chiaramente riformulato in termini di componenti radianti e non radianti delle correnti indotte dal campo incidente sullo scatteratore. In particolare viene presentata una soluzione in forma chiusa della corrente radiante. Il metodo risolutivo si basa sulla decomposizione in valori singolari dell'operatore di scattering [1-3]. Sebbene il lavoro sia ancora ad uno stadio preliminare, numerose simulazioni numeriche effettuate mostrano che il metodo ha buone capacità di ricostruzione delle correnti radianti.

## IL SISTEMA SINGOLARE DELL'OPERATORE DI SCATTERING

In questo lavoro è stato considerato il caso bidimensionale. In particolare, sono state fatte le ipotesi di oggetto cilindrico infinito e uniforme lungo l'asse z, avente la sezione trasversale di forma arbitraria e non omogenea illuminato da un'onda elettromagnetica incidente di tipo traverso magnetico (TM). L'oggetto scatteratore è posizionato in un dominio di indagine  $V_{ind}$  costituito di un mezzo omogeneo di *background*, caratterizzato da permettività dielettrica  $\epsilon = \epsilon_0$  e permeabilità magnetica  $\mu = \mu_0$  note. Inoltre si è definito un dominio di osservazione D che rappresenta la regione contenente l'insieme dei punti in cui i sensori effettuano le misure di campo elettrico.
Considerando l'equazione che modella il problema di scattering bidimensionale considerato, si può esprimere il campo elettrico scatterato come:

$$E_{scatt}(\mathbf{r}) = E_{tot}(\mathbf{r}) - E_{inc}(\mathbf{r}) = j \frac{k^2}{4} \int_{V_{ind}} \tau(\mathbf{r'}) E_{tot}(\mathbf{r'}) H_0^{(2)}(k|\mathbf{r} - \mathbf{r'}|) d\mathbf{r'}$$
(1)

 $E_{tot}$  è il campo elettrico totale,  $E_{inc}$  è il campo elettrico incidente,  $E_{scatt}$  è il dove: campo elettrico scatterato, misurato nel dominio di osservazione,  $\tau(\mathbf{r'}) = (\varepsilon_r(\mathbf{r'}) - 1)$  è il potenziale di scattering,  $H_0^{(2)}(k_0|\mathbf{r}-\mathbf{r'}|)$  è la funzione di Hankel di seconda specie e ordine zero,  $k=\omega\sqrt{\mu\varepsilon}$  è il numero d'onda del mezzo di propagazione con  $\omega$  la pulsazione di lavoro.

La (1) è un'equazione di tipo integrale di Fredholm di prima specie, non lineare. Infatti il campo elettrico totale all'interno dell'oggetto scatteratore  $E_{tot}$ , che moltiplica la funzione oggetto  $\tau$ , è incognito e dipende da  $\tau$  stesso.

Il problema inverso, consiste nel trovare la soluzione dell'equazione integrale non lineare e mal posta  $A_E \tau = E_{scatt}$  con  $A_E: V_{ind} \rightarrow D$  che dipende dal campo totale  $E_{scatt}$  ed è definito come segue:

$$A_{E}(\cdot) = j \frac{k^{2}}{4} \int_{V_{ind}} (\cdot) E_{tot}(\mathbf{r'}) H_{0}^{(2)}(k_{0}|\mathbf{r}-\mathbf{r'}|) d\mathbf{r'}$$
(2)

per i punti di misura sul dominio di osservazione.

Si definisce una sorgente equivalente  $P_{eq}(\mathbf{r}) = \tau(\mathbf{r}) \cdot E_{tot}(\mathbf{r})$  per  $\mathbf{r} \in V_{ind}$ . Tale sorgente equivalente tiene conto di entrambi i contributi radiante e non radiante della corrente indotta sullo scatteratore dal campo incidente  $P_{eq}(\mathbf{r}) = P_{eq}^{RAD}(\mathbf{r}) + P_{eq}^{NONRAD}(\mathbf{r})$ . Il problema diventa così lineare in  $P_{eq}$ ,  $A(P_{eq}(\mathbf{r}')) = E_{scatt}(\mathbf{r})$ , con operatore di

scattering A:

$$A(\cdot) := j \frac{k^2}{4} \int_{V_{ind}} (\cdot) H_0^{(2)} (k_0 | \mathbf{r} - \mathbf{r'} |) d\mathbf{r'}$$
(3)

E quindi possibile riscrivere l'equazione (1) nel modo seguente

$$E_{scatt}(\mathbf{r}) = \frac{k^2}{4} \int_{V_{ind}} P_{eq}(\mathbf{r'}) H_0^{(2)}(k|\mathbf{r} - \mathbf{r'}|) d\mathbf{r'}$$
(4)

Utilizzando il teorema di Picard [4-5] è possibile scrivere la soluzione per il contributo radiante della sorgente equivalente dall'equazione precedente nella forma seguente:

$$P_{eq}^{RAD}(\mathbf{r}) = \sum_{\mu=1}^{\infty} \frac{1}{\sigma_{\mu}} < E_{scatt}, w_{\mu} > \phi_{\mu}$$
(5)

dove  $|w_{\mu}, \phi_{\mu}; \sigma_{\mu}|$  è il sistema singolare dell'operatore A. Per poter calcolare  $P_{eq}^{RAD}(\mathbf{r})$  è dunque necessario calcolare il sistema singolare dell'operatore A.

Valutando l'operatore aggiunto  $A^*$  e back-propagando  $E_{scatt}(\mathbf{r})$ , è possibile ottenere la decomposizione in valori singolari dell'operatore A. Si ipotizzi inoltre che, per quanto riguarda il campo scatterato sul dominio circolare delle misure D, esso si possa espandere in una serie di armoniche circolari ortonormali del tipo:

$$E_{scatt}(R,\theta) = \sum_{\kappa=-\infty}^{+\infty} \alpha_{\kappa} \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} e^{j\kappa\theta}$$
(6)

Per l'operatore A si ottiene la seguente decomposizione in valori singolari  $|\omega_{\mu}, \phi_{\mu}; \sigma_{\mu}|$ , nell'ipotesi che il mezzo di propagazione sia privo di perdite:

$$\sigma_{\mu} = \frac{k^2 \pi \sqrt{R}}{2} |H_{\mu}^{(2)}(kR)| \sqrt{I_{\mu}^{(1)}(kR)}$$
(7)

$$\omega_{\mu}(R,\theta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} e^{j\mu\theta}$$
(8)

$$\phi_{\mu}(r,\theta) = j \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{H_{\mu}^{(1)}(kR) J_{\mu}(kr)}{|H_{\mu}^{(2)}(kR)| \sqrt{|I_{\mu}^{(1)}(kR)|}} e^{j\mu\theta}$$
(9)  
dove  $I_{\mu}^{(1)}(kR) = \int_{0}^{R} r |J_{\mu}(kr)|^{2} dr$ .

Sostituendo il sistema singolare di *A* nell'equazione (7), si deduce infine la forma chiusa per la sorgente equivalente di tipo radiante:

$$P_{eq}^{RAD}(\mathbf{r}) = \frac{j}{k^2 \pi^2 R} \sum_{\mu = -\infty}^{\infty} \frac{1}{\left\{ H_{\mu}^{(2)}(kR) \right\} \sqrt{\left\{ I_{\mu}^{(1)}(kR) \right\}}} \cdot \int_{0}^{2\pi} E_{scatt}(\theta) e^{-j\mu\theta} d\theta \frac{H_{\mu}^{(1)}(kR) J_{\mu}(kr)}{|H_{\mu}^{(2)}(kR)| \sqrt{|I_{\mu}^{(1)}(kR)|}} e^{j\mu\theta} =$$

$$= \frac{2j}{k^2 \pi R} \sum_{\mu = -\infty}^{\infty} c_{\mu} \frac{H_{\mu}^{(1)}(kR) J_{\mu}(kr)}{|H_{\mu}^{(2)}(kR)|^2 |I_{\mu}^{(1)}(kR)|} e^{j\mu\theta}$$
(10)

dove  $c_{\mu} = \frac{1}{2\pi} \int E_{scatt}(\theta) e^{-j\mu\theta} d\theta$  è il  $\mu$ -esimo coefficiente di Fourier di  $E_{scatt}$ rispetto a  $\theta$ . Si poti che il contributo di sergente denominato radionte  $P^{RAD}(\mathbf{r})$  è

rispetto a  $\theta$ . Si noti che il contributo di sorgente denominato radiante  $P_{eq}^{RAD}(\mathbf{r})$  è correlato ai valori singolari dell'operatore di scattering. In realtà, la natura stessa dell'operatore A è tale da avere un elevato numero di valori singolari molto prossimi a zero. Tali valori giocano quindi un ruolo "quasi non radiante" sebbene essi siano legati al contributo radiante della corrente. Ciò comporta una instabilità della soluzione e, per ovviare a tale problema, si è scelto di prendere in considerazione una soluzione troncata che tiene conto solo dei valori singolari maggiori di un'opportuna soglia. In tali ipotesi sono state effettuate numerose simulazioni numeriche, alcuni esempi delle quali sono mostrati nella sezione successiva.

#### **RISULTATI NUMERICI**

Sono state eseguite numerose simulazioni al fine di testare il metodo proposto. I dati di campo scatterato utilizzati sono di tipo sintetico ottenuti tramite un simulatore numerico di sistema multivista. Fissati il raggio del dominio di indagine e le caratteristiche dielettriche dell'oggetto, sono state fatte variare la frequenza di lavoro e la posizione dell'oggetto all'interno del dominio. Come è mostrato in Fig. 1 la zona in cui è presente l'oggetto è caratterizzata dalla presenza di correnti radianti non nulle. Grazie alle correnti radianti così ottenute, è quindi possibile localizzare l'oggetto non noto all'interno di un dominio finito mentre ne rimane ancora imprecisa la determinazione della forma. In Fig. 1.a la ricostruzione è stata relativa ad un cilindro dielettrico ( $\epsilon$ =3.5) centrato in (0.2 m, 0.6 m) alla frequenza di 900 MHz mentre in Fig. 1.b si possono vedere i contributi radianti della sorgente equivalente a due oggetti cilindrici presenti nel dominio di

indagine ( $\epsilon_1$ =3.5;  $\epsilon_2$ =4.5) centrati rispettivamente in (0.2 m,0.6m) e (0.4 m, 0.4 m) alla frequenza di 900 MHz.



Fig.1: Ampiezza normalizzata della sorgente equivalente P(x,y), a f=900 MHz. Raggio della regione di indagine pari a 1 m. a: oggetto centrato in (0.2 m, 0.6 m) con  $\varepsilon$ =3.5. b: oggetti centrati in (0.2 m, 0.6 m) e (0.4 m, 0.4 m) con  $\varepsilon_1$ =3.5 e  $\varepsilon_2$ =4.5.

#### CONCLUSIONI

In questo lavoro sono stati presentati i primi risultati relativi allo studio di un metodo analitico per i problemi di scattering elettromagnetico inverso. La decomposizione in valori singolari dell'operatore di scattering viene utilizzata, tramite il teorema di Picard, per ottenere il contributo radiante della sorgente equivalente, precedentemente introdotta per ricondursi ad un problema lineare. Le numerose simulazioni effettuate hanno evidenziato che la ricostruzione delle correnti radianti fornisce informazioni affidabili sulla localizzazione dello scatteratore incognito. Futuri sviluppi di questo studio saranno dedicati alla ricerca di un'espressione in forma chiusa per le correnti non-radianti, indispensabili per un'accurata determinazione delle caratteristiche dielettriche degli scatteratori.

#### BIBLIOGRAFIA

- S. Caorsi, G. L. Gragnani, *Inverse-scattering method for dielectric objects based on the* reconstruction of the nonmeasurable equivalent current density, Radio Science, vol. 34, pp. 1-8, 1999.
- [2] H. Abdullah, A. K. Louis, *The approximate inverse for solving an inverse scattering problem for acoustic waves in an inhomogeneous medium*, Inverse Problems, vol. 15, pp. 1213-1229, 1999.
- [3] D. G. Dudley, T. M. Habashy, E. Wolf, *Linear Inverse Problems in Wave Motion: Nonsymmetric First-Kind Integral Equations*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 48, pp. 1607-1617, 2000.
- [4] M. Abramowitz, I. A. Stegun, *Handbook of mathematical functions*, Dover Publications, New York, 1972.
- [5] D. Colton, R. Kress, *Inverse Acoustic and Electromagnetic Scattering Theory*, Springer, Berlin, 1992.

# TOMOGRAFIA A MICROONDE PER UNA APPLICAZIONE DI DIAGNOSTICA NON-INVASIVA NELL'INDUSTRIA DEL LEGNO

A. Salvadè,<sup>1</sup> M. Pastorino,<sup>2</sup> R. Monleone,<sup>1</sup> T. Bartesaghi,<sup>1</sup> F. Caprile,<sup>1,2</sup> G. Bozza,<sup>2</sup> A. Randazzo<sup>2</sup>

 <sup>1</sup>Department of Technology and Innovation, University of Applied Sciences of Southern Switzerland (SUPSI), Via Cantonale, 6928 Manno, Switzerland. Phone: +41 58 6666511 Fax: +41 58 6666517 e-mail: {andrea.salvade, ricardo.monleone, francesco.caprile, thomas.bartesaghi}@supsi.ch
 <sup>2</sup>Department of Biophysical and Electronic Engineering, University of Genoa, Via Opera Pia 11A, 16145, Genova, Italy. Phone: +39 010 352242 Fax: +39 0103532245 e-mail: {bozza, pastorino, randazzo}@dibe.unige.it

#### Abstract

In this paper a tomographic approach for the nondestructive evaluation (NDE) of wood trunks is presented. An experimental set up that allows multiview bistatic measurements of field-scattered samples is described. Preliminary reconstructions of the dielectric permittivity and of the electric conductivity are obtained under TM illumination. The inversion of measured data is performed by means of an Inexact-Newton method using a truncated Landweber method to a obtain regularized solution of the arising inverse scattering problem.

# INTRODUZIONE

E' generalmente riconosciuto che le metodiche ed i sistemi per la diagnostica nondistruttiva e non-invasiva giocheranno un ruolo sempre maggiore nei processi industriali sia di controllo della qualità di manufatti e materiali sia di valutazione della vita residua di prodotti quali veicoli e apparati industriali [1][2].

Tale interesse per la diagnostica non-invasiva ha da anni guidato la ricerca di nuove soluzioni tecniche, spesso con l'obiettivo di ottimizzare le prestazioni diagnostiche nel rispetto di vincoli esterni, quali costi e portabilità dei sistemi. La banda delle microonde e delle radiofrequenze è da tempo utilizzata nei sistemi di NDT/NDE, sfruttando soprattutto metodiche basate sulla misura del coefficiente di trasmissione e di riflessione, anche se la comunità scientifica ha proposto anche configurazioni tomografiche che utilizzano le equazioni dello *scattering* elettromagnetico [3].

Come messo in evidenza in [4], uno dei settori in cui si può trarre beneficio dalle tecniche di *imaging* a microonde è quello della valutazione della qualità di tavole e manufatti in legno.

In questo lavoro si propone un sistema tomografico per il controllo dell'integrità e l'individuazione di difetti in tronchi e strutture in legno. A tal fine, dopo aver effettuato una serie dettagliata di simulazioni numeriche volte a determinare le caratteristiche di *scattering* delle strutture in esame e a individuare adeguate condizioni operative, è stato realizzato un set-up sperimentale, preliminarmente descritto in [5][6].

Per quanto riguarda l'algoritmo di inversione dei dati misurati, si è per ora valutato l'impiego di un metodo deterministico di tipo Inexact-Newton basato sulle proprietà regolarizzanti del metodo di Landweber troncato [7]. Tale scelta non è tuttavia da considerarsi definitiva: infatti, al fine di migliorare le prestazioni dell'algoritmo di inversione, si intende, quale sviluppo futuro, valutare l'applicazione di metodiche ibride che combinino tecniche deterministiche e tecniche stocastiche.

# **DESCRIZIONE DEL SET-UP SPERIMENTALE**

Il set-up sperimentale allestito, operante in banda L e illustrato in Figura 1, utilizza due antenne log-periodiche e un Network Analyzer (NWA) per generare, trasmettere, ricevere e misurare i segnali alle diverse frequenze.

Il sistema di illuminazione e misura ruota attorno all'oggetto sotto test al fine di ottenere misure bistatiche di campo diffuso. E' inoltre possibile ottenere il profilo esterno della sezione trasversale dell'oggetto sotto indagine mediante l'impiego di un radar a microonde di bassa potenza e corto raggio (non mostrato in Figura 1) seguendo un approccio a riflessione. La conoscenza della forma esterna dell'oggetto può essere efficacemente sfruttata in fase di inversione dei dati poiché costituisce un'utile informazione *a priori* che, come è ben noto, consente di ridurre le difficoltà connesse alla mal-posizione del problema elettromagnetico inverso. Una descrizione maggiormente dettagliata della metodica di ricostruzione della forma esterna del cilindro è riportata in [6].

Il sistema di illuminazione può essere posizionato a differenti distanze dal tronco in esame, che può a sua volta essere fatto ruotare attorno al proprio asse, consentendo l'acquisizione di dati in condizione di multi-illuminazione senza modificare la posizione dell'antenna trasmittente.



Figura 1 - Il set-up sperimentale per le misure di campo elettromagnetico diffuso

L'antenna ricevente può infatti essere posta in 37 posizioni angolarmente equispaziate su semi-circonferenze di diverso raggio.

La polarizzazione verticale delle antenne permette di ottenere, almeno in prima approssimazione, condizioni di illuminazione di tipo trasverso-magnetico (TM), per le quali il problema di *scattering* elettromagnetico inverso è ricondotto ad un problema scalare bidimensionale.

# PROCEDURA DI INVERSIONE DEI DATI

Per l'inversione dei dati si è impiegata una formulazione basata sulle equazioni integrali dello *scattering* elettromagnetico. In tale *framework*, i dati di *scattering* sono legati ai parametri dielettrici della sezione trasversale del cilindro da una relazione operatoriale di tipo

$$\mathbf{f}_{d} = \boldsymbol{\Psi} \{ \boldsymbol{\chi}, \mathbf{f} \}$$
(1)

dove, dopo la discretizzazione del modello continuo, **f** è il vettore numerico che contiene i valori del campo elettrico totale all'interno della sezione trasversale dell'oggetto, **f**<sub>d</sub> è il vettore numerico dei dati (campioni misurati del campo diffuso) e  $\chi$  contiene i valori incogniti della funzione contrasto (che dipende dalle proprietà dielettriche del materiale). Data la natura non-lineare e mal-posta del problema, alla (1) si associa la corrispondente equazione di stato per il campo interno (che risulta vincolato al campo elettrico incidente, che è quantità nota in ogni punto del piano trasversale). L'*inversione* contemporanea delle due equazioni è effettuata mediante un metodo di tipo Inexact-Newton composto da due cicli annidati. Ad ogni iterazione del ciclo esterno si linearizza l'equazione (1) utilizzando la derivata di Fréchet dell'operatore e, nel ciclo interno, l'equazione linearizzata viene risolta in modo regolarizzato per mezzo del metodo di Landweber troncato. Il metodo, descritto in maggiore dettaglio in [7], ha dimostrato, attraverso simulazioni numeriche, una notevole stabilità e robustezza ed è stato validato con successo utilizzando i dati sperimentali forniti dall'Istituto Fresnel di Marsiglia [8].

# **RISULTATI SPERIMENTALI PRELIMINARI E CONCLUSIONI**

Per la validazione sperimentale del set-up di misura e della procedura di inversione, si è considerata una trave di legno forata di sezione trasversale rettangolare (Figura 1). I lati della sezione trasversale misurano 11.7 e 7.8 cm.. Alla frequenza di lavoro la permettività dielettrica relativa e la conducibilità elettrica assumono valori di circa 2.2 e 0.04 S/m.. Il foro è di forma circolare con raggio  $R_f = 2$  cm. ed è stato praticato al centro della sezione.

I campioni di campo elettromagnetico (incidente e totale) sono stati misurati, come detto, in 37 punti angolarmente equispaziati su una semicirconferenza di raggio R = 0.5 m. per ciascuna delle 8 viste impiegate. L'antenna trasmittente è stata invece posizionata ad una distanza di 0.45 m. dall'asse della trave.

Nel caso considerato, l'algoritmo di inversione è stato inizializzato con una

distribuzione di permettività dielettrica complessa pari a quella del background ( $\varepsilon_r = 1, \sigma = 0$ ), senza cioé fare uso di alcuna informazione *a priori*. I risultati ottenuti impiegando una discretizzazione del dominio di indagine in 30 × 30 sottodomini quadrati ed eseguendo 50 iterazioni esterne e 20 iterazioni con il metodo di Landweber sono riportati in Figura 2. Tali risultati, ancorché preliminari, dimostrano la capacità dell'algoritmo di localizzare correttamente la trave e di ricostruirne in modo soddisfacente il profilo. Inoltre anche il foro è localizzato con accuratezza.

E' opportuno sottolineare la capacità di regolarizzazione della tecnica di inversione, che si è dimostrata robusta anche rispetto al rumore associato alle misure sperimentali.



Figura 2 – (a) Distribuzione delle permettività dielettrica relativa ricostruita. (b) Profilo della conducibilità elettrica [S/m] ricostruita (x = 0).

#### **RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI**

[1] R. Zoughi, *Microwave Nondestructive Testing and Evaluation*, Kluwer Academic Publishers, The Netherlands, 2000.

[2] M. Pastorino, "Inverse scattering procedures for active imaging systems at radiofrequencies and microwaves," in: D. Karras (Ed.), *Recent advances in applied signals, systems and image processing*, Spriger, in press.

[3] T. Isernia, V. Pascazio, R. Pierri, "A nonlinear inversion method in tomographic imaging", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 35, pp. 910-923, 1997.

[4] C. Pichot and J. C. Bolomey, "Contròle non-destructif par imagerie microonde active," Proc. Journées Internationales de Nice sur les Antennes (JINA), Nice, France, 8-10 November 1988, pp. 485-489.

[5] E. Heinzelmann, A. Salvadè, R. Monleone, "Wavetester, die nicht invasive Schnüffelnase", *Technische Rundschau*, vol. 17, p. 50, 2004.

[6] A. Salvadè, M. Pastorino, R. Monleone, A. Randazzo, "A new microwave axial tomograph for the inspection of dielectric materials," Proc. 2006 IEEE Int. Workshop on Imaging Systems and Techniques (*IEEE IST06*), Minori, Costiera Amalfitana, Italy, April 29, 2006.

[7] M. Pastorino, A. Salvadè, R. Monleone, A. Randazzo, "A microwave axial tomograph: Experimental set up and reconstruction procedure," Proc. 2006 IEEE Instrum. Meas. Technol. Conf. (*IEEE IMTC/2006*), Sorrento, Italy, 24-27 April 2006.

[8] C. Estatico, G. Bozza, A. Massa, M. Pastorino, A. Randazzo, "A two-step iterative Inexact-Newton method for electromagnetic imaging of dielectric structures from real data," *Inverse Problems*, special session on "Testing Inversion algorithms against experimental data: Inhomogeneous Targets", vol. 21, no. 6, pp. S81-S94, Dec. 2005.

# GRIGLIE SEMANTICHE PER LA PROGETTAZIONE DI SCHIERE DI ANTENNE AD APERTURA

A. Esposito, S. Luceri, L. Tarricone, L. Vallone, M. Vallone

Dipartimento di Ingegneria dell'Innovazione, Università di Lecce Via Monteroni, 73100 Lecce luciano.tarricone@unile.it

#### Abstract

This paper proposes a novel architecture for Computer Aided Engineering (CAE) of rectangular aperture arrays, which takes advantage of semantic grid computing technologies. The architecture implements a service oriented framework, where CAE applications are built up at run time, by exploiting remote services through the grid. The identification, localization and composition of remote services is simplified by semantic facilities, centered around a CAE ontology, which provides a structured, conceptual representation of hardware and software resources. The architecture is validated against a prototype implemented in a departmental grid. Results demonstrate the semantic grids amenability to match cooperation requirements in CAE of microwave circuits and antennas, up to the automatic generation of design tools, attained by integrating electromagnetic software available through the Web.

# **1. INTRODUZIONE**

Numerosi problemi in ambito elettromagnetico (EM) richiedono elevata potenza computazionale e l'integrazione di competenze eterogenee per poter essere efficacemente affrontati e risolti. Come dimostrato in [1], la tecnologia che sembra essere in grado di rispondere a tali requisiti é quella delle griglie computazionali (GCs). Essa permette di accedere ad una rete di computer come se fosse un unico sistema virtuale, permettendo così la condivisione di risorse hardware e software potenzialmente distribuite ed eterogenee. Una recente evoluzione delle GCs è rappresentata dalle griglie orientate a servizi e dalle griglie semantiche (GSs). Le prime uniscono ai benefici delle GCs le proprietà dei servizi Web, rendendo possibile l'accesso alle risorse di griglia tramite interfacce standard. Le seconde aggiungono flessibilità all'ambiente di griglia fornendo una descrizione strutturata delle risorse (ontologia), comprensibile sia dagli utenti che da "agenti" software. In questo modo, molte attività, quali la localizzazione delle risorse necessarie per la risoluzione di un problema, la loro combinazione in maniera appropriata e l'accesso alle loro funzionalità sono notevolmente facilitate, se non completamente automatizzate.

Un esempio di problema EM in grado di trarre beneficio dalle tecnologie di GCs e GSs è il Computer Aided Engineering (CAE) di schiere di antenne ad apertura. Come già dimostrato in numerosi lavori [1-3], si tratta di un problema complesso e multidisciplinare la cui risoluzione necessita sia di notevole potenza computazionale che dell'integrazione di competenze eterogenee. Un approccio efficace al problema é allora quello di suddividerlo in "task" più semplici e demandarne la soluzione a gruppi di ricerca specializzati. Le soluzioni sviluppate verranno poi opportunamente aggregate per giungere alla soluzione del problema complessivo. Nel presente lavoro viene descritto un "ambiente di cooperazione", basato sulla tecnologia delle GCs e GSs, per la soluzione del CAE di array di antenne ad apertura. Tale ambiente consente di riutilizzare codici preesistenti per la soluzione dei problemi elementari in cui il problema CAE può essere suddiviso, e di integrare gli stessi all'interno di un unico flusso di lavoro. Le Sezioni 2 e 3 descrivono rispettivamente l'architettura del sistema e il prototipo implementato presso l'Università di Lecce. La Sezione 4 spiega come dei componenti applicativi già sviluppati sono incapsulati in servizi Web. La Sezione 5 propone una breve descrizione dell'ontologia. La Sezione 6 sintetizza alcuni casi utente sviluppati allo scopo di validare il sistema mentre la Sezione 7 trae delle brevi conclusioni.

# 2. ARCHITETTURA DEL SISTEMA

In figura 1 è descritta l'architettura a livelli del sistema implementato. Lo strato inferiore include le risorse hardware e software. Esse sono situate su macchine connesse in rete, eventualmente appartenenti a domini amministrativi diversi. A questo strato appartengono anche i moduli CAE, che sono opportunamente incapsulati in servizi invocabili via rete. Lo strato denominato "middleware di griglia" contiene gli strumenti necessari per accedere alle risorse distribuite. Lo strato "semantico" permette di memorizzare, amministrare e gestire la conoscenza condivisa sulle risorse della griglia: esso contiene una descrizione strutturata (ontologia) dei servizi disponibili e delle loro proprietà e uno strumento (reasoner) in grado di inferire nuova conoscenza a partire da quella esplicitamente rappresentata nell'ontologia.

# 3. IL PROTOTIPO

L'architettura descritta nella sezione precedente e' stata implementata in una GC dipartimentale, con il Toolkit di Globus (GT), versione 4 [4]. L'applicazione CAE è stata frammentata in quattro task autonomi, da eseguire in sequenza. La validità e universalità di tale suddivisione è stata già dimostrata in numerosi lavori precedenti [2], ove gli autori hanno ampiamente argomentato sui meccanismi fondamentali per individuare i blocchi base comuni a ciascuna applicazione CAE per le schiere di antenne ad apertura. I servizi CAE in grado di risolvere i quattro task sono stati realizzati a partire da moduli applicativi già disponibili, che si suppone comunichino via file. L'ontologia e' stata sviluppata nel linguaggio OWL, a partire dall'ontologia astratta OWL-S e con l'ausilio dell'interfaccia grafica Protégé. Come reasoner abbiamo usato Pellet, un potente strumento di dominio pubblico in grado di interagire con Protégé.

# 4. CAE ORIENTATO A SERVIZI

GT assume che i servizi siano implementati in linguaggio Java. Noi supporemo invece che i moduli CAE siano stati sviluppati in un linguaggio compilato, come il C o il Fortran. Tale assunzione deriva da due considerazioni: a)questi linguaggi sono ancora ampiamente diffusi in ambito scientifico; b)i tradizionali linguaggi compilati sono più veloci del bytecode Java. Al fine di ovviare a tale problema si è fatto ricorso alla libreria JNI, tramite cui i codici nativi sono stati prima incapsulati in librerie dinamiche e poi, come tali, caricati all'interno di metodi Java. Una volta realizzate le classi Java, esse sono state incapsulate in altrettanti servizi Web, attraverso la scrittura dei "files di corredo" dei servizi Web, tra cui il file WSDL, e la realizzazione della fase di "deployment", ossia di installazione e pubblicazione dei servizi nell'ambiente di griglia.

# **5. L'ONTOLOGIA**

Nei prossimi sottoparagrafi, verranno descritte le componenti principali dell'ontologia CAE implementata [5]. Per facilitarne la comprensione, l'ontologia è stata divisa in tre

parti. La prima ("localizzazione dei servizi CAE") descrive le componenti che supportano il processo di individuazione dei servizi. La seconda ("composizione dei servizi CAE") descrive le componenti che permettono la costruzione di meta-servizi. La terza ("invocazione dei servizi CAE") tratta delle entità a supporto dell'invocazione automatica dei servizi CAE.

# 5.1 Localizzazione dei servizi CAE

Il cuore dell'ontologia CAE descrive i vari approcci e metodologie per la progettazione di antenne ad apertura. Ad esempio, è noto come due approcci fondamentali permettono lo studio dell'accoppiamento mutuo tra le aperture: il primo utilizza la trasformata di Fourier (SP), il secondo e' basato sulla trasformata di Lewin. Entrambi gli approcci, poi, possono avere due tipi di formulazione. La prima adotta modi in guida d'onda (WG) per espandere i campi sulle aperture, l'altra ricorre ad altre funzioni (come, ad esempio, i polinomi di Gegenbauer). Tale modello e' stato rappresentato nell'ontologia CAE tramite la definizione di classi opportune in grado di rappresentare tali concetti, l'utilizzo dei meccanismi di ereditarietà tipici delle ontologie e l'applicazione di operatori quali quelli di unione e intersezione.

# 5.2 Composizione dei servizi CAE

OWL-S permette di codificare il concetto di "meta-servizi", vale a dire di servizi composti ottenuti dall'aggregazione di servizi elementari. Ciò viene effettuato associando a ciascun servizio una classe che ne descriva il "processo", ossia che ne descriva il funzionamento. Un servizio elementare sarà descritto da un processo "atomico", ossia da un processo invocabile direttamente. Dalla combinazione di processi atomici (in parallelo, in sequenza, ecc.) si ottengono invece i processi "composti". I processi composti sono utilizzati per descrivere i meta-servizi. Nell'ontologia CAE tali classi sono state usate per codificare il concetto di servizio composto CAE come sequenza ordinata di processi atomici.

# 5.3 Invocazione dei servizi CAE

Una volta che i servizi sono stati individuati e aggregati, essi devono essere invocati. Per effettuare anche questo passo in modalità automatica è necessaria una completa definizione dei dettagli relativi alla modalità di accesso (ossia dei protocolli, formati dei messaggi, ecc.) agli stessi. OWL-S fornisce a tal fine una serie di classi che fanno esplicito riferimento al file WSDL del servizio. Tali classi sono state personalizzate nell'ontologia CAE per rappresentare la modalità di invocazione dei servizi implementati.

# 6. VALIDAZIONE DELL'ARCHITETTURA

Al fine di validare l'architettura proposta sono state realizzate una serie di applicazioni client in grado di simulare la varie fasi di interazione dell'utente con il sistema. In sostanza, sono state simulate le fasi di localizzazione, orchestrazione e invocazione automatica dei servizi CAE. Nella fase di localizzazione, l'utente contatta l'ontologia ed il reasoner per trovare i servizi in rete: ciò è stato realizzato attraverso la API OWL di Protegè, che fornisce costrutti per aprire l'ontologia, contattare il reasoner e effettuare domande. La fase di orchestrazione è stata implementata con la API di OWL-S che permette di creare nuove descrizioni di servizi da programma, di modo che una volta che i servizi elementari sono stati individuati, un nuovo servizio composto viene

definito ed aggiunto all'ontologia. Infine, l'invocazione automatica è stata realizzata attraverso l'interrogazione delle classi OWL-S preposte alla descrizione delle caratteristiche di interfaccia dei servizi e dalla lettura ed interpretazione del file WSDL associato. L'invocazione del servizio è stata effettuata infine utilizzando la Dynamic Invocation Interface (DII), che consente di definire le operazioni del servizio da invocare in fase di esecuzione piuttosto che in fase di compilazione.

# 7. CONCLUSIONI

La ricerca effettuata ha permesso di dimostrare che le GSs permettono 1) la semplice integrazione di codici eterogenei in un singolo sistema 2) l'invocazione automatica di componenti applicativi basata sui requisiti del problema. Grazie all'infrastruttura creata, il ricercatore identifica le componenti applicative, le aggrega per costruire una "meta-applicazione" e le invoca. Inoltre l'infrastruttura e' notoriamente un ambiente a basso costo per applicazioni con cospicui requisiti computazionali. In altre parole, le GSs permettono, in un solo colpo, di soddisfare sia i requisiti di cooperazione sia quelli di calcolo ad alte prestazioni.



Figura 1 Architettura del sistema.

#### Ringraziamenti

Questo lavoro è stato finanziato dal progetto CRAFT "Computing on Demand for Electromagnetic Software" (CODES), nell'ambito del Sesto Programma Quadro (FP6) dell'Unione Europea.

# Riferimenti

- A. Esposito, L. Tarricone, "Grid Technology for Computational Electromagnetics: a Beginner's Guide with Applications", IEEE Antennas and Propagation Magazine, 45, 2, 2003, pp.91--99
- [2] Tarricone L., et al., 2001 "A Parallel Framework for the Analysis of Metal-flanged Rectangular-aperture Arrays", IEEE Trans. Ant. Prop., pp. 1479-1484, Oct. 2001.
- [3] L.Tarricone, A.Esposito "Grid Computing for EM" Artech House 2004
- [4] The Globus Toolkit http://www.globus.org
- [5] A.Esposito, L.Tarricone, Eds. "Advances in Information Technologies for Electromagnetics", Springer, 2006.

# MODELLI A LINEE DI TRASMISSIONE PER ANTENNE A MEANDRO

M. Bozzetti, G. Calò, A. D'Orazio, M. De Sario, M. Gallo, L. Mescia, V. Petruzzelli, F. Prudenzano\*

Dipartimento di Elettrotecnica e di Elettronica, Politecnico di Bari via Re David 200, 70124 Bari - <u>bozzetti@poliba.it</u> \* Dipartimento di Ingegneria dell'Ambiente e per lo Sviluppo Sostenibile, Politecnico di Bari, Viale del Turismo 8, 74100 Taranto

### Abstract

Nowadays valuable and efficient numerical methods allow an empirical approach in the design of antennas for high-frequency wireless communication systems. Generally these numerical techniques apply either time- or frequency-domain algorithms demanding high computational efforts and long-time processing. The commonly adopted approach consists in rendering a real or virtual path for the current flux equal to  $\lambda_g/4$  (resonance condition) after a number of consecutive trials and verifications. However, the initially assumed geometrical configuration can strongly affect the numerical convergence efficiency. With reference to a meander antenna, this paper highlights the computational improvement achievable by applying a transmission line model to the definition of an initial geometry, to be numerically optimized, the sizes of which are nearly the final ones.

# INTRODUZIONE

In linea generale un procedimento di miniaturizzazione consiste nel giungere ad adattare antenne corte [1, 2], qualunque siano le geometrie di partenza e le metodologie matematiche alla base delle successive manipolazioni [3-5].

In passato, l'interesse verso la miniaturizzazione delle dimensioni canoniche (tipicamente multipli di  $\lambda_g/4$ ) delle antenne è stato generalmente episodico; ciò verosimilmente è successo perché qualunque tentativo di ridurre le dimensioni fisiche di un'antenna comporta un deterioramento delle prestazioni in termini di banda, efficienza e diagrammi di radiazione. Negli ultimi anni, invece, si manifesta una inversione di tendenza a causa della richiesta di dimensioni sempre più piccole per gli apparati di telecomunicazioni wireless; è evidente infatti l'interesse verso la miniaturizzazione delle antenne le cui dimensioni limitano senza dubbio il fattore di integrazione dei circuiti costituenti tali apparati. D'altra parte per molte applicazioni di telecomunicazioni wireless (esempio: implementazione su scheda) il deterioramento delle prestazioni in termini di banda, efficienza e diagrammi di irradiazione derivante dall'accorciamento delle antenne, può non essere un problema poiché non si richiedono grandi prestazioni.

Allo stato attuale la disponibilità di potenti mezzi di calcolo in grado di implementare efficaci metodi numerici costituisce una grande facilitazione per il progettista di apparati TLC wireless: la tecnica largamente usata del caricamento reattivo dell'antenna ottenibile tramite il suo ripiegamento può essere estesa ad antenne stampabili sulla scheda di supporto degli apparati di elaborazione. Nonostante tali facilitazioni consentano di ottenere buoni risultati finali anche a partire da geometrie di partenza non ben definite dal punto di vista elettromagnetico, spesso è utile disporre di un modello rappresentativo della struttura radiante allo scopo di contribuire alla impostazione

iniziale del progetto dell'intero apparato ed allo scopo di organizzare le risorse economiche e di tempo per lo sviluppo successivo.

Tra le varie geometrie di antenne, quelle "a meandro" sono suscettibili di rappresentazione con circuiti equivalenti che facilitano l'impostazione per l'analisi e la sintesi. In questo lavoro si intende illustrare l'aiuto fornito dall'uso di uno di tali modelli circuitali confrontando le sue previsioni con i risultati ottenibili da simulazioni di tipo "full wave" (in particolare, il metodo F.I.T. – Finite Integretation Technique).

### MODELLO A LINEA DI TRASMISSIONE PER STRUTTURE A MEANDRO

Una antenna stampata, di interesse per diverse applicazioni wireless, é mostrata in Fig.1. L'antenna a meandro è stampata sulla stessa faccia del piano di massa di una board in FR4 i cui circuiti attivi sono posizionati sull'altra faccia. L'antenna, più correttamente, sarebbe da considerare come un dipolo asimmetrico; in questo lavoro tuttavia si tenta la costruzione di un modello circuitale corrispondente ad un monopolo su piano di massa, e, dunque, ad un dipolo equivalente simmetrico.

La condizione di risonanza viene individuata tramite l'annullamento della reattanza di ingresso della linea di trasmissione equivalente.



Fig. 1: Monopolo a meandro su substrato dielettrico.

L'altezza "b" di ciascun meandro ed il numero dei meandri sono legati alla lunghezza del monopolo L<sub>ax</sub> dalla relazione geometrica  $L_{ax} = (2n+1)b$ .

Alla linea di trasmissione equivalente si attribuisce una impedenza caratteristica pari a:

$$Z_c = 120 \left\lceil \ln \left( 8L_{ax}/a \right) - 1 \right\rceil$$

La linea di trasmissione si considera caricata periodicamente, con periodo pari a "b", da reattanze " $X_m$ " rappresentative dei semimeandri. Per la valutazione di " $X_m$ " ciascun semimeandro viene considerato come un tronco di linea di trasmissione con impedenza caratteristica pari a  $Z_{cm} = 120 \ln (b/a)$ .

Si considera una lunghezza pari a w/2 nonchè un carico terminale di tipo induttivo  $L_{sc}$  ed il suo allungamento equivalente dati da [1]:

$$L_{sc} = 2 \cdot 10^{-7} b \Big[ \ln \big( 8b/a \big) - 1 \Big]; \qquad L_{all} = arctg \big( \omega L_{sc} / Z_{cm} \big) \Big/ \Big( 2\pi \sqrt{\varepsilon_{r_{eff}}} \Big)$$

In definitiva, posto  $\varepsilon_r = 1$ , ciascun semimeandro viene considerato come un carico reattivo di reattanza pari a  $X_m = Z_{cm} tg \left(2\pi \sqrt{\varepsilon_{r_{eff}}} \left(w/2 + L_{all} - a/2\right)\right)$ .

Dal modello per radiazione nello spazio libero viene dedotto il modello per radiatori stampati su substrato dielettrico, semplicemente considerando la permittività  $\varepsilon_r$  del substrato e sostituendo la reattanza equivalente a ciascun meandro nello spazio libero

con quella di ingresso di una linea coplanare, avente strisce di larghezza "a" distanti "b"; per tale struttura l'impedenza caratteristica  $Z_{cm} = Z_{cps} = \left( Z_0 / \sqrt{\varepsilon_{r_{eff}}} \right) \left( K(k) / K(k') \right)$ 

è fornita in termini di integrali ellittici completi di primo ordine [2]. Il modello adottato è lo stesso valido per lo spazio libero. Si precisa che la presenza del substrato FR4 ( $\varepsilon_r \neq$ 1) viene messa in conto esclusivamente dalle reattanze di carico X<sub>m</sub>. Quindi, alla linea di trasmissione rappresentativa dell'antenna viene attribuita, anche nel caso di antenna su substrato, l'impedenza caratteristica corrispondente allo spazio libero [1].

Il modello consente, con un sforzo computazionale irrilevante, di individuare, in prima approssimazione, la lunghezza di risonanza in funzione dei parametri geometrici dell'antenna (analisi), come anche di facilitare la soluzione del problema inverso (sintesi). Tale seconda possibilità è di interesse lì dove esigenze esterne impongono limiti iniziali alle dimensioni di ingombro dell'antenna.

Per testare la validità del modello sono state effettuate simulazioni di tipo "full wave" per alcune antenne dimensionate in accordo ai risultati del modello stesso; ai fini del test, il parametro più significativo in uscita dalle simulazioni è lo scostamento della frequenza di risonanza dal valore preimpostato (2.45 GHz).

# RISULTATI

La Fig. 2, per b = w, riporta l'andamento della lunghezza di risonanza in funzione di  $a/\lambda$  per radiazione nello spazio libero fornito dal modello. E' evidente la possibilità di ottenere sensibili riduzioni della lunghezza di risonanza  $L_{ax}$  rispetto a monopoli rettilinei. Il grafico mostra una sufficiente stabilità rispetto alle variazioni del raggio "a" del filo.

La Fig. 3 si riferisce ad antenne stampate su substrato in FR4 con permittività relativa  $\varepsilon_r = 3.8$  e spessore s = 1.0 mm. Essa rappresenta l'andamento della lunghezza di risonanza normalizzata in funzione del coefficiente di forma dei meandri w/b; il parametro impiegato per ottenere le diverse curve è la stessa lunghezza normalizzata del meandro. E' ben evidente che il modello a linea di trasmissione indica la possibilità di ottenere lunghezze di risonanza contenute.

Per i più alti valori del fattore di forma w/b, la Fig. 3 sembra indicare la possibilità di notevoli riduzioni della lunghezza di risonanza; strutture risonanti a meandro con grandi valori del coefficiente di forma comportano però un numero elevato di meandri. Si evidenzia, inoltre, che con le simulazioni di tipo "full wave", nel caso di elevati valori del coefficiente di forma (w/b = 4 e w/b = 2), si hanno frequenze di risonanza sufficientemente discoste dal dato di progetto pari a 2.45 GHz. Sostanzialmente dalle simulazioni emerge l'impossibilità, per grandi valori di w/b, di giungere alla risonanza. Si deduce, dunque, che per tali condizioni il modello è inefficace e ciò per varie cause (ad esempio, il modello non considera gli accoppiamenti capacitivi tra meandri, il dipolo asimmetrico non è ben rappresentato dal monopolo su piano di massa, ecc.).

Per valori del coefficiente di forma w/b poco discosti dall'unità (w/b =1 e w/b =1.4) la Fig. 3 indica accorciamenti ancora significativi, anche se non eccessivi, della lunghezza di risonanza. Nella Tab. I, per tali valori del coefficiente di forma, sono indicate le frequenze di risonanza fornite dalle simulazioni "full wave". L'esame dei dati della Tab. I, pur mostrando che il modello a linea di trasmissione tende a sovrastimare la lunghezza di risonanza, evidenzia l'utilizzabilità del modello stesso poiché dai valori iniziali da esso forniti per l'altezza b del meandro si giunge a quelli finali con

accorciamenti contenuti entro il 20% Partendo, dunque, dai dati forniti dal modello, possono essere sufficienti due – tre tentativi per giungere ai dati definitivi di progetto.

	w/b=1.4						w/b=1							
		modello		1° tentativo		2° tentativo			modello		1° tentativo		2° tentativo	
$w/\lambda$	n	$L_{ax}/\lambda$	fr sim.	$L_{ax}/\lambda$	fr sim.	$L_{ax}/\lambda$	fr sim.	n	$L_{ax}/\lambda$	fr sim.	$L_{ax}/\lambda$	fr sim.	$L_{ax}/\lambda$	fr sim.
			[GHz]		[GHz]		[GHz]			[GHz]		[GHz]		[GHz]
0.029	3	0.158	2.26	0.137	2.54	0.143	2.448	2	0.155	2.43	-	-	-	-
0.025	4	0.177	2.13	0.154	2.40	-	-	3	0.189	2.14	0.160	2.446	-	-
0.021	5	0.185	2.12	0.162	2.37	0.157	2.430	3	0.160	2.45	-	-	-	-
0.017	6	0.180	2.23	0.159	2.49	-	-	4	0.169	2.41	-	-	-	-

Tab. I: Frequenze di risonanza calcolate con il metodo FIT



Fig.2: Modello a linea di trasmissione in assenza di substrato per w/b = 1.



Fig.3: Modello a linea di trasmissione per antenna su substrato ( $\varepsilon_r$ =3.8, s = 1.0 mm) x =w/ $\lambda$ .

#### CONCLUSIONI

In questo lavoro è stato proposto un modello a linee di trasmissione per antenne a meandro che consente di definire la geometria iniziale dell'antenna da sottoporre al successivo procedimento di ottimizzazione numerica. L'utilizzo di un modello circuitale consente di velocizzare il progetto configurando e conformando l'elemento di partenza secondo dimensioni e parametri molto vicini a quelli finali assicurando la convergenza in sole due o tre iterazioni.

#### **BIBLIOGRAFIA**

- [1] C.W.Harrison, "Monopole with inductive loading", IEEE Trans. Antennas Propagation Vol AP-11,pp 394-400, 1963.
- [2] R.C. Hansen, "Efficiency and matching tradeoffs for inductively loaded short antennas", IEEE Trans. Commun., vol. COM-23, pp 430-435, 1975.
- [3] H.Nakano, H. Tagami, A.Yoshizawa, and J. Yamauchi, "Shortening ratio of modified dipole antennas", IEEE Trans. Antennas Propagation, Vol. AP-32, pp. 385-386, 1984.
- [4] J. Rashed and C.Tai, "A new class of resonant antennas", IEEE Trans. Antennas Propagation, Vol 39, Sett. 1991.
- [5] C. T. P. Song, Peter S. Hall, and H. Ghafouri-Shiraz, "Perturbed Sierpinski Multiband Fractal Antenna With Improved Feeding Technique", IEEE Transactions On Antennas And Propagation, Vol. 51, No. 5, May 2003.
- [6] R.P. Clayton, Compatibilità Elettromagnetica, Ulrico Hoepli Milano, 1992.
- [7] R.K. Hoffmann, "Handbook of Microwave Integrated Circuits", Artech House, Norwood, MA, 1987.

# STUDY OF A CIRCULAR SLOT ANTENNA WITH PBG BANDSTOP FILTER FOR WIRELESS APPLICATIONS

Fabrizio Consoli<sup>1</sup>, Sebastiano Barbarino<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup>Laboratori Nazionali del Sud,

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Via S. Sofia 62, 95123 Catania, Italy consoli@lns.infn.it

<sup>2</sup>Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università degli Studi di Catania, Via S. Sofia 64, 95123 Catania, Italy

<sup>3</sup>Dipartimento di Ingegneria Informatica e delle Telecomunicazioni, Università degli Studi di Catania, Viale A. Doria 6, 95125 Catania, Italy

#### Abstract

We present the study of a planar circular slot antenna fed by a microstrip and fulfilling the bandwidth requirements of PCS, UMTS, Wi-Fi, HyperLAN and Bluetooth communications at the same time. The antenna has been optimized in order to maximize its impedance bandwidth, by operating on the principal feed parameters, and it has been integrated with a stopband filter, obtained by a periodic photonic bandgap (PBG) pattern of square slots etched in the microstrip ground plane. The final structure has been realized and fully characterized. The corresponding calculated and measured features are presented, in terms of return loss, radiation diagrams and absolute gain.

#### INTRODUZIONE

La continua crescita ed evoluzione nell'ambito delle comunicazioni wireless ha condotto alla richiesta di apparati che possano soddisfare in un'unica soluzione le esigenze di diversi standard di trasmissione. E' nata in tal modo la necessità di antenne a larga banda o multibanda. A tale scopo si sono dimostrate particolarmente adatte le antenne planari a slot, sia con alimentazione a microstrip che a guida d'onda coplanare (CPW) [1, 2]. Nel presente lavoro viene mostrato lo studio di un'antenna planare a slot circolare, alimentata da una microstriscia a 50  $\Omega$  con stub di forma rettangolare, che consente l'impiego contemporaneo nell'ambito delle comunicazioni PCS (GSM 1900), UMTS, Wi-Fi (IEEE 802.11, nelle bande a 2.4 GHz e 5 GHz), HyperLAN e Bluetooth. Un risultato di tale studio è stata un'antenna che consente di soddisfare i requisiti di tali standard presentando adattamento in un unico largo intervallo di frequenze. E' stato utile pertanto utilizzare un filtro stopband, realizzato mediante strutture periodiche a photonic bandgap (PBG) su substrato planare [3], al fine di limitare il range di funzionamento dell'antenna, in modo che nella sua versione finale essa presenti un comportamento multibanda. Ciò può essere importante per evitare la ricezione di segnali indesiderati e rumore in intervalli di frequenze non di interesse, che possono influenzare e peggiorare le caratteristiche di funzionamento degli apparati di ricetrasmissione.

### OTTIMIZZAZIONE E RISULTATI SPERIMENTALI

La struttura dell'antenna in esame, è realizzata sul substrato RT/duroid 6006 ( $\epsilon_r = 6.15$ , tan  $\delta = 0.0027$  e spessore h = 1.27 mm), ed è mostrata in Fig 1.



Figura 1: Struttura dell'antenna proposta: antenna planare a slot circolare integrata con filtro elimina banda a PBG.

Lo studio di tale antenna, volto all'ottimizzazione della banda al variare dei parametri caratteristici dello stub rettangolare, avendo fissato R = 30 mm, è stato effettuato mediante il simulatore elettromagnetico *CST Microwave Studio<sup>TM</sup>* [4], operante nel dominio del tempo. Si è giunti in tal modo alla definizione dell'antenna avente  $w_s = 12$  mm,  $y_i = -27.5$  mm,  $y_s = -11$  mm, e adattata nell'intervallo di frequenze [1.84, 6.30] GHz (vedi Fig. 2b).

Su di essa è stato applicato un filtro a photonic bandgap di tipo stopband, realizzato mediante incisione di un pattern periodico sul ground plane della microstrip [5]. Come elemento base del pattern è stato scelto uno slot quadrato. Per determinare con precisione il legame tra il periodo a del pattern e la frequenza centrale  $f_0$  della banda del filtro è necessario l'impiego di simulazioni elettromagnetiche. E' possibile, in maniera approssimata, impiegare la relazione:

$$a = \frac{c}{2f_0\sqrt{\epsilon_e}}\tag{1}$$

dove si è indicata con c la velocità della luce nel vuoto e  $\epsilon_e$  la costante dielettrica efficace della microstrip non perturbata dalla struttura a PBG [5, 6].



Figura 2: (a) Simulazioni del  $|S_{11}|$  del filtro a photonic bandgap, terminato su un carico a 50  $\Omega$ , al variare del lato l [mm] del quadrato; (b)  $|S_{11}|$  al variare della frequenza: simulazione e misura dell'antenna con filtro integrato (A); simulazione dell'antenna senza filtro (B).

Alla frequenza di 3.7 GHz le simulazioni forniscono come risultato a = 19.5 mm, molto vicino al valore di 19.1 mm calcolato con la relazione (1). La dimensione dell'elemento base del pattern è un parametro importante per la definizione delle caratteristiche del filtro [5], e nel presente caso ciò è mostrato in Figura 2a per quanto riguarda il lato del quadrato. Dalla stessa figura si nota come il coefficiente di riflessione presenti un andamento quasi periodico al variare della frequenza. Ciò impone dei limiti nella reiezione che è possibile ottenere nella stopband di tale filtro. Richiedere maggiori reiezioni comporta il disadattamento dell'antenna alle più alte frequenze. Tali considerazioni hanno condotto alla scelta l = 3.2 mm per il lato del quadrato base del pattern a PBG. L'ottimizzazione ha inoltre mostrato che un numero minimo di 5 quadrati è richiesto per una adeguata definizione delle proprietà della stopband.

Il filtro a photonic bandgap così ottenuto è stato integrato con l'antenna a slot, e la struttura completa è stata realizzata mediante l'impiego di una fresatrice a controllo numerico e di un processo di etching chimico. Le caratteristiche dell'antenna così ottenuta sono indicate in Figura 2b e 3 in termini di  $S_{11}$ , diagrammi di radiazione alla frequenza di 2.45 GHz nei due piani coordinati e guadagno lungo la direzione  $\theta = 0^{\circ}$ , misurato mediante il metodo delle tre antenne. Nel piano E la componente crosspolare del campo non è stata considerata, in quanto per motivi di simmetria essa risulta trascurabile.

#### CONCLUSIONI

Nel presente lavoro è stata proposto lo studio di un'antenna a slot circolare integrata con un filtro di tipo stopband, realizzato mediante un pattern periodico a PBG. Le misure forniscono per tale struttura un comportamento dual band, con adattamento nei range [1.79, 3.14] GHz e [3.93, 5.86] GHz. Il valore massimo del coefficiente di riflessione nella stopband è pari a -4.3 dB ed è ottenuto alla frequenza di 3.43 GHz. L'antenna così realizzata soddisfa contemporaneamente le specifiche di banda delle comunicazioni PCS, UMTS, Wi-Fi, HyperLAN e Bluetooth.



Figura 3: Simulazioni (linea tratteggiata) e misure (linea continua) per i pattern normalizzati del guadagno alla frequenza di 2.45 GHz (Piano H: (a)  $G_{\rm co}$ , (b)  $G_{\rm cross}$ ; piano E: (c)  $G_{\rm co}$ ) e per il guadagno assoluto lungo la direzione  $\theta = 0^{\circ}$  al variare della frequenza, per l'antenna con il filtro integrato (d).

### **RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI**

- K.-L. Wong, Planar Antennas for Wireless Communications. Wiley-Interscience, 2003.
- [2] G. Sorbello, F. Consoli, and S. Barbarino, "Numerical and experimental analysis of a circular slot antenna for uwb communications," *Microwave and Optical Technology Letters*, vol. 44, pp. 465–470, 2005.
- [3] J.-S. Hong and M. J. Lancaster, Microstrip Filters for RF/Microwave Applications. John Wiley & Sons, 2001.
- [4] http://www.cst.de/Content/Products/MWS/Overview.aspx.
- [5] V. Radisic, Y. Qian, R. Coccioli, and T. Itoh, "Novel 2-d photonic bandgap structure for microstrip lines," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 8, no. 2, pp. 69–71, February 1998.
- [6] T.-Y. Yun and K. Chang, "Uniplanar one-dimensional photonic-bandgap structures and resonators," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 49, no. 3, pp. 549–553, 2001.

# A WAVELET-BASED APPROACH TO CONTOURED-BEAM ANTENNAS

F. Vipiana<sup>(1)</sup>, G. Vecchi<sup>(1)</sup>, M. Sabbadini<sup>(2)</sup>

(1) LACE, Politecnico di Torino, C.so Duca degli Abruzzi 24, 10129 Torino, Italy (2) European Space Agency, ESTEC, P.O. Box 299, Noordwijk, The Netherlands francesca.vipiana@polito.it, giuseppe.vecchi@polito.it, marco.sabbadini@esa.int

#### Abstract

In the design of contoured-beam antennas, several synthesis methods have been developed, but usually little importance has been given to the issue of finding an "efficient" representation of the antenna far field: this is the main scope of this work. A wavelet expansion of the far field is developed, and applied to the synthesis of array-fed reflector antennas for geographic coverage (e.g. Europe coverage). Two different synthesis techniques are considered as application examples of the devised pattern representation: a field-synthesis projection method, and a power synthesis optimization based on a genetic algorithm (GA) specifically adapted for antenna design.

#### INTRODUCTION

In this work we deal with the design of "contoured-beam" antennas as used in satellite communication systems [1], i.e. antennas having the main beam shaped so that its footprint on ground closely follows the contour of specific geographical regions (e.g. Europe), with the objective of maximizing the radiation efficiency and reducing interferences with neighbouring regional systems.

As contoured-beam antennas we consider "array-fed" reflectors [1], [2], i.e. antennas fed by an array of horns or equivalent radiating elements, each producing a beam toward a different direction upon reflection on the reflection dish (see Figure 1.a).

The synthesis is a key point in the design of all high performance antennas. While our final goal is the synthesis of contoured-beam antennas, we will not propose a new synthesis algorithm in the strict sense. In the many synthesis approaches that have been proposed usually little importance has been given to the representation of the antenna far field in the synthesis procedure: this will be instead our main concern here.

The idea behind this work is to find an efficient representation of the desired radiation pattern that concentrates the field information relevant to the design task in few, suitably constructed functions; if properly coded, this enables synthesis algorithms to converge faster.

The proposed approach exploits the properties of the multiresolution (MR) representation. In loose terms, a MR basis is divided into a number of subsets of functions (all linearly independent), and each subset possesses a different resolution.

To synthesize the desired directivity two different synthesis techniques are considered: a field-synthesis projection method, and a power synthesis optimization based on a genetic algorithm (GA) [3], specifically adapted for antenna design.

Preliminary results of the developed technique applied to the synthesis of circular aperture antennas are reported in [4].

#### THE FAR FIELD WAVELET EXPANSION

In order to build a wavelet basis to describe the antenna far field, the first step is the generation of a nested set of functional spaces  $(V_1 \subset V_2 \subset ... \subset V_N)$ , with the resolution of the functions in  $V_j$  increasing with the level j [5]. The basis functions of each space  $V_j$  are the so called "scaling functions" [5] of the corresponding level j.

In our scheme, the scaling functions for the antenna far field are described in terms of beams of different widths (i.e. with different spatial resolution); we will collectively refer to the collection of these beams as "multilevel beams".

The multilevel beams of the finest level (pixel beams, i.e. the "bricks" for the construction of the set of multilevel beams) are the component beams generated directly by the array-fed antenna. The multilevel beams of level j < L are linear combinations of the pixel beams radiated by the reflector (that are slightly different from one another), using, as target functions, the beams radiated by circular apertures with different diameters (that corresponds to different beam widths). In other words, one attempts to replicate the multilevel beams of the aperture with the pixel beams of the actual reflector.

Then, we have to define a multilevel coverage scheme, i.e. the positioning of the multilevel beams in the (u,v) plane throughout the different levels of resolution, with  $u=sin(\theta)cos(\phi)$  and  $v=sin(\theta)sin(\phi)$ . The starting point for the generation of the multilevel grid is the definition of the grid at the first level (coarsest level): we use a regular triangular grid, choosing the desired spacing. Then to create a multilevel grid we add, at each level, new nodes to the pre-existing grid of the previous level. The scheme is the following: as we pass to the subsequent level, e.g. from the first to the second grid, each node of the previous level, e.g. the first, becomes the center of a regular hexagon inscribed in the crossover circle of the multilevel beam of the previous level, having the maximum at that node (see Figure 1.b). This hexagon defines six new nodes (the hexagon vertices); together with the nodes already existing in the previous level grid, they constitute the nodes of the grid at the subsequent level.

In the generated multilevel grid (from the first level until the pixel level), we define which nodes of each level are active, i.e. what beams of each level take part in the multilevel beam set. The active nodes of the level j grid are only those for which the corresponding level j beam has its circle of crossover entirely comprised within the mask for the side lobes (see Figure 2.c).

Once generated the multilevel beams, one observes that the set of all the multilevel beams constitutes a redundant set (with respect to the set of component beams). The developed far field wavelets are obtained by selection of the multilevel beams, taking away the redundancy. This kind of wavelets is called "lazy wavelets", and has been introduced the first time by Sweldens in [6]. In our case, the first level lazy wavelets coincide with the multilevel beams of the first level, as usual in the generation of a wavelet basis. At the following levels j = 2, 3, ..., L, the lazy wavelet functions of level j are the multilevel beams of that level that are centered at the new nodes of the j-th grid, where new means not present in the coarser grids of levels j-1, j-2, ..., 1.

# NUMERICAL RESULTS

The case of study is the coverage of Europe (see Figure 2.c) from a geo-stationary satellite, using an array-fed offset reflector antenna. The working frequency is 20 GHz,

the diameter of the reflector aperture is D=1.83 m ( $D=122\lambda$ ), the offset distance is 1.16 m (see Figure 1.a), the focal length is 1.69 m, the half cone angle 27.4°, and the reflector offset angle 38°. The feeds are disposed on the focal plane in a triangular grid with spacing 2.5 cm, that corresponds to beam crossover at -3 dB. The total number of component beams is N=35 (that is also the total number of feeds), and the LW functions are organized in 3 levels. All the simulations have been done with GRASP 8W<sup>©</sup> Student Edition, using as feed model the "gaussian feed" [7].

Firstly a projection method is used: the desired field, that is equal to 1 inside the solid polygonal line of Figure 2.c and 0 outside, is approximated as a linear combination of the basis functions, where the coefficients are obtained through the projection of the desired field on the basis.

Then the Far Field Wavelet Expansion is combined with a synthesis algorithm based on a GA [3]; the desired mask is equal to the maximum theoretical directivity inside the solid polygonal and lower then -25dB outside the dashed polygonal (see Figure 2.c). Figure 2.a shows the maximum values of the fitness function (that is a measure of the "quality" of the result [3]) versus the number of used basis functions M (sorted with respect to the amplitude of the projection coefficients), for the wavelet (LW) and the component beam basis; both the projection (dotted lines), and the GA optimization (solid lines) are reported. We can observe that the wavelet basis allows reaching a good quality of directivity with a really small number of functions.

Finally, in Figure 2.b-d, we focus on the case of M=17 used functions (half of the total number of component beams N=35), showing the convergence of the GA optimizer (Figure 2.b), and the best synthesized directivity using wavelets and component beams respectively (Figure 2.c-d); from these figures the advantage of using the developed wavelet basis instead of a classical component beam basis is evident.

# ACKNOWLEDGEMENTS

This work was supported in part by ESA-ESTEC contract No. 17486/03/NL/LVH/bj.

# REFERENCES

- I. Zaghloul, Y. Hwang, R. M. Sorebello, and F. T. Assal, "Advanced in multibeam communications satellite antennas," *Proceedings of the IEEE*, vol. 78, no. 7, pp. 1214–1232, July 1990.
- [2] Y. Hwang, "Satellite antennas," *Proceedings of the IEEE*, vol. 80, no. 1, pp. 183–193, Jan. 1992.
- [3] M. Sabbadini, "Applications of Genetic Algorithms in antenna design optimization", *ESTEC Working Paper*, no. 2235, May 2004.
- [4] F. Vipiana, A. Valitutti, G. Vecchi, M. Sabbadini, "Multi-level antenna pattern representation for the synthesis of multi-beam coverage", *Proceedings IEEE Int. Symp. on Antennas and Propagation*, Washington D.C., July 2005.
- [5] E. Stollnitz, T. Derose, and D. Salesin, *Wavelets for computer graphics: theory and applications*. San Francisco: Morgan Kaufmann Publishers Inc., 1996.
- [6] W. Sweldens, "The lifting scheme: a construction of second generation wavelets," *SIAM Journal on Mathematical Analysis*, vol. 29, no. 2, pp. 511–546, 1998.
- [7] K. Pontoppidan, *Technical Description of GRASP8*. Copenhagen (Denmark): Ticra 2002.



Figure 1: (a): the array-fed offset parabolic reflector antenna in section in the plane (x,z). (b): Multilevel grid; dashed line: crossover circle of a multilevel beam of level j; solid lines: crossover circles of the multilevel beams of level (j + 1); plus mark: node of the j-level grid; circle marks: nodes of the (j+1)-level grid.



**Figure 2:** Coverage of Europe. (a): fitness function of the directivity synthesized by the projection method (dotted lines), and by the GA optimization (solid lines) versus the no. of used basis functions M; o = LW, \* = beams. (b): GA optimization, fitness function of the synthesized directivity versus the no. of iterations. (c)-(d): directivity synthesized by the GA with M=17 functions using lazy wavelets and beams respectively; polygonal solid line = contour for the region of interest; polygonal dashed line = contour for the side lobes region.

# EFFETTO DELLA GIUNZIONE A T DI ALIMENTAZIONE

# SU UN ARRAY PLANARE DI SLOT IN GUIDA D'ONDA

G.A. Casula, G. Mazzarella

Dipartimento di Ingegneria Elettrica ed Elettronica, Università di Cagliari piazza d'Armi 09123, Cagliari a.casula@diee.unica.it

# Abstract

An improved analysis procedure for planar waveguide slot arrays has been extended to evaluate the effect of the feeding T-junctions on the radiated far field. The T-junction has been modelled as a 5-port network. A hybrid matrix has been derived for each 5port network by analyzing the T-junction and the slot couplers next to it with a MoM procedure. The hybrid matrices have then been properly inserted in the array equivalent circuit.

# INTRODUZIONE

Gli array planari di slot longitudinali sono utilizzati come antenne a microonde da parecchi decenni, e sono ancora oggi molto diffuse date le elevate prestazioni che consentono di ottenere. I più importanti vantaggi degli array di slot sono le loro perdite assai ridotte (anche nella banda Ka e superiori, dove l'efficienza di un array stampato è solitamente bassa), l'elevata potenza che possono trasportare, e la purezza di polarizzazione del campo irradiato.

I limiti più importanti degli array planari di slot sono invece legati alla banda di funzionamento piuttosto stretta, che pertanto deve essere accuratamente valutata in fase di progettazione dell'array stesso, all'ingombro eccessivo ed ai costi elevati di produzione che le strutture in guida d'onda comportano.

Le tecniche di analisi più accurate sono basate sul modello sviluppato da Elliott [1]. Tale modello consente di ottenere direttamente una procedura di analisi, ma il suo utilizzo è agevole solamente alla frequenza di progetto dell'array. Una procedura di analisi di un array planare di slot, la quale tiene conto sia della BFN e sia del comportamento in frequenza degli accoppiatori usati in tale rete, è stata ricavata in [2].

In questo lavoro, la procedura di analisi dell'array sviluppata in [2] è stata ampliata per tenere conto delle giunzioni a T che forniscono l'alimentazione all'array planare e che, come si vedrà, influenzano non poco il campo irradiato dall'array (e la risposta in frequenza).

Lavoro parzialmente supportato da Galileo Avionica

#### MODELLO DELL'ARRAY

Il modello di Elliott [1] prevede che la parte radiante di un array di slot possa essere descritta tramite due equazioni [1, eq.(10), (33)] che collegano le tensioni di eccitazione delle slot  $V_n^{S}$ , le ammettenze attive delle slot  $Y_n^{A}$  e le tensioni di modo della guida in corrispondenza delle slot  $V_n$ .

Il modello circuitale della guida di alimentazione è mostrato in [2, Fig.3]. Tale modello prevede che l'alimentazione dell'array sia data dalla corrente  $I_A$  al nodo di ingresso, e quindi l'alimentazione è da considerarsi ideale.

Le equazioni che collegano le correnti e le tensioni sulla guida di alimentazione [2, eq.(10.a), (10.b)], insieme a quelle relative alle tensioni di modo sulle guide radianti [3] ed alle due equazioni di progetto, formano un sistema lineare che costituisce il modello dell'array. L'analisi dell'array, nel caso di alimentazione ideale, può dunque essere ricondotta alla soluzione di questo sistema lineare.



Figura 1 : Circuito Equivalente della guida d'onda di alimentazione con alimentazione a T.

Nella realtà, tale alimentazione serie ideale richiederebbe una slot di accoppiamento in ingresso. Nella pratica è più comune, invece, un ingresso a T nel piano E (Figura 1a), specie nel caso di array monopulse. In tal caso il nodo di alimentazione non è ideale neanche in prima approssimazione [4], e occorre tenere in conto l'interferenza con le slot di accoppiamento. La giunzione a T deve quindi essere modellata mediante una rete a 5 porte, come quella mostrata in Figura 2.



Figura 2: Modello della giunzione a T mediante una rete a 5 porte.

in cui  $V_L$  ed  $I_L$  rappresentano tensione e corrente sulla guida di alimentazione immediatamente dopo i coupler adiacenti alla T,  $V^C$  ed  $I^C$  rappresentano tensione e corrente in ingresso ai couplers adiacenti alla T, e  $V_{AT}$  od  $I_{AT}$  in ingresso alla T è il termine noto di alimentazione, a seconda del tipo di alimentazione scelto.

Integrando opportunamente le equazioni della rete di Figura 2 nelle equazioni di [2], si ottiene un sistema lineare che consente di analizzare l'array anche in caso di giunzione a T.

# RISULTATI

La procedura descritta in precedenza è stata testata su diversi tipi di array (simmetrici, asimmetrici, bilanciati, sbilanciati, uniformi, non uniformi). Si è constatato che l'effetto della giunzione a T sul pattern di irradiazione dell'array è significativo solamente nel caso in cui l'array stesso sia asimmetrico e/o sbilanciato, mentre per un array simmetrico gli effetti della T sono compensati ed annullati dalla simmetria dell'array. In questo lavoro sono riportati i risultati ottenuti per un array asimmetrico sbilanciato, composto da 24 guide radianti, ciascuna con 2 slot radianti, ed in cui sono presenti due guide di alimentazione ciascuna alimentata da una giunzione a T, posta fra l'ottava e la nona guida radiante nel subarray superiore e fra la quarta e la quinta guida radiante nel subarray inferiore (array con struttura 8-4-4-8). L'array, il cui campo irradiato è costituito da un pattern di Taylor a -30 dB, è stato sintetizzato utilizzando una procedura di sintesi basata sul modello di Elliott [4].



Figura 3: Layout dell'array e confronto fra i diagrammi di irradiazione alla frequenza centrale.

La Figura 3 mostra i diagrammi di irradiazione per l'array in questione ricavati rispettivamente dall'analisi l'array effettuata mediante la procedura di analisi che tiene conto della giunzione a T, dalla simulazione dell'array con il software CST Microwave studio, ed il diagramma di irradiazione relativo ad una alimentazione di tipo ideale. Il miglioramento che si ottiene introducendo la giunzione a T nella procedura di analisi è

notevole, mostrando un ottimo accordo con i risultati delle simulazioni del software Microwave Studio.

La giunzione a T introduce una perturbazione sulle eccitazioni delle slot che provoca, rispetto al caso ideale, un innalzamento dei lobi secondari che supera i 3 dB nella zona del lobo centrale. Si rende quindi necessaria una accurata caratterizzazione dell'array per correggere questi problemi in fase di progettazione, e tale caratterizzazione può essere effettuata utilizzando la procedura di analisi qui sviluppata.

# CONCLUSIONI

E' stata sviluppata una procedura di analisi per array planari di slot, che tenga conto dell'effetto della giunzione a T di alimentazione dell'array sul campo irradiato. Ciò permette di valutare accuratamente l'effetto dell'alimentazione, che provoca un incremento dei primi lobi laterali del pattern di irradiazione, degradando le prestazioni dell'array. Il metodo sviluppato è stato confrontato con un software commerciale, mostrando un ottimo accordo con le simulazioni effettuate.

# RINGRAZIAMENTI

Si ringrazia Galileo Avionica per il supporto nella realizzazione delle simulazioni con il software CST.

# BIBLIOGRAFIA

[1] R.S. Elliott: "Antenna theory and design", Prentice-Hall, 1981, p.397-423.

[2] G. A. Casula, G. Mazzarella, "A direct computation of the frequency response of planar waveguide slot arrays", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 52, No.7, July 2004, pp. 1909-1912.

[3] Hamadallah, "Frequency Limitations on Broad-Band Performance of Shunt Slot arrays", IEEE Transaction on Antennas and Propagation, Vol. 37, No. 7, July 1989 pp.817-823.

[4] N. Marcuvitz. Waveguide Handbook, volume 10 of MIT Radiation Laboratory Series, Chapter 6, McGraw-Hill, New York, 1951.

[5] R.S. Elliott. "An Improved Design Procedure for Small Arrays of Shunt Slots.", IEEE Trans.Antennas and Prop., Vol. 31, pp. 48-53, January 1983.

# Reconfigurable Antennas for Modern Communication Systems

Chuana Zhang<sup>1</sup>, Song Yang<sup>1</sup>, Aly E Fathy<sup>1</sup>, Vijay K. Nair<sup>2</sup>, Samir El-Ghazaly<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ECE Department, University of Tennessee, Knoxville, TN 37996, USA <sup>2</sup>Intel Corporation, JF2-2-86, 2111 NE 25th Ave., Hillsboro, OR 97124, USA

#### Abstract

In our quest to develop universal receivers for modern communication systems including wireless and software defined radios, we have considered various antenna design techniques for multi-standard and multi-band receivers. Options include wide band, multi-band, and reconfigurable structures. The latter have great potential and two examples will be illustrated here in details. Newly developed antennas "mini-maze" and "mini-nested" compact antennas have utilized MEMS switches to minimize DC consumption. This effort has led to a significant size reduction and cutback on the number of switches required. These structures were designed, fabricated, and tested; examples of predicted and measured results, including the effects of the switching elements and their feeding circuits, will be demonstrated here.

#### I. BACKGROUND

Various design techniques of multi-standards, multi-bands, and multi-functions receivers are currently being investigated to keep up with modern communication systems fast evolution. Different compact antenna designs and RF front-end components have been considered for the development of novel universal receivers. In anticipation of the development of modern communication systems that include computational and communication tasks [1], researchers have already begun addressing potential interfacing issues. These include multi-standards, multi-bands, and multi-functions as pursued nowadays by many modern communication manufacturers and service providers where only one receiver set is needed to support many standards such as GSM, GPRS, EDGE, and UMTS/3GSM for cell-phones, many other services (such as Bluetooth, WiMax, WLAN, Zigbee, GPS), and potentially more to come in the near future. This task is highly challenging and technically demanding. Therefore, we need to minimize components' redundancy in the design of the integrated RF front-end circuits and antennas in order to keep both the size and cost down.

Reconfigurable structures and circuits are the best candidates for such a challenge as they are compact, lightweight, and affordable. They are generally designed to be adaptive to provide the needed multi-functionality such as one or more services at a time. Examples of both reconfigurable RF front end [1] and reconfigurable antennas have been demonstrated. Reconfigurable antennas offer significant performance improvements over wide band ones when considering the signal to noise ratio. Furthermore, multi-band antennas could suffer from the presence of strong interfering signals. Reconfigurable antennas are generally designed to offer the best performance for a certain service or a standard and would significantly block all other interfering signals. Switching is preferably achieved using MEMS devices to minimize any DC power consumption.

In an effort to develop a universal receiver, we have investigated two new and novel antenna concepts, "the mini-maze" and the "mini-nested patches" structures, to cover different wireless bands upon geometry reconfiguration. Original concepts of a maze and a nested patch antenna [1, 2] offer almost constant input impedance and radiation pattern characteristics over the whole operating frequency ranges. However, they are unacceptably large. But they have provided a means to compare wide-band and multi-band vs. reconfigurable antennas, as well as demonstrating the advantages of reconfigurable antenna structures.

These previously developed maze and nested-patches antenna designs utilize many MEMS devices to switch between the different wireless services. The use of many switches would render relatively expensive antennas when compared to the competing conventional designs using wide-band and multi-band antenna approaches. Available antennas such as the whip and the U-slot patch antennas are low tech, hence they are relatively inexpensive. However, they might require complex band pass filters with relatively high insertion loss for blocking any interfering signals. Subsequently, we have developed newer versions, the mini-maze and the mini-nested patches antennas, that are smaller and compact in order to significantly reduce their prices and simplify the following sections' requirements.

In this paper, we discuss in detail these new concepts of the much simplified versions, the mini-maze and mini-nested patches antennas. They were developed based on utilizing symmetry plans that led to a 75% size reduction. They require the use of (n-1) switches, where n is the number of switchable bands. Additionally, this newer design is aimed at eliminating DC feed

complexity and any undesirable feed lines' radiation effects. This new design should be a step forward towards the development of a universal receiver and these developed concepts are applicable for other modern multifunctional communication systems.

#### II. THE MINI-MAZE ANTENNA DEVELOPMENT

#### A. The Mini-Maze Antenna "a loop antenna derivative":

An open circuit was utilized along the vertical symmetry plane, and a short circuit was utilized along the horizontal symmetry plane (shown in Fig. 1) to allow size reduction. While a virtual ground plane was emulated using a row of vias. The resonant frequencies were kept the same, in reference to the original maze structure, but the structure's input impedance at resonance was further reduced to less than  $50\Omega$  and does not require a balun. Additionally, the structure has been fed by a microstrip line.

Thus the size of the mini maze antenna is only one fourth of the original maze, and more importantly, the total number of MEMS switches has been significantly reduced to one SPDT switch as shown in Fig.1 as compared to 20 before.



Figure 1.Size reduction using symmetry planes

#### B. Reconfigurable design:

In the development of such reconfigurable structures, we generally start by utilizing hard-wired connections. For example, in this design a series of reconfigurable mini-maze antennas were fabricated and tested to cover three wireless service bands. They include GPS, DCS/PCS, and WCDMA operating at 1.57, 1.8, and 2GHz respectively. The three configurations that were designed, and one of the antennas that were built are shown in Fig. 2. The overall monopole length in each case is inversely proportional to the operating frequency. To vary the operating frequency, the state of the two switches is adjusted. For example, when both switches are open the antenna works at the highest frequency.



Figure 2 Reconfigurable minimize antennas for (a) GPS~1.57GHz, (b) DCS/PCS ~1.8GHz, (c) WCDMA ~2GHz, (d) Circuits built

We have utilized the 3-D full wave simulator "Ansoft HFSS" that is based on the finite element method, and we have built these antennas on Rogers RO4003C high frequency laminate material substrate. Simulated and measured return loss and tested radiation patterns are shown in Fig. 3.



Figure 3 (a) Simulated and (b) Measured return loss of the three configurations and their measured radiation patterns (c) x-z cut, (d) y-z cut, (e) x-y cut, at the resonant frequencies of the 3 configurations

The measured resonant frequencies of the hard-wired reconfigurable structures were in good agreement with the simulated results. Meanwhile, omni-directional radiation patterns were measured in the x-y plane. The measured gain of the original maze antenna, even with a reduced size, remains almost the same.

#### III. THE MINI-NESTED PATCHES ANTENNAS- A SECOND EXAMPLE

#### A. MINI-NESTED PATCHES ANTENNA DEVELOPMENT [2]

The multi-band nested patches antenna has been developed to cover various wireless services and standards and is shown in Fig. 4. The patch sizes were selected to operate at distinct and multi-resonant frequencies in order to cover some or all of the wireless services. The developed multi-band nested patches antenna is compact and could be easily extended to cover several additional wireless services. However, a highly selective bank of filters may be required to follow this antenna in order to reduce the overall input noise.

A derivative of this multi-band antenna that utilized the odd symmetry plane of the nested patches configuration was developed with another 50% size reduction [2]. Such reconfiguration required the utilization of a ground plane at the other symmetry plane as shown in Fig. 5 and 6. The performance of such an antenna is depicted in Fig. 7, where circuit discontinuities were bridged as a result of using switches, has demonstrated a multi-band operation. The new structure should have an identical RF performance to that of Fig. 5 and is shown in Fig. 7.



Figure 4 mini-nested patches multi-band antenna

Figure 5 mini-nested patches

Figure 6 reconfigurable antenna



Fig. 7(a) Measurement return loss, (b) XY plane Co-Pol radiation pattern at different frequency bands, (c) XY plane X-Pol radiation pattern at different frequency bands

However, the developed structure can be reconfigured after disconnecting/connecting the different branches at strategic locations as shown in Fig. 6. By turning these switches on and off, these reconfigurable antennas can operate over five frequency bands in the current design and more bands can be easily added.

#### IV. IMPLEMENTING MEMS SWITCHES

#### A. MEMS integration:

For most reconfigurable mm-wave antenna designs, both MEMS switches and antenna structures are integrated on the same wafer. However, these integration techniques are more suitable for very high frequencies. In the wireless frequency range, however, designers tend to utilize hybrid circuits with packaged MEMS switches. Some of the major difficulties of integrating the switching devices into the antenna structures are the DC feeding method and accurate device modeling.

In our design implementation, hybrid MEMS switches have been successfully integrated into the printed antenna structure after addressing some of the feed andmodeling concerns [2].

#### B. Measured Results:

Examples of the measured results of the mini-maze antenna with hybrid MEMS switches are shown in Fig. 8. As can be observed, all of the three resonant frequencies are slightly shifted to lower values as compared to Fig. 8 (b).



Figure 8 Simulated return loss with modified MEMS switch model (a), Measured return loss (b) and radiation patterns (c-d) of the developed mini maze antenna with hybrid MEMS switches.

Radiation patterns of the developed mini-maze antenna are shown in Fig. 8. Slight degradation due to the effect of the feeding lines has been noticed, and the results are slightly different from Fig. 3. Nevertheless, a gain drop of less than half a dB is observed due to the insertion loss of MEMS switches.

Similarly, MEMS switches have been utilized to provide reconfigurability in the mini-nested patches antenna as well. Fig. 9a shows the fabricated reconfigurable antenna with 5 surface mounted MEMS switches. DC wirings have been included, as shown in Fig. 10a, to control the status of these various switches using DC voltage. The performance of this reconfigurable antenna was measured, and the results are presented in Fig.10b which demonstrates frequency hopping capability.



Figure 9 Reconfigurable Maze antenna with hybrid MEMS switches

Figure 10 Reconfigurable mini-nested patches antenna with hybrid MEMS switches (a) and Measured Return loss.

#### V. CONCLUSIONS

For modern communication systems, universal receivers utilizing multi-band antenna structures are currently very popular in the manufacture of many commercial multi-service receivers. These antennas are generally followed by very selective narrow band pass filters that are expensive and relatively lossy. A reconfigurable structure is a viable alternative as the structure is optimized to serve one band at a time.

A reconfigurable maze antenna and a nested-patch antenna using RF MEMS have been proposed to address the multiple needs of the markets of these modern communication systems. Three major difficulties including RF signal leaks to the DC feed lines, precise modeling of MEMS switches in an antenna environment, and reduction of total switching devices needed have generally made the implementation of real MEMS switches a big challenge. However, it is essential to develop such reconfigurable structures as a basic step in the search for multi-standard receivers for modern communication services including software defined radios and various wireless services.

#### REFERENCES

- S. Yang, H. K Pan, A. E. Fathy, S. El-Ghazaly and V. K Nair, "A Novel Reconfigurable Maze Antenna for Multi-service Wireless Universal Receivers," Proc. 2006 IEEE Radio and Wireless Symposium, pp.195.
- [2] C. Zhang, Y. Han, S. Yang, A. E. Fathy, S. El-Ghazaly, V. K. Nair, "Reconfigurable Antennas and RF Front Ends for the Development of a Universal Wireless Receiver," URSI meeting, Boulder Co, Jan. 2006.

# VALUTAZIONI MICRODOSIMETRICHE SU STRUTTURE CELLULARI COMPLESSE DA FREQUENZE ESTREMAMENTE BASSE ALLE MICROONDE

### M. Liberti, C. Merla, F. Apollonio, G. D'Inzeo

ICEmB c/o Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università di Roma "La Sapienza" Via Eudossiana 18, 00184 Roma liberti@die.uniroma1.it

#### Abstract

To proper evaluate possible effects due to an electromagnetic (EM) exposure at cellular level it is strongly needed to quantify the EM field distribution on these targets. For this purpose it is necessary an EM analysis on biological structures. As discussed in [1], up to hundred of GHz the EM problem can be solved through a quasi-static analysis. Therefore in this work a comparison is proposed between a quasi-static analytic solution through the Laplace equation on a multilayered sphere and a numerical quasistatic solution based on the finite element method (FEM) on different geometries (as ellipsoids, erythrocytes and neuronal cells). In order to deepen the role of all involved parameters, different cell sizes, shapes, and dielectric models have been taken into account.

### **INTRODUZIONE**

Al fine di valutare in modo appropriato gli effetti biologici a livello cellulare indotti da un'esposizione a campi elettromagnetici (EM), risulta cruciale quantificare le grandezze elettromagnetiche su tali strutture microscopiche [1, 2]. Infatti, per comprendere un possibile effetto è indispensabile determinare il campo indotto internamente e la dose di energia in grado di esserne la causa. A tale scopo risulta necessario condurre un'analisi elettromagnetica su diverse morfologie di strutture cellulari e per diverse frequenze, precisamente dalle frequenze estremamente basse (decine di Hertz) fino alla regione delle microonde (decine di GHz).

Come precedentemente discusso [1, 2], per campi a frequenze fino ad un centinaio di GHz, il problema elettromagnetico può essere risolto attraverso un'analisi quasi-statica: infatti alle frequenze in questione, la lunghezza d'onda è dell'ordine dei cm o di sue frazioni mentre le dimensioni cellulari sono dell'ordine dei µm; pertanto, è possibile considerare l'onda in fase in ogni punto della cellula.

Per tale motivo, in questo lavoro, si propone un confronto fra diverse soluzioni quasistatiche dell'equazione di Laplace: una analitica su una sfera multistrato e l'altra numerica basata sul metodo agli elementi finiti (FEM) su diverse geometrie (ellissoidi, eritrociti, e cellule neuronali). Al fine di comprendere ed approfondire il ruolo svolto da tutti i parametri coinvolti, sono state prese in considerazione cellule di diverse dimensioni e forme, così come diversi modelli dielettrici [3, 4] dei differenti compartimenti cellulari.

# METODI

I modelli di cellule biologiche adottati in questo studio sono stati considerati, indipendentemente da forma e dimensioni, come strutture a tre strati, ciascuno rappresentante un tipico compartimento cellulare: mezzo extra-cellulare, la membrana plasmatici ed il citoplasma, dove lo spessore di membrana è stato fissato a 10 nm per tutte le cellule studiate. Ogni strato è stato descritto dielettricamente attraverso un modello alla Debye al fine di tenere in conto la dipendenza dalla frequenza delle proprietà dielettriche. La soluzione analitica dell'equazione di Laplace sulla sfera a tre strati è stata effettuata da pochi Hertz fino a 100 GHz, per tre diverse dimensioni del raggio cellulare (5, 25, 50 µm) scelte nell'insieme dei minimi e massimi valori realistici e per tre diversi modelli dielettrici assegnati ai tre compartimenti sub-cellulari. La soluzione numerica è stata ottenuta attraverso l'uso di un simulatore basato su metodo FEM (Femlab 3.1) per alcuni valori di frequenza all'interno dello stesso intervallo e per uguali variazioni dei modelli dielettrici rispetto alla soluzione analitica. Per quanto riguarda la forma delle strutture cellulari, sono state prese in considerazione ellissoidi eritrociti e neuroni, per quanto riguarda questi ultimi si è fatto uso di un CAD grafico per importare appropriatamente immagini ottenute con il microscopio elettronico.

#### RISULTATI

Tutti i risultati, sia analitici che numerici fanno riferimento ad un campo elettrico extracellulare di 1 V/m.

I risultati di potenziale di membrana, sia analitici che numerici, dimostrano la possibilità di distinguere due regioni quando si effettua una analisi EM: una a bassa frequenza (f<10 MHz) e l'altra ad alta frequenza (f>10 MHz) (Fig. 1).



Fig. 1: Andamento del potenziale di membrana al variare della frequenza (intervallo da 10 Hz a 100 GHz.

La soluzione analitica su una cellula sferica mostra in bassa frequenza una marcata dipendenza dalla dimensione del raggio cellulare (campi di membrana più intensi per raggi superiori a 50  $\mu$ m Fig. 2 a). L'analisi condotta in alta frequenza ha invece

suggerito una sostanziale indipendenza dalle dimensioni cellulari ed una grossa sensibilità ai valori di permettività ottenuti da diversi modelli dielettrici per i compartimenti cellulari (Fig. 2 b).



Fig. 2: (a) Dipendenza a bassa frequenza (f< 10 MHz) dei valori massimi di campo in membrana per diversi valori del raggio cellulare, (b) Dipendenza dei valori massimi di campo in membrana per diversi modelli dielettrici ad alta frequenza (f> 10 MHz).

Volendo rappresentare forme cellulari più complesse, come eritrociti e neuroni, una analisi elettromagnetica diventa possibile solo tramite l'uso di metodi numerici. Per l'intervallo delle basse frequenze si è confrontato il valore massimo di campo in membrana tra sfere, ellissoidi ed eritrociti, evidenziando come non sussistano sostanziali differenze variando forma e modello dielettrico, rafforzando le osservazioni ottenute con la sola soluzione analitica per la sfera (Tabella 1).

	Elec	tric Field (	V/m)	Electric Field (V/m)					
	Low Fre	equency and	alysis (10 Hz)	High Frequency analysis (2.45 GHz)					
Dielectric Model	Sphere	Ellipsoid	Erythrocyte	Sphere	Ellipsoid	Erythrocyte	Neuron		
from [1]	515	447	398	28	28	28	27		
from [3]	523	447	402	4	5	6	5		
from [4]	524	447	402	39	39	38	37		

Tabella1: Confronto ad alta e bassa frequenza tra diverse forme cellulari (sfera, ellissoide, eritrocita e neurone), per diversi modelli dielettrici.

La soluzione numerica consente di evidenziare come, l'alta variabilità dei contorni in una forma particolarmente complessa come quella di un neurone, implichi variazioni nella distribuzione di campo in membrana anche al variare del modello dielettrico. Analizzando la distribuzione di campo in membrana per un neurone e per una sfera di dimensioni confrontabili, nel neurone si nota una dipendenza dal modello dielettrico, nella sfera non si osserva nessuna differenza.

Analizzando, sempre in Tabella 1, i risultati numerici nella regione ad alta frequenza (f> 10 MHz), si può osservare come risulti sostanzialmente confermato che la scelta di modello dielettrico gioca un ruolo fondamentale sui valori di campo in membrana.

Quando la forma geometrica della struttura cellulare presenta una direzione privilegiata, come ad esempio l'asse maggiore in un eritrocita, la polarizzazione del campo elettrico assume un ruolo di un certo rilievo. Infatti, pur non variando i valori massimi di campo,

si possono notare variazioni notevoli nelle distribuzioni di campo in membrana a fronte di polarizzazioni parallele o perpendicolari, come riportato in Fig. 3.



Fig. 3: Dipendenza dalla polarizzazione del campo E nella distribuzione dei valori di campo indotto nella membrana di un eritrocita.

# **DISCUSSIONE E CONCLUSIONI**

Da queste considerazioni emerge come accurati studi di microdosimetria siano di grande interesse in relazione all'interpretazione di possibili effetti biologici di singole cellule (Patch Clamp su singolo neurone). In particolare si è messa in evidenza una certa variabilità dei valori di campo EM in relazione a diverse condizioni espositive, in grado di giustificare una difficoltà nella ripetibilità dei dati, perfino nell'ambito della stessa attività sperimentale. Inoltre, da questo studio emerge quale possa essere il ruolo dei metodi numerici nell'ambito della soluzione di un problema microdosimetrico. Nella zona di bassa frequenza essi risultano cruciali nell'analisi delle forme altamente irregolari, dal momento che le linee di campo sono fortemente dipendenti dalla geometria. Nella regione di alta frequenza sembra invece che possano risultare utili soprattutto nel valutare la distribuzione di campo in membrana, piuttosto che i singoli valori massimi.

#### Bibliografia

- [1] C. Merla, M. Liberti, and G. D'Inzeo, "A microdosimetric study: dielectric models of biological cells and quasi static EM analysis at radio and microwave frequencies," in Bioelectromagnetics 2005, Dublin, Ireland, June 2005.
- [2] M. Rogante, F. Guido, M. Liberti, M. Cavagnaro, and G. D'Inzeo, "Valutazioni dosimetriche su modelli dielettrici di cellule biologiche," in Atti del la XIVRiunione Nazionale di Elettromagnetismo, Ancona, Sept. 2002.
- [3] L. M. Liu, S. F. Cleary, Bioelectromagnetics, vol. 16, pp. 160-171, 1995.
- [4] T. Kotnik and D. Miklavcic, Bioelectromagnetics, vol. 21, pp. 385-394, 2000.

# A STRATEGY TO MEASURE THE COMPLEX PERMEABILITY OF MAGNETIC LIQUIDS FOR BIOLOGICAL APPLICATIONS

G. Bellizzi, O.M. Bucci, A. Capozzoli

Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni Università di Napoli Federico II Via Claudio, 21 80125 Napoli Italia phone: +39-081-7683140; fax: +39-081-5934448; email: <u>bucci@unina.it</u>

#### Abstract

A measurement strategy to detect the electromagnetic parameters of liquids is presented. The approach improves the performance of the Short Circuit Coaxial Line and of the Open Ended Coaxial Line measurement techniques. In particular, as shown by the analysis of the uncertainties here reported, a better trade off between the accuracy and the bandwidth limitations of the Short Circuited Coaxial Line measurement technique is achieved in detecting the magnetic permeability of substances with a strong dielectric response and a weak magnetic response. Also the measurement apparatus specifically designed and realized to implement the technique is presented and discussed.

#### **INTRODUCTION**

Recently, the use of Magnetic NanoParticles (MNP) as control units of remotely and selectively controlled biological Nanomachines (NM) by means of Radio Frequency Magnetic (RFM) Fields has been proposed [1].

To asses the feasibility of the idea, a careful experimental investigation of the magnetic properties of MNPs embedded in biocompatible solvents is mandatory. A broadband spectroscopy is required to estimate the behaviour of MNPs on a very large frequency range and to identify the frequency bandwidths wherein the energy exchange between the RFM signal and the MNP is high enough to activate the NMs [1, 2]. In particular the relative complex permeability  $\mu = \mu_1 - i\mu_2$  of a suspension of MNPs in water, namely the Water-based FerroFluid (WFF) [1, 3], should be detected.

The open literature, at the best of our knowledge, lacks for the experimental characterization of WFFs likely related to the difficulties of to their experimental characterization. In fact, at the same time, it is required:

- a) a broadband spectroscopy;
- b) the capability to manage small volumes and save costs;
- c) a high sensibility in determining  $\mu$ , due to the need for detecting small values of  $\mu_2$  in substances, as the WFFs, where the dielectric response is strong.

In [1], some preliminary results on the characterization of WFFs have been presented. The *Short-circuited Coaxial Line* (SCCL) measurement technique [3] has been exploited. The SCCL technique determines the  $\mu$  of the substance under test (sample) by measuring the reflection coefficient  $\Gamma$  of a section of a coaxial cable (measurement cell) filled with the sample, with a length *l* is much smaller the wavelength  $\lambda$  in the sample and ended on a short circuit.

The choice for *l* makes the measurement data dependent only on  $\mu$  [3], a very attractive condition to meet the specification c).

However, an electrically short sample precludes a broadband analysis especially when  $\lambda$  is much smaller than the wavelength  $\lambda_0$  in the vacuum. Obviously, by reducing *l* the analysable spectral range increases, but the accuracy of the technique decreases due to the errors in estimating *l* (trade off between bandwidth and accuracy)

In the present paper a measurement strategy improving the performance of the SCCL technique in estimating  $\mu$  of liquids, WFFs like, is presented.

The approach determines the electromagnetic parameters  $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$  and  $\mu = \mu_1 - i\mu_2$  of the sample by removing the restriction on *l* and by processing together two data sets, obtained by measuring  $\Gamma$  at the input port of the cell ended in turn on a short circuit and on an open circuit. Furthermore, to achieve a better trade off bandwidth-accuracy, different cells, with different lengths, are considered. In fact, by
properly choosing the set of the values for *l*, the uncertainty in estimating  $\mu_2$  can be made lesser than 10% on the frequency interval (0.1 – 1GHz), as shown in the following.

In the paper also it is presented the apparatus purposely designed and realized to implement the approach.

## MEASUREMENT STRATEGY

As previously discussed, the technique estimates  $\varepsilon = \varepsilon_1 - i\varepsilon_2$  and  $\mu = \mu_1 - i\mu_2$  by measuring the reflection coefficients  $\Gamma_s$  and  $\Gamma_o$  of the cell ended on a short circuit (short configuration) and on an open circuit (open configuration), respectively.

The basic equations to be used are:

$$\frac{1+\Gamma_s}{1-\Gamma_s} = iZ_0 \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \tan\left(\beta l \sqrt{\mu\varepsilon}\right) \tag{1}$$

$$\frac{1-\Gamma_o}{1+\Gamma_o} = \frac{i}{Z_0} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \tan\left(\beta l \sqrt{\mu\varepsilon}\right)$$
(2)

where  $i = \sqrt{-1}$ ,  $\beta$  is the free space propagation factor and  $Z_0$  is the characteristic impedance of the cell. The approach determines both  $\varepsilon$  and  $\mu$  from a short and open configuration, but the simultaneous use of equations (1) and (2) allows to overcome the restriction  $l << \lambda$ , characterizing the SCCL and *Open Ended Coaxial Line* [3] techniques. As a result, no limit on the analyzable frequency range exists and the measurement sensitivity is increased.

However, due to the measurement errors, a critical behaviour is exhibited at the frequencies corresponding to  $n\lambda \approx 4l$  (*n* natural number), as shown in Fig. 1. Here, the dashed lines represent the values for  $\varepsilon$  and  $\mu$  which can be obtained from eqs (1) and (2) when the measured data are effected by errors on *l*, say  $\Delta l$ , on the magnitude and phase of  $\Gamma_s$  and  $\Gamma_o$ , say ( $\Delta |\Gamma_s|$ ,  $\Delta \varphi_s$ ) and ( $\Delta |\Gamma_o|$ ,  $\Delta \varphi_o$ ) respectively. The solid lines represent the profiles expected for  $\varepsilon$  and  $\mu$ .

A good agreement is achieved as long as the frequency f is far from 400MHz, with a small discrepancy essentially related to the error on l. Instead, the discrepancy increases around  $f \approx 400$ MHz corresponding to  $\lambda = 4l$ .

The above analysis has assumed l=16mm,  $\Delta l=0.2$ mm,  $\Delta |\Gamma_s|_{db}=\Delta |\Gamma_o|_{db}=0.02$ dB,  $\Delta \varphi_s=\Delta \varphi_o=0.5^\circ$ . Furthermore, a large value of  $\varepsilon$  if compared to the value of  $\mu$  has been chosen, to investigate the behaviour of the technique when WFFs like samples are involved.

The described  $n\lambda/4$ -effect can be circumvented by using cells with different values of l and centring the resonant-like  $n\lambda/4$ -effects around frequencies suitably far from each other. For example, in Fig. 1, the resonant effect centred on  $f \approx 400$ MHz (dashed lines) is compared to the one centred on  $f \approx 700$ MHz (dotted lines).

Accordingly, two or more different values of l allow a broadband spectroscopy, with a good accuracy in estimating the  $\mu$  of substances with strong dielectric properties and weak magnetic properties.

## UNCERTAINTY ANALYSIS

By exploiting the values of  $\varepsilon$  and  $\mu$  in Fig 1 (solid lines), an uncertainty analysis, for different values of l, has been carried out to analyze the accuracy of the strategy, in particular in estimating  $\mu_2$ , for nominal values of  $\varepsilon$  and  $\mu$  close to those expected for a WFF.

The analysis of the uncertainties allows to identify the set of values of l providing the desired value of the accuracy in estimating  $\mu$  in the frequency range of interest.

- The sources of error, here considered, are:
  - 1. Errors in measuring the reflection coefficients:  $\Delta |\Gamma_s|$ ,  $\Delta |\Gamma_o|$ ,  $\Delta \varphi_s$ ,  $\Delta \varphi_o$ ;
  - 2. Error in estimating  $l: \Delta l$ ;
  - 3. A non ideal behaviour of the terminal loads (open and short).

Concerning the last point, since the non ideal behaviour of the loads has the same effects produced by errors on  $\Gamma_s$  and  $\Gamma_o$ , the analysis has been simplified by considering only the source of errors 1 and 2.

The plots in Fig.2 represent the uncertainty profiles of  $\varepsilon_l$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\mu_l$ ,  $\mu_2$ , in the frequency range of interest, i.e. (0.1 – 1GHz), obtained by assuming  $\Delta l=0.2$ mm,  $\Delta |\Gamma_s|=\Delta |\Gamma_o|_{db}=0.02$ dB and  $\Delta \varphi_s=\Delta \varphi_o=0.5^\circ$ . Each curve corresponds to a different value of *l*, namely *l*=6, 10, 14, 22, 30mm. As can be seen, the chosen set of *l* allows an uncertainty in estimating  $\mu_2$  lower than 10% on the whole frequency range.

## **MEASUREMENT APPARATUS**

To implement the proposed technique, a specific measurement apparatus, made of the measurement cell and the terminal loads, has been designed and realized. It is shown in Fig. 3. Here, the N Female-N Female connector (Fig. 3a) represents the measurement cell. The N-male terminations of Fig. 3b and Fig. 3c represent the short load and the open load, respectively.

Obviously, the apparatus has been realized paying attention to the following features:

- terminal loads with a behaviour very close to a short circuit and an open circuit, in the frequency range of interest;
- same sample-length in both short and open configuration;
- cell of variable length.

The first feature has been attained by realizing the open load by means of a section of cylindrical waveguide of suitable length.

The second feature has been achieved by introducing, inside the open load, a teflon separator closing the cell in the open load configuration, representing the counterpart of the metal wall closing the cell in the short configuration. Moreover, to guarantee a fully filled cell in both the configurations, holes have been properly realized in the loads.

Finally, the third feature has been obtained by realizing more cells with different lengths (6, 8, 22mm) and more loads with different offset lengths (0, 2, 6, 8mm).

## CONCLUSIONS

A measurement strategy improving the bandwidth-accuracy trade off of the SCCL technique in estimating the  $\mu$  of strongly dielectric and weakly magnetic substances, as WFFs, has been proposed. In addition, the measurement cell and loads, specifically designed and realized, have been presented.

The future developments involve the calibration on electromagnetically-known materials and the testing, in the frequency range (0.1 - 1 GHz), on WFF-samples. The final aim is, in fact, to evaluate the magnetic power absorbed by each MNP and to establish if MNPs can be used to remotely control biological NMs by means of a RFM signal.

## REFERENCES

[1] G. Bellizzi, E.M. Bucci, O.M. Bucci, A. Capozzoli et al., "Magnetic nanoparticles as effective energy transducers to activate biological nanomachines by means of RF electromagnetic signals", BEMS 28<sup>th</sup> annual meeting, Cancun, Mexico, June 11-15 2006, vol. 1, pp. 467-471.

[2] O. M. Bucci, "Electromagnetic control of micro-and nano-machines for biotechnological applications", Proc. of URSI-EMTS, Pisa, Italy, May 23-27 2004, vol. 1, pp. 691-693.

[3] P. C. Fannin, S.W. Charles, T Relihan, "On the broadband measurement of the permittivity and magnetic susceptibility of ferrofluids", Jour. Magn. Magn. Mater., vol. 167, pp.274-280, 1997.



**Fig. 1-** Comparison among the expected profiles of  $\varepsilon$  and  $\mu$  (solid lines) with the ones obtained from eqs. (1) and (2) when the input data are affected by errors. Dashed line: *l*=16mm; and dotted line: *l*=10mm



**Fig. 2-** Relative uncertainty of the measurement strategy in detecting  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ ,  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  for nominal values of  $\varepsilon$  and  $\mu$  close to those expected for a WFF: a) relative uncertainty in estimating  $\varepsilon_1$ ; b) uncertainty in estimating  $\varepsilon_2$ ; c) uncertainty in estimating  $\mu_1$ ; d) uncertainty in estimating  $\mu_2$ .



Fig. 3-Measurement apparatus: a) measurement cell; b) short load; c) open load

## CARATTERIZZAZIONE DIELETTRICA DI LIQUIDI E MATERIALI GRANULARI TRAMITE RIFLETTOMETRIA NEL DOMINIO DEL TEMPO

A. Cataldo, M. Vallone, L. Tarricone

Dipartimento Ingegneria dell'Innovazione, Università di Lecce, via Monteroni, 73100, Lecce, Italy, phone +39 0832 297207, fax +39 0832 325362, andrea.cataldo@unile.it

#### Abstract

Time Domain Reflectometry (TDR) is a well-established technique for the development of microwave sensors devoted to the dielectric characterization of materials. In this paper the Authors show that TDR can be successfully used for an enhanced real-time monitoring of liquids inside tanks: in one shot, determination of levels, dielectric properties and multiple interfaces in layered media is possible, thus opening challenging perspectives for several monitoring applications, especially for industrial and environmental control. A detailed analysis of the accuracy of the proposed measurement method is performed: results are proposed, demonstrating the robustness and liability of the TDR technique. The feasibility of the adoption of the TDR technique for real-time monitoring of granular material is also discussed, paying a particular attention to the quality monitoring of agro-industrial and agro-food processes.

## **INTRODUZIONE**

La Riflettometria nel Dominio del Tempo (TDR) nasce nel 1950 con lo scopo di testare le caratteristiche delle linee di trasmissione e determinare la localizzazione spaziale di difetti lungo i cavi. Successivamente l'utilizzo di tale tecnica viene esteso anche alle scienze geologiche per la risoluzione di problematiche di prospezione nei terreni, in particolare per misure del contenuto d'acqua degli stessi. In tale ambito un'interessante applicazione della tecnica TDR è la stima del grado di umidità nei materiali granulari in genere, ma con una particolare attenzione al settore agro-alimentari. La distribuzione dell'umidità nelle sostanze agro-alimentari, infatti, influisce fortemente sulla determinazione della qualità delle stesse ed è estremamente determinante per i processi di immagazzinamento o per le successive fasi di processo, quali l'essiccamento e/o la ventilazione. Altre applicazioni della tecnica TDR si possono trovare nell'ambito della ricerca ambientale per la determinazione di inquinanti chimici nel suolo [1], per l'individuazione di deformazioni strutturali [2] e per il testing di circuiti elettrici ed elettronici [3]. Tra i vari utilizzi della tecnica TDR, che la vedono come un metodo d' indagine efficace, sensibile, altamente flessibile e non invasivo, una applicazione emergente è rappresentata dal monitoraggio di liquidi. In tale ambito molte applicazioni richiedono la misura del livello di interfacce multiple in mezzi stratificati; per tali applicazioni è precluso l'utilizzo di tecnologie tradizionali, come sensori ad ultrasuoni o capacitivi. Un sensore di livello tramite TDR invece permette di individuare differenti interfacce e valutare i livelli di fluidi stratificati con un'unica sonda. In letteratura si possono trovare metodi focalizzati sulla determinazione o del livello di liquidi tramite TDR [4, 5], oppure delle loro proprietà dielettriche. In questo articolo sono presentati i risultati di uno studio volto all'identificazione di una procedura per l'analisi del segnale TDR che permetta proprio di determinare contemporaneamente il livello dei liquidi, localizzare differenti interfacce in mezzi stratificati, nonché determinare la costante dielettrica, tramite la misura del coefficiente di riflessione. Tale procedura, inoltre, viene analizzata da un punto di vista metrologico al fine di determinarne l'accuratezza.

## MATERIALI E METODI

La Riflettometria nel Dominio del Tempo è una tecnica basata sulla generazione di un segnale elettromagnetico e l'analisi nel dominio del tempo del segnale riflesso da un generico carico. Le

differenze tra segnale inviato e segnale riflesso conterranno informazioni circa le proprietà dielettriche del campione stesso: il segnale che si propaga lungo la linea, infatti, verrà riflesso allorquando un disadattamento d'impedenza causa una discontinuità elettromagnetica. L'utilizzo della tecnica TDR per misure di permittività è basata sulla valutazione della velocità di un impulso elettromagnetico che viaggia lungo una linea di trasmissione parzialmente inserita nel campione sotto test. La velocità di propagazione del segnale TDR è legata alla permittività dielettrica relativa ( $\varepsilon_r$ ) del mezzo, considerato a basse perdite, e alla permeabilità magnetica relativa ( $\mu_r$ ) dello stesso dalla seguente relazione [6]:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \tag{1}$$

dove  $c = 3*10^8 \text{ m/s}$  è la velocità della luce nel vuoto. La permeabilità magnetica relativa in molti materiali, come i liquidi, può essere considerata unitaria rendendo quindi la velocità una funzione inversa della radice quadra della permittività.

Per una sonda TDR di lunghezza *L* inserita all'interno di un contenitore parzialmente riempito con un liquido di livello *D*, la costante dielettrica del liquido in esame può essere valutata tramite la misura del livello apparente del liquido  $D_a$  (Eq.2) o tramite la misura del coefficiente di riflessione (Eq.3):

$$\varepsilon_r = \left(\frac{D_a}{D}\right)^2$$
 (2)  $\varepsilon_r = \left(\frac{1-\rho}{1+\rho}\right)^2$  (3)

Misurando il coefficiente di riflessione ( $\rho$ ) risaliamo al valore di costante dielettrica e da questo, riarrangiando l'equazione (2), calcoliamo il livello del campione in esame. Lo stesso metodo si applica nel caso di una sonda TDR inserita in un mezzo stratificato con differenti fasi, per calcolare il livello di ognuna di esse. Per quanto riguarda invece la stima del grado di umidità di un mezzo poroso tramite la misura della permittività dielettrica, questa si basa sull'elevato valore della costante dielettrica dell'acqua ( $\varepsilon_r \approx 80$  alle frequenze di nostro interesse) rispetto a quella dei materiali solidi e dell'aria. Il contenuto d'acqua modifica la costante dielettrica dei materiali incidendo fortemente sulla velocità delle onde elettromagnetiche negli stessi. La TDR quindi si presenta come una interessante tecnica per determinare la presenza di fase liquida e il grado di umidità in un mezzo poroso, parametri che possono essere estratti dalla misura della costante dielettrica di bulk tramite un approccio empirico [7] o un approccio deterministico [8].

## IL SISTEMA DI MISURA

Il sistema di misura utilizzato è costituito da un'unità miniaturizzata TDR (TDR100, Campbell Scientific) caratterizzata da un tempo di salita dell'impulso di circa 200ps, cavo coassiale (RG-58), cilindro graduato in vetro di capacità di 1000ml, diametro di 6cm e altezza 44cm, software di interfacciamento e controllo tramite PC (Figura 1). Per le misure su sostanze liquide è stata utilizzata una sonda coassiale in acciaio di 49.5cm adattata a



 $50\Omega$ . La sonda è costituita da un conduttore centrale cilindrico con un rivestimento coassiale conduttivo, entrambi in acciaio inossidabile. Il rivestimento è stato opportunamente perforato per permettere la circolazione del liquido sia in fase di montaggio, per esempio in serbatoi industriali, sia per permettere un movimento relativo del liquido stesso. Per le misure di umidità nei materiali granulari, invece, è stata utilizzata una sonda a 3 barre d'acciaio inossidabile (CS610) (Figura 1).

## **APPLICAZIONI E RISULTATI**

## 1. Monitoraggio qualitativo e quantitativo di liquidi

Misure sono state condotte su quattro tipi di fluidi, rappresentativi di "bassi" (diesel e benzina), "medi" (acetone), e "alti" (acqua bi-distillata) valori di permittività. Tali liquidi, nel range di frequenze considerato (1.7 GHz), sono caratterizzati da conducibilità e fenomeni di rilassamento trascurabili. La scelta di tali sostanze è dovuta sia alla volontà di validare il metodo di misura combinato su sostanze a differenti valori di permittività, sia all'interesse industriale di alcuni liquidi in esame, come gasolio e benzina. Le misure sono state condotte con la sonda in configurazione a circuito aperto e completamente inserita nei liquidi. Per ogni campione sono state acquisite 10 forme d'onda. I valori di permittività stimati mediante la misura del coefficiente di riflessione ( $\varepsilon^{meas}$ , Eq. 3) sono stati poi paragonati ai valori attesi ( $\varepsilon^{exp}$ , Eq.2). Allo stesso modo i valori di livello stimati sono stati confrontati con quelli reali, pari alla lunghezza fisica della sonda essendo questa completamente immersa nel campione in esame. I risultati in tabella 1 indicano che il metodo di misura sviluppato risulta abbastanza accurato: per tutti i liquidi considerati, infatti, le incertezze relative associate alle misure di costante dielettrica e livello sono inferiori al 2%. I risultati, inoltre, mostrano un buon accordo tra i valori stimati e quelli effettivi di permittività e livello (errore relativo < 2.1%), validando quindi il metodo di misura proposto dagli Autori.

Tabella I: Risultati ottenuti per media pesata sui campioni di acqua bi-distillata, acetone, benzina e diesel: costante dielettrica attesa, costante dielettrica misurata, e livello misurato. Per ogni parametro sono riportate le rispettive incertezze standard

eosume defented misurua, e nveno misurulo. Per ogni parametro sono mportate le rispetave metrozze sundara.					
Sostanza	$\overline{\varepsilon}^{\exp} \pm u_{\varepsilon^{\exp}}$	$\overline{\varepsilon}^{meas} \pm u_{\varepsilon^{meas}}$	Errore relativo (%)	$\overline{D}^{meas} \pm u_{D^{meas}}(cm)$	Errore relativo (%)
Acqua	79.15±0.14	$80.84{\pm}1.62$	2.1%	41.76±0.21	1%
Acetone	21.71±0.14	21.31±0.63	1.8%	$42.8 \pm 0.64$	0.9%
Benzina	$2.17 \pm 0.05$	2.21±0.03	1.8%	41.74±0.79	0.8%
Gasolio	2.19±0.05	2.17±0.03	0.9%	42.28±0.81	0.4%

Il gasolio inoltre è stato utilizzato, insieme all'acqua, per verificare la sensibilità dell'apparato strumentale alla presenza di più liquidi stratificati all'interno di un recipiente. Attraverso l'unità TDR e software di controllo si è ottenuto un andamento del coefficiente di riflessione come da previsione. Passando dall'aria al diesel il coefficiente di riflessione subisce una prima variazione portandosi al valore relativo di costante dielettrica del gasolio, dopodichè incontrando l'acqua, risente di questa nuova interfaccia, e cambia nuovamente valore. Come si può notare dalla



Figura 2. Esempio di liquidi stratificati contenuti in un recipiente.

figura 2, il set-up utilizzato è capace di osservare più liquidi stratificati e calcolare sia le relative costanti dielettriche sia i rispettivi livelli. Tale possibilità è una notevole figura di merito del sviluppato: metodo nelle applicazioni di monitoraggio infatti, industriale. una delle principali esigenze è proprio quella di individuare la presenza di eventuale acqua, fanghi o residui depositati sul fondo dei serbatoi.

## 2. Misure di umidità di materiali granulari

Lo stesso sistema di misura, ma con la sonda a 3 barre d'acciaio inossidabile (CS610), può essere utilizzato per eseguire misure di umidità di materiali granulari inerti (es. sabbie silicee) o del settore agro-alimentare (es. grano, mangimi ecc.). Dalla misura della costante dielettrica della miscela costituita dal mezzo umido, tramite relazioni empiriche che permettano di

descrivere l'andamento della costante dielettrica al variare del contenuto di acqua, si estrae il valore di umidità. Sebbene la risposta del segnale TDR al contenuto d'acqua sia pressoché stazionaria, la stessa dipende anche da fattori legati alle caratteristiche fisico-chimiche del materiale in esame. Sarebbe quindi necessario determinare, per ogni sostanza, una retta di calibrazione. Tale obiettivo, insieme alla possibilità di estendere il metodo sviluppato per il monitoraggio di liquidi anche a sostanze granulari, sono attualmente oggetto di studio. A tale scopo sono state condotte una prima serie di misure di testing su sabbia, utilizzando due differenti metodologie di calibrazione del sensore TDR. La prima consiste nel bagnare "in continuo" un determinato volume di sabbia (precedentemente essiccato a 105° per 48 ore) (Metodol), e la seconda nel progressivo inserimento della sonda all'interno di un campione di sabbia ad umidità nota (Metodo2) [9]. Dai primi risultati entrambe le curve di calibrazione calcolate per la sabbia, in particolare quella ottenuta tramite Metodol, sembrano concordare abbastanza bene, in specifici range di umidità, con quelle determinate attraverso i modelli noti proposti in letteratura [7, 8]. Il maggiore accordo si ha con i modelli deterministici [8], sicuramente dovuto al fatto che, in questo caso, viene esplicitamente presa in considerazione la porosità del materiale in esame. Il passo successivo sarà ripetere l'intera procedura su sostanze agro-alimentari. Per tali materiali si ipotizza un maggiore discostamento delle curve di calibrazione rispetto ai modelli presenti in letteratura, in particolare quelli empirici sviluppati a partire da misurazioni condotte per lo più su suoli minerali, a caratteristiche chimico-fisiche quindi notevolmente diverse da quelle della maggior parte delle sostanze agro-alimentari.

## CONCLUSIONI

Nel presente articolo è stata presentata una tecnica TDR sviluppata per il monitoraggio contemporaneo di proprietà dielettriche e livello di liquidi. Sono state condotte una serie di misure su varie tipologie di sostanze liquide al fine di caratterizzare il metodo proposto da un punto di vista metrologico, determinarne l'accuratezza e l'applicabilità a fluidi con proprietà dielettriche differenti. I risultati confermano che il sistema è adeguato per la misura contemporanea di costante dielettrica e livello: l'incertezza associata infatti è inferiore al 2% per tutti i liquidi considerati. Inoltre, il paragone tra valori attesi e valori stimati sia di permittività che di livello, mostra come questi siano in forte accordo tra loro, validando quindi il metodo di misura proposto dagli Autori. In fase di studio è la possibilità di estendere un tale approccio di monitoraggio combinato anche a sostanze granulari, in particolare quelle del settore agroalimentare. Per tali sostanze infatti la stima delle proprietà dielettriche potrebbe essere correlata, tramite opportune curve di calibrazione determinate ad hoc, alla distribuzione del grado di umidità. La possibilità di monitorare on-line umidità e livello nel settore dell'industria agroalimentare avrebbe degli importanti risvolti per la determinazione della qualità dei prodotti, per i processi di immagazzinamento, e per il risparmio energetico nelle successive fasi di processo, quali l'essiccamento e/o la ventilazione.

## **BIBLIOGRAFIA**

- [1] D. Chenaf and N. Amara, "Time Domain Reflectometry for the Characterisation of Diesel Contaminated Soils", Proceedings of the Second International Symposium and Workshop on TDR, (http://www.iti.nothwestern.edu/tdr/tdr2001/proceedings), pp. 394-408, 2001
- [2] W.F. Kane, T.J. Beck, J.J. Hughes, "Applications of Time Domain Reflectometry to Landslide and Slope Monitoring", Proceedings of the Second International Symposium and Workshop TDR on (http://www.iti.nothwestern.edu/tdr/tdr2001/proceedings), pp. 305-314, 2001.
- [3] H. Zhu, A. R. Hefner Jr, and J. S. Lai, "Characterization of power electronics system interconnected parasitics using time domain reflectometry", IEEE Trans. Power Electron., No. 3, pp. 480-488, 1996.
- [4] D. Moret, M.V. Lopez, J.L. Arrue, "TDR application for automated water level measurement from Mariotte reservoirs in tension disc infiltrometers", Journal of Hydrology, pp. 229-235, 2004.
- [5] C. P. Nemarich, "Time Domain Reflectometry Liquid Level Sensors", IEEE Instr. Meas. Magazine, pp.40-44, 2001.
- [6] *"Time Domain Reflectometry Theory"*, Hewlett Packard, Application Note 1304-2.
  [7] Topp, G.C., Davis, J.L., Annan, A.P., 1980. *"Electromagnetic determination of soil water content: measurements in coaxial*" transmission lines", Water Resour. Res. 16 (3), 574-582.
- [8] Roth K., Schulin R., Attinger W., 1990. "Calibration of time domain reflectometry for water content measurement using a composite dielectric approach", Water Resour. Res. 26(10), 2267-2273.
- H. QUINONES, P. RUELLE, I. NEMETH, "Comparison of three calibration procedures for TDR soil moisture sensors", [9] Irrig. and Drain. 52: 203-217 (2003).

# MISURA E SIMULAZIONE DEI LIVELLI DI CAMPO ELETTROMAGNETICO IN AMBIENTI INDOOR ALLE FREQUENZE DEI SISTEMI DI COMUNICAZIONI WIRELESS

M. Barbiroli<sup>1</sup>, M. L. Calabrese<sup>2</sup>, G. Falciasecca<sup>1</sup>, R. Massa<sup>2</sup>

 <sup>1</sup> Dipartimento di Elettronica, Informatica, Sistemistica, Università di Bologna Viale Risorgimento, 2 - 40136 - Bologna gfalciasecca@deis.unibo.it
 <sup>2</sup> Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni, Università di Napoli Federico II Via Claudio, 21 - 80125 - Napoli massa@unina.it

## Abstract

The aim of this study was to provide an optimization procedure for evaluating RF exposure levels due to wireless devices other than phones used in home and office environments. To this end, several measurements were carried out at UMTS and Wi-Fi frequencies and the results were then compared with simulations provided by a ray tracing prediction mode.

# INTRODUZIONE

Negli ultimi anni la crescente diffusione dei sistemi di comunicazioni wireless ha portato alla necessità di sviluppare procedure efficaci ed accurate per la previsione e la misura dei livelli di campo elettromagnetico in ambienti indoor. I rilievi sperimentali effettuati in ambienti esterni, al fine di verificare il rispetto delle normative in termini di emissioni elettromagnetiche, sono stati estesi anche agli ambienti interni, con la conseguente nascita di nuove problematiche. Ricorrere a valutazioni sperimentali per la caratterizzazione del campo elettromagnetico, può portare a costi di messa in opera e tempi elevati, quindi l'utilizzo di un programma di previsione del campo può rappresentare un'alternativa vantaggiosa rispetto alla valutazione del campo mediante misura.

Il calcolo dei livelli di campo elettromagnetico in ambienti indoor è un problema complesso in quanto fortemente legato all'accuratezza con cui vengono descritti il sistema di antenne, la geometria e le caratteristiche elettromagnetiche degli oggetti presenti.

L'obiettivo di questo lavoro è quello di fornire una procedura di ottimizzazione per la valutazione dei livelli di campo elettromagnetico in ambienti interni alle frequenze dei sistemi di comunicazioni wireless, che tenga conto delle varie problematiche che intervengono nel caso di ambienti interni; a tal fine numerose misure sono state effettuate ed i risultati sono stati confrontati con quelli forniti da un modello di previsione che implementa la tecnica a tracciamento di raggi [1].

# MATERIALI E METODI

Il programma utilizzato per la previsione dei livelli di campo elettromagnetico è ARMONICA, sviluppato dal DEIS (Dipartimento di Elettronica, Informatica e Sistemistica) dell'Università di Bologna [2] in collaborazione con A.R.P.A. Emilia Romagna; il modulo utilizzato (mray) che implementa l'algoritmo di ray tracing consente di calcolare il campo totale nel punto di osservazione come somma vettoriale di tutti i contributi corrispondenti a tutti i raggi principali che raggiungono il punto di ricezione, dopo un certo numero di interazioni con gli eventuali ostacoli.

Il programma riceve in ingresso le caratteristiche radiative dell'antenna trasmittente, i dati geometrici relativi alle superfici presenti nell'ambiente considerato, le caratteristiche elettromagnetiche dei materiali, i dati relativi alla frequenza di lavoro, l'ordine di riflessioni considerate, la posizione e l'orientamento dell'antenna trasmittente, la potenza d'alimentazione ed il dominio di analisi.

Numerosi domini di analisi sono stati considerati: il laboratorio di Microonde (fig. 1), uno studio ed un corridoio del Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni dell'Università di Napoli Federico II.

Le misure sono state effettuate in presenza di un segnale Wi-Fi trasmesso da un'antenna WLAN (Cisco Aironet Yagi 1949) ed in presenza di un segnale UMTS trasmesso da un'antenna a tromba nervata (Schwarzbeck BBHA 9120D). Come strumento di rilevazione del segnale è stato utilizzato un analizzatore di spettro (R&S FSH3) collegato ad un'antenna bicona di precisione (PCD 8250, Austrian Research Centers, Seibersdorf). Sono state inoltre effettuate una serie di misure utilizzando l'analizzatore di reti vettoriale collegato da un lato all'antenna trasmittente operante alla frequenza di 2 GHz, e dall'altro a quella ricevente. Quest'ultima è stata montata su un sistema di scansione planare (fig. 2), in modo da avere una distribuzione planare (0.5 x 0.5 m<sup>2</sup>) del campo elettrico [3].

Infine sono state analizzate le potenzialità predittive del modello a tracciamento dei raggi negli ambienti indoor, confrontando i risultati numerici con quelli ottenuti dalle numerose misure effettuate nei differenti scenari.

# RISULTATI

Il confronto tra i risultati numerici e quelli sperimentali hanno mostrato un accordo soddisfacente (fig.3). Tuttavia, per la complessità del dominio di analisi, alcuni aspetti critici sono stati evidenziati: una descrizione geometrica non accurata dell'ambiente può fortemente influenzare i risultati del modello di previsione; l'aggiunta dei contributi di diffrazione può migliorare le prestazioni del modello; è necessaria, inoltre, una descrizione accurata delle caratteristiche dei sistemi radianti presenti; negli ambienti indoor non è sempre semplice garantire le condizioni di campo lontano alle frequenze dei sistemi wireless.

# CONCLUSIONI

Questo lavoro suggerisce una metodologia per la valutazione dei livelli di campo elettromagnetico in ambienti indoor basata sull'utilizzo combinato di un modello di previsione a tracciamento dei raggi e verifiche sperimentali.

Dai risultati incoraggianti ottenuti si evince che l'utilizzo di un modello di previsione a tracciamento dei raggi può essere un valido supporto per la valutazione dei livelli di campo elettromagnetico in ambienti indoor; esso, infatti, permette di effettuare verifiche sperimentali solo nei punti in cui il simulatore ha evidenziato qualche aspetto critico, consentendo di risparmiare in tempi e costi.



Fig. 1. Ricostruzione 3D del laboratorio di Microonde realizzata mediante apposito script Matlab.



Fig. 2. Antenna biconica di precisione usata in ricezione, montata su un sistema di scansione planare.



Fig. 3. Confronto tra i valori del campo elettrico calcolati e misurati, con le relative fasce di incertezza, in due differenti scenari.

# BIBLIOGRAFIA

[1] Vittorio Degli-Esposti, Giancarlo Lombardi, Cristiano Passerini, and Guido Riva, *Wide-Band Measurement and Ray-Tracing Simulation of the 1900-MHz Indoor Propagation Channel: Comparison Criteria and Results*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 49, no. 7, july 2001;

[2] Marina Barbiroli, Claudia Carciofi, Vittorio Degli-Esposti, Gabriele Falciasecca, *Evaluation of Exposure Levels Generated by Cellular Systems: Methodology and Results*, IEEE Transactions on Vehicular Technology, vol. 51, no. 6, november 2002;

[3] M. Barbiroli, M. L. Calabrese, G. Falciasecca, R. Massa, *Electromagnetic Field Measurements and Simulations at UMTS and Wi-Fi Frequencies in Indoor Settings*, The Bioelectromagnetics Society 28th Annual Meeting, June 11-15, 2006, Cancun, Mexico.

## CAMERE RIVERBERANTI: ATTIVITA' DI RICERCA SVILUPPATA AL DEB

G. Cerri, R. De Leo, V. Mariani Primiani, F. Moglie,C. Monteverde, A.P.Pastore, P. Russo Dipartimento di Elettromagnetismo e Bioingegneria (DEB) Università Politecnica delle Marche - Ancona <u>paola.russo@univpm.it</u>

## Abstract

This paper presents briefly the whole research activity that our group is carrying out about the reverberation chamber (RC) topic. In particular the research is divided in two items: the first one proposes an application of the finite difference time domain method to analyze a device inside an RC, by using a superposition of random plane waves. The second one is the development of an alternative stirring of the RC, based on a source stirring mode.

## I. INTRODUZIONE

Questo lavoro presenta sinteticamente l'attività di ricerca sviluppata presso il Dipartimento di Elettromagnetismo e Bioingegneria nell'ambito delle camere riverberanti (CR).

L'uso delle CR nella compatibilità elettromagnetica è stato caratterizzato da un crescente uso negli ultimi anni. In particolare il loro uso nei test di immunità è risultato particolarmente interessante, per la possibilità di raggiungere il livello di campo richiesto dalla norma a fronte di una potenza nettamente inferiore di quella richiesta dalla camera anecoica. Il principale obiettivo della CR è quello di generare un campo statisticamente uniforme, isotropo e depolarizzato, in modo tale da non dovere ruotare l'oggetto sotto test per ottenere il massimo accoppiamento, così come si deve fare in una camera anecoica. Normalmente questo risultato si ottiene attraverso il mescolamento (stirring) dei modi all'interno della camera, utilizzando delle pale metalliche che ruotano meccanicamente.

Nella nostra attività di ricerca abbiamo voluto analizzare la possibilità di effettuare un diverso tipo di stirring della camera, che abbiamo chiamato "source stirring", basato sulla rotazione della sorgente, eliminando così lo stirrer meccanico. In questo modo si ridurrebbe lo spazio occupato dallo stirrer, aumentando le dimensioni dell'area di lavoro all'interno della CR.

Per quello che riguarda invece un dispositivo all'interno di CR, esso può essere analizzato utilizzando un'espansione di onde piane casuali (che simulano l'ambiente riverberante). Il dominio di simulazione comprende dunque solamente il dispositivo e non tutto il volume della camera con lo stirrer. Inoltre questo metodo è applicabile per qualunque tecnica efficiente di stirring adottata.

# II. SIMULAZIONI FDTD DI UNA CAMERA RIVERBERANTE MEDIANTE L'USO DI UNA SOVRAPPOSIZIONE DI ONDE PIANE

Un oggetto in una camera riverberante può essere analizzato come se fosse investito da una sovrapposizione di onde piane casuali [1].

Le onde piane sono eccitate per simulare la distribuzione dei campi dentro la camera riverberante per una particolare posizione dello stirrer.

Mediante l'uso di un codice FDTD si sono calcolati i campi elettromagnetici per diversi oggetti da analizzare. La camera è stata sostituita da un' espansione del campo con infinite onde piane, ognuna con polarizzazione e fase statisticamente variabili.

Ciascuna onda piana è caratterizzata dai seguenti parametri: gli angoli  $\theta \in \phi$ , la polarizzazione  $\alpha$  e la fase di ogni onda piana. Gli angoli  $\theta \in \phi$ , sono generati in modo casuale in modo che assicurino una distribuzione uniforme su una superficie sferica.

Affinché la sovrapposizione di onde piane produca gli stessi effetti di una camera riverberante deve essere rispettata la seguente relazione che lega il campo totale in camera riverberante  $\langle |E| \rangle_{RC}$ , all'ampiezza delle onde piane  $|E_0|$  [2]:

$$\left\langle \left| \mathbf{E} \right| \right\rangle_{\rm RC} = \frac{15}{16} \sqrt{\frac{\pi}{3}} \sqrt{\mathbf{N}} \left| \mathbf{E}_0 \right| \tag{1}$$

L'unico parametro variabile è l'ampiezza delle onde piane  $|E_0|$  ma dato che le pareti della camera hanno perdite molto basse si può porre per tutto il set di onde piane  $|E_0| = 1 \text{ V/m}$ . I soli parametri che descrivono quindi le caratteristiche della camera riverberante sono i parametri N e M. N è il numero di onde piane che sono eccitate per simulare la distribuzione di campo nella camera per una sola posizione dello stirrer. La simulazione è ripetuta M volte, dove M corrisponde al numero di posizioni statisticamente indipendenti dello stirrer. Questi due parametri sono stati scelti come compromesso tra i tempi di calcolo e la convergenza statistica della legge dei grandi numeri [3].

Si è simulato un box metallico con una fessura 4 mm x 354 mm al cui interno è posto un loop metallico sul quale si misura la corrente ottenendo un andamento molto vicino ai risultati sperimentali ottenuti in camera riverberante. La Fig. 1 mostra il confronto fra la corrente media simulata e quella sperimentale al variare della frequenza [4].

Si è successivamente simulato un cavo di 3 metri (2 metri di cavo coassiale e 1 metro di cavo RG58) chiuso su un carico adattato. Si è calcolata la corrente su di esso e con essa la tensione all'inizio del cavo confrontandola con i risultati sperimentali. Le Funzioni di Distribuzione Cumulativa (CDF) sia per le correnti che per le tensioni hanno mostrato che la distribuzione teorica e quella simulata sono molto vicine [5].

Un'applicazione interessante è stata l'analisi della corrente su un cavo di 50 cm.

Si sono simulati i diversi effetti dei connettori, dello spessore diverso del cavo, della presenza del probe di corrente. E grazie a quest'ultima analisi si è trovato un metodo alternativo per calcolare con le simulazioni l'impedenza di trasferimento del probe di corrente [6]. In una camera riverberante un probe di corrente può essere caratterizzato in termini della sua impedenza di trasferimento. Il probe è chiuso su un filo fluttuante posto nel volume di lavoro della camera. La corrente indotta da ogni onda piana lungo il filo è calcolata mediante il codice FDTD. Con questa corrente simulata e le misure in CR si è ricavata l'impedenza di trasferimento del probe.



Fig. 1. Corrente media simulata e sperimentale, al variare della frequenza, sul loop interno al box metallico analizzato in camera riverberante

## **III. STIRRING DELLA SORGENTE**

La ricerca riguarda lo studio di un dipolo rotante in camera riverberante in sostituzione dello stirrer. Una valutazione sperimentale della fattibilità di questo tipo di eccitazione per camere riverberanti è già stato presentato in [7], dove però il modello matematico si basava sull'utilizzo di un dipolo ideale per eccitare la camera. La presenza della cavità modifica le condizioni del dipolo e di conseguenza la distribuzione della corrente sul dipolo. Adottando il classico approccio modale per una cavità con Q reale, il campo viene descritto attraverso sia i modi solenoidali che quelli irrotazionali. L'utilizzo di questi ultimi è indispensabile per determinare la corrente lungo il dipolo.

Partendo dunque da un'alimentazione in tensione il problema è quello di arrivare a conoscere la distribuzione di corrente sul dipolo che poi genera il campo. La soluzione si ottiene applicando il metodo dei momenti (MoM) all'equazione che determina la condizione al contorno del campo elettrico sulla superficie del dipolo (classica EFIE). L'alimentazione a gap del dipolo viene rappresentata come una spira di corrente magnetica posta al centro del dipolo. Conosciuta la corrente sul dipolo si può allora conoscere il campo in ogni punto della cavità. Facendo infine ruotare il dipolo lungo una traiettoria casuale si può andare a valutare la statistica del campo. E' evidente che un primo problema riguarda la risoluzione delle serie triple dovute ai modi. Per la maggior parte di esse è stata trovata una soluzione analitica, basata sulla soluzione asintotica delle serie stesse.

Un secondo problema è la scelta della base con cui sviluppare la corrente sul dipolo secondo il MoM. Sono state effettuate diverse prove nello spazio libero al fine di trovare la base di espansione più adeguata, ottenendo la seguente:

$$I(z) = \sum_{r=1}^{\infty} \alpha_r \sin\left(r\frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{d}{2} - |z|\right)\right)$$
(2)

Per effettuare una prima verifica sperimentale si è presa una cavità risonante eccitata da un monopolo fissato su una parete ed è stata misurata l'impedenza d'ingresso in un range di frequenze intorno alla frequenza di risonanza del modo fondamentale che dipende sicuramente dalle dimensioni stesse della cavità. Attraverso il modello si è poi simulata la situazione simile di una cavità identica a quella reale con in più la sua immagine rispetto alla parete dove era stato fissato il monopolo. Al modo fondamentale è stato attribuito il fattore di qualità ricavato dalle misure. I risultati ottenuti mostrano una differenza tra la risonanza simulata e quella misurata di 4.565MHz e una differenza anche nelle ampiezze dell'impedenza d'ingresso dovute all'incertezza nella determinazione del fattore di qualità dai risultati sperimentali e nella misura delle dimensioni della scatola. In figura 2a e 2b sono riportati il confronto tra le misure e le simulazioni della parte reale e della parte immaginaria dell'impedenza di ingresso del monopolo. Per un migliore confronto tra i risultati, le frequenze sono state normalizzate alle rispettive frequenze di risonanza (900.685 MHz per i valori misurati e 905.250 MHz per quelli simulati).



Fig. 2 Confronto teorico (linea grigia)- sperimentale (linea nera) dell'impedenza di ingresso del dipolo a) parte reale; b) parte immaginaria

## Referenze

[1] F. Moglie, A. P. Pastore, "FDTD Analysis of Plane-Wave Superposition to Simulate Susceptibility Tests in Reverberation Chambers" *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, pp. 195-202, vol. 48, n. 1, February 2006.

[2] L.Musso, V. Berat, F. Canavero, and B. Demoulin, "A plane wave monte carlo simulation method for reverberation chambers", in *EMC Europe 2002, International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, vol. 1, 2002, pp. 45-50.

[3] F. Moglie, A. P. Pastore, V. Mariani Primiani, "Parameters optimization in FDTD analysis using a random plane waves superposition" in *EMC Europe Workshop 2005*, Roma, Italy, September 2005, pp. 267-270.

[4] G. Gradoni, F. Moglie, A. Pastore, V. Mariani Primiani "Numerical and experimental analysis of the field to enclosure coupling in reverberation chamber and comparison with anechoic chamber", "*IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*", pp. 203-211, vol. 48, n. 1, February 2006.

[5] V. Mariani Primiani, F. Moglie, A. P. Pastore, "Field to shielded cable coupling inside a reverberation chamber: numerical and experimental analysis", accettato per *EMC Europe Workshop 2006*, 4-8 September 2006, Barcelona, Spain.

[6] V. Mariani Primiani, F. Moglie, A. P. Pastore, "A metrology application of reverberation chambers: the current probe calibration", accettato con revisioni per *"IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility"*.

[7] G. Cerri, V. Mariani Primiani, S. Pennesi, P. Russo, "Source Stirring Mode For Reverberation Chambers" *IEEE Trans on. EMC*, vol. 47, n.4, Nov. 2005 pp. 815-823

# Tecniche per la Sintetizzazione di Campi Elettromagnetici all'interno di una Camera Riverberante

P. Corona, G. Ferrara, M. Migliaccio, A. Sorrentino

Università di Napoli "Parthenope", Dipartimento per le Tecnologie Via Medina 40, 80133 Napoli, Italy antonio.sorrentino@uniparthenope.it

## Abstract

This paper describes some techniques to synthetize an electromagnetic field in a Reverberation Chamber (RC). The Autocorrelation function is found against strirrers velocity. Some experiments are presented and described.

# INTRODUZIONE

La compatibilità elettromagnetica tratta la necessità di apparati elettronici di operare in modo sicuro in un ambiente elettromagnetico complesso e di non creare pericolo sia per i dispositivi sia per il personale umano ivi presente. In questo contesto, nasce la camera riverberante (RC), diventata da pochissimo tempo uno standard per misure di compatibilità elettromagnetica, ma da tempo utilizzata sia nel campo della ricerca che in quello della produzione. In una RC grazie all'implementazione di tecniche particolari, quali agitazione meccanica o variazione frequenziale (modulando la frequenza di eccitazione), si ottengono campi aleatori, in media isotropi ed uniformi con una distribuzione praticamente uniforme di energia (entro  $\pm$  0.5 dB fino a  $\lambda/4$  circa dalle pareti). L'agitatore o gli agitatori presenti al suo interno, assumono un grande numero di posizioni, in modo continuo o a step [4], tali da rendere la camera riverberante stessa un insieme di un gran numero di cavità aventi forme differenti. Tali caratteristiche hanno reso possible l'utilizzo della RC, previa taratura, per misurare la potenza emessa da una sorgente [2] o valutare l'assorbimento globale di strutture assorbenti, biologiche [3] e non. Questo lavoro mostra la possibilità di sintetizzare un campo elettromagnetico con particolari proprietà statistiche; in particolare agendo sulla velocità degli agitatori è possibile ottenere differenti correlazioni di campo. L'utilizzo di un campo elettromagnetico con statistiche note, sia al primo che al secondo ordine, è di notevole importanza sia in misure di compatibilità elettromagnetica (EMC) sia nell'analisi di canali tempo varianti in ambito telecomunicativo.

# **DESCRIZIONE DEL CAMPO IN RC**

In una RC ad agitazione meccanica, la continua variazione della geometria genera in ricezione un campo aleatorio. Il campo si presenta all'antenna ricevente come un sovrapporsi di onde provenienti da direzioni differenti con polarizzazione aleatoria e fase  $\varphi$  uniformemente distribuita tra 0 e  $2\pi$ .

Se indichiamo con *E* l'ampiezza del campo, tale grandezza è distribuita in accordo alle seguente funzione densità di probabilità (pdf) [1]:

$$f(E) = \frac{E}{\sigma^2} \exp\left(\frac{-E^2}{2\sigma^2}\right) U(E) \qquad , \tag{1}$$

pdf di Rayleigh, con  $\sigma^2$  varianza e U(E) funzione gradino.

Nei casi in cui è presente una componente coerente del campo, dovuta al collegamento diretto tra antenna trasmittente ed antenna ricevente, la distribuzione dell'ampiezza del campo presenta una pdf di Rice

$$f(E) = \frac{E}{\sigma^2} I_0 \left( \frac{EE}{\sigma^2} \right) \exp\left[ -\left( E^2 + \overline{E}^2 \right) / 2 \sigma^2 \right] U(E), \qquad (2)$$

dove  $I_0$  è la funzione di Bessel modificata di prima specie e di ordine zero ed  $\overline{E}$  è l'ampiezza della componente coerente.

La distribuzione di Rice è esprimibile in termini del fattore di Rice, *K*, rapporto tra la parte coerente, quella legata al contributo diretto, e quella incoerente del segnale.

Una delle tecniche utilizzabili in RC per sintetizzare un campo elettromagnetico con una desiderata pdf è l'impiego di materiale assorbente. L'introduzione di materiale assorbente in RC, in modo da non interferire con il processo di riverberazione, provoca un'attenuazione di tutti i contributi ricevuti dall'antenna e di conseguenza del livello di campo ricevuto, in accordo, ancora una volta, ad una distribuzione di tipo Rayleigh.

Se le due antenne sono affacciate, l'introduzione di perdite all'interno della cavità, senza interferire con l'affacciamento, non modifica la distribuzione di campo ma attenua il contributo non coerente, aumentando il fattore di Rice. E' quindi possibile ottenere un campo distribuito secondo Rice ma caratterizzato da differenti valori di *K*. E' possibile ottenere anche un controllo sull'angolo di provenienza delle onde, ricoprendo parzialmente o totalmente una delle pareti di cui la camera è costituita. Un tale utilizzo di materiale assorbente modifica la distribuzione di campo in RC, andando ad interferire con il processo di riverberazione.

Le statistiche del primo ordine fino ad ora trattate non forniscono una descrizione completa del campo in RC; la sola densità di probabilità non è sufficiente. Una maggiore conoscenza è fornita dalle statistiche al secondo ordine ed in particolare dalla funzione di autocorrelazione definita come la correlazione delle due variabili aleatorie  $E(t_1)$  e  $E(t_2)$  che si ottengono considerando due istanti temporali  $t_1$  e  $t_2$  [5]:

$$E[E(t_1)E(t_2)] = \iint_{\mathbb{R}^2} e_1 e_2 f_{E(t_1)E(t_2)}(e_1, e_2) de_1 de_2 = R_{EE}(t_1, t_2)$$
(3)

In RC il campo ricevuto può considerarsi, sotto certe ipotesi, un processo stazionario in senso lato (SSL) con media indipendente dal tempo e correlazione funzione solo della differenza tra i due istanti temporali,  $\tau = t_2 - t_1$ , e non dal loro specifico valore. La funzione di autocorrelazione in RC, è funzione della velocità di rotazione degli agitatori. La stessa distribuzione di campo, all'interno della cavità, si può ottenere, anche per diversi valori della funzione di autocorrelazione.

## **ESPERIMENTI E RISULTATI**

Le misure descritte in questa sezione sono state realizzate nella RC dell'Università degli Studi di Napoli Parthenope. Tale camera è una cavità cubica avente il lato di 2m ed al cui interno sono presenti tre agitatori metallici (Fig.1) le cui dimensioni sono 1.80mx0.45m (S1), 1.80mx0.25m (S2), 1.20mx0.25m (S3) e le cui velocità di rotazione sono rispettivamente 180, 390, 320 rpm. Le antenne utilizzate in sede di misura sono state due *double – ridged waveguide horn* operanti nel range di frequenze 1-18 GHz poste su un piedistallo di polistirolo a circa un metro dal pavimento. L'antenna eccitatrice (T) è stata collocata, entrando nella camera riverberante, alla sinistra della porta di ingresso, in prossimità della parete laterale; quella ricevente (R) invece, in prossimità della mezzeria della camera. In tutte le



Fig.1: Struttura della camera riverberante dell'Università Parthenone.



Fig.2: Funzione di autocorrelazione del campo all'interno della camera con tre agitatori in azione (a) e valori complessi del campo nel suddetto caso (b), zoom con tre agitatori (c) e relativi valori di campo (d), zoom con S1 a regime (e) e relativi valori di campo (f), zoom con S1 a 100 rpm (g) e relativi valori di campo (h).

misure effettuate si è utilizzato il Network Analyzer E8363B dell'Agilent Technologies sia per la trasmissione che per la ricezione del segnale. Il segnale utilizzato è stato un'onda monocromatica alla frequenza di 1.8 GHz. Le misure sono state eseguite con un tempo di campionamento pari a 117.8 µsec corrispondente alla acquisizione di 16001 campioni in un periodo di circa 1.9 sec e realizzate con i tre agitatori a regime, con S1 a regime e con lo stesso ad una velocità inferiore (circa 100 rpm). Il software utilizzato per

l'elaborazione dei dati è stato il LabVIEW della National Instruments. La Fig.2-a mostra la funzione di autocorrelazione ottenuta nel caso di tre agitatori a regime. Per avere maggiore discriminazione in frequenza si è resa necessaria una operazione di sullo spettro zoom del campo e di conseguenza sulla sua funzione di autocorrelazione. I risultati sono riportati in Fig.2(c, e, g). Sulle ascisse è riportato il tempo in sec, sulle ordinate l'ampiezza della funzione. Si nota come la autocorrelazione è funzione della velocità degli agitatori; al diminuire del numero di agitatori in uso (e quindi al diminuire della velocità di variazione della geometria della camera) i campioni di campo risultano più correlati. In Fig.2 b-d-h-f, sono riportati i valori di campo, in parte reale e parte immaginaria, relativi alle autocorrelazioni mostrate. Come risulta evidente, la maggior correlazione del campo, dovuta ad una minore velocità degli agitatori, si traduce in



Fig. 3: Andamento della funzione di autocorrelazione e dei valori del campo complesso a valle del filtraggio (a, b).

"percorsi" ben delineati che uniscono due e più campioni successivi. La correlazione ottenuta in sede di misura andando ad agire sulla velocità degli agitatori, è riproducibile, qualitativamente, calcolatore а mediante l'utilizzo di un filtro passa basso.

In Fig.3 a-b sono riportati

rispettivamente la funzione di autocorrelazione e i valori complessi del campo ottenuti in sede di misura nelle condizioni di massima decorrelazione (con tre agitatori in azione), a valle del filtraggio passa basso. Dalla funzione di autocorrelazione è possibile ricavare il tempo di coerenza  $T_c$  della camera stessa, definito come il tempo in cui la funzione di autocorrelazione scende al valore di  $1/\sqrt{2}$  [5]. La Tab.1 riporta i valori di  $T_c$  per i tre casi esposti.

Agitatori in funzione	Tempo di coerenza (sec)
S1, S2, S3	0.39 msec
S1 a regime	0,53 msec
S1 a velocità di circa 100 rpm	0.57 msec

Tab.1: Tempo di coerenza della camera per diverse modalità di funzionamento

# CONCLUSIONI

In questo lavoro si mostra come poter sintetizzare un campo con definite caratteristiche di distribuzione e di correlazione all'interno di una RC; per ciò che concerne il livello i campo è possibile utilizzare materiale assorbente. La autocorrelazione invece, come mostrato, è funzione della velocità di rotazione degli agitatori. Tale funzione fornisce anche il tempo di coerenza della camera. La sintetizzazione di un campo elettromagnetico può essere impiegata negli studi di emissione e suscettività di un'apparecchiatura elettronica o in ricerche sugli effetti di esposizione di materiale biologico.

# BIBLIOGRAFIA

- [1] P.Corona, G.Ferrara, M.Migliaccio, "Reverberating Chamber Electromagnetic Field in Presence of an Unstirred Component", *IEEE Trans. Electromagn. Compat* vol. 42, no.2, pp.111-115, 2000
- [2] P.Corona, G.Latmiral, E.Paolini, L.Piccoli, "Use of the Reverberating Enclosure for Measurements of Radiated Power in the Microwave Range", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.18, no.2, pp.54-59, 1976.
- [3] G.d'Ambrosio, F.Di Meglio, G.Ferrara, "Multimode Time-Varying Enclosure for Exposure and Dosimetry in Bielectromagnetic Experiments", *Alta Frequenza*, vol.XLIX, no.2, pp.89-95, 1980.
- [4] D.A.Hill, "Electromagnetic Theory of Reverberation Chambers", *NIST Technical Note 1506*, 1998.
- [5] S.R.Sanders, "Antenna and Propagation for Wireless Communication Systems", *Wiley*, 1999.

# ASSORBITORI COMPATTI A MICROONDE REALIZZATI CON METAMATERIALI

F. Bilotti, A. Alù, A. Toscano, L. Vegni

## Dipartimento di Elettronica Applicata, Università degli Studi Roma Tre Via della Vasca Navale 84, 00146 Roma bilotti@uniroma3.it

## Abstract

Following the recent idea and results concerning the development of a miniaturized microwave absorber made of metamaterials [1]-[4], here we present an extended theoretical and numerical analysis of this setup. The formulation is based on the equivalent transmission line network representation of the proposed absorber and on the assumption that metamaterials may be represented as isotropic media described by simple dispersion models. This theoretical approach is validated through a full-wave numerical analysis, confirming the effectiveness of the absorber in terms of size reduction. The proposed analysis allows also to give some interesting physical insights into the operation mechanism of the component. Some applications of the designed absorbers in the field of antennas and radar absorbing materials are also presented. Finally, ideal metamaterials are replaced by real-life inclusion-made materials and the design is conducted in order to have the desired bandwidth and isotropy properties. Some absorber samples are being realized and characterized in cooperation with some companies. Preliminary experimental results will be hopefully available at the time of the conference.

# **INTRODUZIONE**

Gli assorbitori a microonde trovano applicazione in diversi ambiti sia di tipo militare sia di tipo civile. Vengono utilizzati tipicamente come: a) materiali radar assorbenti (RAM) per la copertura di oggetti le cui dimensioni sono grandi rispetto alla lunghezza d'onda al fine di ridurre la segnatura radar; b) materiali strutturali per la realizzazione di piattaforme con ridotta visibilità elettromagnetica; c) materiali per la riduzione dell'interferenza elettromagnetica causata da radiatori disposti nelle vicinanze di circuiti integrati. Per tutte queste applicazioni è necessario che gli assorbitori siano molto sottili rispetto alla lunghezza d'onda, così da poter preservare la compattezza dell'intera struttura. Altre caratteristiche importanti degli assorbitori a microonde sono legate alla larghezza di banda in frequenza, alla larghezza di banda angolare, alla indipendenza dalla polarizzazione del campo incidente e alla possibilità di avere un comportamento il più possibile indipendente rispetto al tipo di oggetto da coprire. Non tutte le caratteristiche ora elencate possono essere ottenute contemporaneamente e ci sono dei limiti teorici ai quali gli assorbitori devono soddisfare [5]. Il progetto di un assorbitore, pertanto, dipende dal tipo di applicazione per la quale esso deve essere impiegato. Ciò significa che alcune caratteristiche devono essere sacrificate al fine di ottenerne altre che si ritengono maggiormente utili per l'applicazione d'interesse. Alla luce di ciò, è importante concepire assorbitori che possano avere, per quanto è possibile, le massime prestazioni rispetto alle singole caratteristiche precedentemente elencate.

In questo ambito un'interessante possibilità è offerta dall'impiego di metamateriali con parte reale negativa della permeabilità e/o della permittività. Tali materiali artificiali,

costituiti da inclusioni le cui dimensioni e spaziatura sono molto piccole rispetto alla lunghezza d'onda, si sono dimostrati di recente particolarmente utili al fine di ridurre le dimensioni dei componenti a microonde risonanti, le cui dimensioni tipiche dipendono dalla lunghezza d'onda alla frequenza di lavoro [6].

## IDEA DI BASE E RELATIVA ANALISI ELETTROMAGNETICA

È stato mostrato di recente che l'accoppiamento di lamine piane di metamateriali coniugati può risultare utile ai fini di ottenere effetti di trasparenza completa, quale che sia la polarizzazione e la direzione di propagazione del campo incidente e quale che sia la dimensione totale della doppia lamina [7]. La spiegazione di ciò risiede nell'insorgere di una risonanza superficiale all'interfaccia tra i due metamateriali. L'idea alla base del progetto dell'assorbitore in questione è quella di porre tra le due lamine risonanti un film resistivo (Figura 1a), analogo a quelli che vengono usati negli schermi assorbenti tradizionali di Salisbury [8], così da assorbire l'energia elettromagnetica in corrispondenza della massima ampiezza del campo elettrico, come già mostrato in [1]-[3]. Sebbene l'idea alla base sia estremamente semplice, non è banale progettare il componente così da perturbare il meno possibile la risonanza all'interfaccia tra i due metamateriali quando si pone il film resistivo nel mezzo. Facendo uso di un modello a linea di trasmissione e assumendo in prima approssimazione che i metamateriali siano descritti da relazioni costitutive di tipo isotropo e non dispersivo si trova che il film resistivo da impiegare è esattamente lo stesso di quello impiegato negli schermi di tipo Salisbury. Le formule analitiche di progetto che restituiscono lo spessore delle singole lamine e il valore dei parametri elettromagnetici costitutivi dei due metamateriali differiscono da quelli utilizzati in [7] per ottenere la trasparenza in assenza del film resistivo e sono state presentate di recente in diverse conferenze internazionali [1]-[3] (tali formule non vengono riportate qui per mancanza di spazio). Una volta introdotti gli effetti dispersivi necessari per descrivere il comportamento in frequenza dei metamateriali si è proceduto a simulare il comportamento elettromagnetico degli assorbitori tramite codici numerici commerciali di tipo full-wave (Figura 1b).



Figura 1 a) Schema di principio dell'assorbitore proposto. b) Caratteristiche in riflessione e trasmissione per incidenza normale di un assorbitore di spessore totale parti a  $\lambda_0/10$  (d<sub>1</sub>=1 mm, d<sub>2</sub>= 9 mm,  $\epsilon_1$ = -1@3 GHz – dispersione di Drude,  $\mu_2$ = -10@3GHz – dispersione di Lorentz). c) Caratteristiche di riflessione dell'assorbitore al variare della posizione di un oggetto metallico (sfera) posto dietro e risonante a 3 GHz.

I risultati numerici ottenuti verificano appieno il modello teorico e mostrano che gli assorbitori progettati presentano interessanti proprietà: 1) le caratteristiche di assorbimento sono indipendenti da posizione e materiale costitutivo dell'oggetto da coprire (Figura 1c); 2) lo spessore dell'assorbitore può essere piccolo a piacere rispetto alla lunghezza d'onda (nelle realizzazioni pratiche lo spessore è limitato dallo spazio necessario per ospitare le inclusioni che caratterizzano il metamateriale); 3) le caratteristiche di assorbimento sono indipendenti dalla polarizzazione e dall'angolo d'incidenza dell'onda piana che incide sul componente (Figure 2a e 2b); 4) la larghezza di banda dell'assorbitore dipende dallo spessore e dalle caratteristiche di dispersione del metamateriale ed è comunque superiore a quella di uno schermo assorbente tradizionale di tipo Salisbury (Figure 3a e 3b).



Figura 2 Caratteristiche di trasmissione e riflessione dell'assorbitore al variare dell'angolo di incidenza nel caso di polarizzazione TE. Per la polarizzazione TM le caratteristiche sono analoghe. Al fine di simulare la variazione dell'angolo d'incidenza l'assorbitore è stato posto in una guida d'onda rettangolare della quale è stata variata la lunghezza del lato. La frequenza di cut-off del modo guidato è ben visibile.



Figura 3 Confronto tra le caratteristiche di assorbimento a) e la larghezza di banda b) dell'assorbitore descritto nella didascalia di Figura 1 e uno schermo assorbente di tipo Salisbury (spessore pari a  $\lambda_0/4$ ).

## **APPLICAZIONI E PROGETTO TRAMITE INCLUSIONI**

Come detto in precedenza gli assorbitori vengono utilizzati in diversi ambiti. Per ragioni di spazio si presenta di seguito la sola applicazione relativa alla soppressione della radiazione posteriore di un'antenna in microstriscia. In Figura 4a si mostra lo schema geometrico di una semplice antenna in microstriscia di forma rettangolare alimentata tramite cavo coassiale e circondata dal materiale assorbente costituito da metamateriali. Lo compattezza del materiale assorbente e le buone prestazioni al variare dell'angolo di incidenza permettono di sopprimere efficientemente il contributo delle onde superficiali e ridurre la radiazione posteriore, come mostrato in Figura 4b.

Al fine di rendere il progetto degli assorbitori implementabile dal punto di vista pratico, sono state considerate diverse configurazioni dove i metamateriali ideali vengono sostituiti da opportune inclusioni [4]. Un esempio di tali configurazioni è riportato in Figura 5a e le relative prestazioni in Figura 5b. La realizzazione e la caratterizzazione sperimentale di questa e di altre configurazioni è tuttora in corso e si spera di poter avere disponibili i risultati delle misure per la conferenza.

## CONCLUSIONI

In questo contributo è stata presentata l'idea di un nuovo assorbitore compatto per applicazioni a microonde che fa uso di metamateriali. L'analisi teorica eseguita tramite un modello a linea di trasmissione equivalente è stata verificata attraverso le simulazioni full-wave effettuate tramite codici commerciali. I risultati ottenuti mostrano le ottime caratteristiche di compattezza del componente e le sue prestazioni in termini di larghezza di banda di frequenza e angolare. Anche i risultati numerici relativi al progetto del componente con le inclusioni utilizzate per descrivere i metamateriali si dimostrano incoraggianti. Si sta procedendo, infine, alla realizzazione e alla caratterizzazione sperimentale di prototipi, nella speranza di poter avere disponibili i risultati sperimentali per la conferenza.



Figura 4 Schema geometrico e diagramma di radiazione di un'antenna a patch rettangolare caricata o meno con l'assorbitore descritto in Figura 1. L'antenna opera a 3 GHz ed è alimentato tramite probe.



Figura 5 Schema geometrico a) e caratteristiche di trasmissione e riflessione b) di un assorbitore costituito da soli Split Ring Resonators [8].

## **RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI**

- A. Alù, F. Bilotti, N. Engheta, and L. Vegni, "A Thin Absorbing Screen Employing Metamaterial Complementary Pairs," Proc. of ICEAA 2005, pp. 75-78, Torino, Italy, Sept. 12-16, 2005
- [2] F. Bilotti, A. Alù, N. Engheta, L. Vegni, "Metamaterial sub-wavelength absorbers," Proceedings of the 2005 Nanoscience and Nanotechnology Symposium - NN2005, Frascati, Italia, 14-16 Nov. 2005
- [3] F. Bilotti, A. Alù, N. Engheta, and L. Vegni, "Features of a Metamaterial Based Microwave Absorber," Proceedings of the Third Workshop on Metamaterials and Special Materials for Electromagnetic Applications and TLC, Roma, Italia, 30-31 March 2006
- [4] F. Bilotti, L. Nucci, and L. Vegni, "An SRR based microwave absorber," submitted to MOTL
- [5] K.N. Rozanov, "Ultimate thickness to bandwidth ratio of radar absorbers," IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-48, pp. 1230 – 1234, Aug. 2000
- [6] F. Bilotti, "Application of metamaterials for miniaturized components," Metamaterials for Industry, Short Course for Industries and SMEs, Jouy-en-Josas, France, 28-30 Nov. 2005
- [7] A. Alù, N. Engheta, "Pairing an epsilon-negative slab with a mu-negative slab: resonance, tunneling and transparency," IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-51, pp. 2558 2571, Oct. 2003
- [8] W. W. Salisbury, "Absorber body for electromagnetic waves," U.S. Patent 2 599 944, June 10, 1952

# Analisi Full Wave di Guide d'Onda Integrate

## Emilio Arnieri, Giandomenico Amendola, Luigi Boccia and Giuseppe Di Massa

DEIS Universita' della Calabria, Via P. Bucci, Rende (CS) 87036 ITALY earnieri@deis.unical.it

**Abstract:** In this paper the full wave analysis of substrate integrated structure will be presented. The dyadic Green's function of a parallel plate waveguide with circular metallic posts will be firstly derived. The presence of radiating or coupling slots will be included in the analysis solving the corresponding integral equation. Simulated results will be presented and compared with results known in literature.

Keywords: Metodo dei momenti, Funzione di Green Diadica, Substrate Integrated Waveguides.

#### 1. Introduzione

I circuiti SIC (Substrate Integrated Circuits) [1] sono una valida alternativa alle classiche guide d'onda metalliche. La loro realizzazione si basa sulla tecnologia PCB, dalla quale ereditano i principali vantaggi, come la semplicità del processo di realizzazione ed i costi contenuti. La guida d'onda SIW (Substrate Integrated Waveguide) presentata in fig. 1 costituisce la struttura base della tecnologia SIC. Essa è ottenuta realizzando un canale delimitato da cilindri metallici (via holes) in una piastra dielettrica convenzionale. Il campo all'interno della guida sarà, quindi, delimitato verticalmente dai due piatti metallici paralleli, e orizzontalmente dall'array di cilindri. Le SIW presentano tutti vantaggi delle guide d'onda classiche ed inoltre consentono un elevato grado di integrazione tipico delle strutture a microstriscia. Recentemente sono stati presentati in letteratura diversi dispositivi integrati basati sulla tecnologia SIW, come filtri ed antenne [2],[3], la cui analisi è stata condotta con tecniche diverse [4]-[6]. Nel presente lavoro viene proposta l'analisi full wave di strutture SIW. Verrà prima considerata l'espansione in onde cilindriche della funzione di Green diadica per il campo magnetico con sorgenti magnetiche che irradiano in una guida a piatti piani e paralleli; quindi verrà calcolato il campo diffuso dai cilindri metallici ottenendo in questo modo la funzione di Green diadica dell'intera struttura. Verra' inoltre inclusa l'analisi di slot radianti con il metodo dei momenti. Di seguito sarà esposto nei suoi punti salienti il procedimento seguito per il calcolo della funzione di Green diadica, verrà inoltre illustrato lo schema seguito per la risoluzione delle slot radianti. Infine, saranno presentati diversi risultati ottenuti dall'applicazione del metodo ad alcuni casi noti in letteratura.



Fig. 1 Substrate integrated waveguide (SIW)

## 2. Teoria

La funzione di Green diadica per un guida cirolare a piatti piani paralleli di spessore d può essere espressa come una espansione in serie di funzioni vettoriali [7]

$$\overline{\overline{G}}_{PPW} = -\frac{1}{k^2} \hat{z} \hat{z} \delta(\rho - \rho') + \sum_{m,n} \frac{2(2 - \delta_0)}{k_{\rho m}^2 k_{zm} \sin(k_{zm} d)} \begin{cases} M_n(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho, (d - z)) M_n'(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho', z') \\ M_n(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho, z) M_n'(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho', (d - z')) \end{cases} - \\
- \begin{cases} N_n(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho, (d - z)) N_n'(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho', z') \\ N_n(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho, z) N_n'(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho', (d - z')) \end{cases} z > z' \\ z < z' \end{cases}$$
(1)

dove :

$$M_{n}(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho, z) = \begin{cases} \nabla \times (J_{n}(k_{\rho}\rho)e^{-jn\phi}\cos k_{zm}z\hat{z}) \ \rho \leq \rho' \\ \nabla \times (H_{n}^{(2)}(k_{\rho}\rho)e^{-jn\phi}\cos k_{zm}z\hat{z}) \ \rho > \rho' \end{cases}$$

$$M_{n}'(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho', z') = \begin{cases} \nabla \times (J_{n}(k_{\rho}\rho')e^{-jn\phi'}\cos k_{zm}z'\hat{z}) \ \rho > \rho' \\ \nabla \times (H_{n}^{(2)}(k_{\rho}\rho')e^{-jn\phi'}\cos k_{zm}z'\hat{z}) \ \rho \leq \rho' \end{cases}$$

$$N_{n}(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho, z) = \begin{cases} \frac{1}{k} \nabla \times \nabla \times (J_{n}(k_{\rho}\rho)e^{-jn\phi}\sin k_{zm}z\hat{z}) \ \rho \leq \rho' \\ \frac{1}{k} \nabla \times \nabla \times (H_{n}^{(2)}(k_{\rho}\rho)e^{-jn\phi}\sin k_{zm}z\hat{z}) \ \rho > \rho' \end{cases}$$

$$N_{n}'(k_{\rho m}, k_{zm}, \rho', z') = \begin{cases} \frac{1}{k} \nabla \times \nabla \times (J_{n}(k_{\rho}\rho)e^{-jn\phi}\sin k_{zm}z\hat{z}) \ \rho > \rho' \\ \frac{1}{k} \nabla \times \nabla \times (H_{n}^{(2)}(k_{\rho}\rho')e^{-jn\phi'}\sin k_{zm}z'\hat{z}) \ \rho > \rho' \end{cases}$$

$$(2)$$

e  $k^2 = k_{\rho m}^2 + k_{zm}^2$ ,  $k_{zm} = \frac{m\pi}{d}$ . La presenza dei cilindri metallici è valutata considerando il campo dato in (1) come campo primario e calcolando il campo diffuso dai cilindri. La funzione di Green complessiva sarà data

dalla somma del campo primario con quello diffuso da tutti i post metallici. Quindi, il campo totale generato da una corrente  $J_M(\rho')$  sarà:

$$\boldsymbol{H}_{TOT}(\boldsymbol{\rho}) = -j\omega\varepsilon \int d\boldsymbol{\rho}' \bar{\bar{\boldsymbol{G}}}_{PPW}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}') \cdot \boldsymbol{J}_{M}(\boldsymbol{\rho}') + \boldsymbol{H}_{CYL}(\boldsymbol{\rho})$$
(3)

dove  $H_{CYL}(\rho)$  è il campo diffuso dai cilindri:

$$\boldsymbol{H}_{CYL}(\boldsymbol{\rho}) = \begin{cases} \sum_{l} \sum_{n,m} \left[ \boldsymbol{M}_{n}^{H}(k_{\rho m}, k_{zm}, \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_{l}, d - z) \boldsymbol{A}_{l,m,n}^{M} + \boldsymbol{N}_{n}^{H}(k_{\rho m}, k_{zm}, \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_{l}, d - z) \boldsymbol{A}_{l,m,n}^{N} \right] \text{ for } z > z' \\ \sum_{l} \sum_{n,m} \left[ \boldsymbol{M}_{n}^{H}(k_{\rho m}, k_{zm}, \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_{l}, z) \boldsymbol{A}_{l,m,n}^{M} + \boldsymbol{N}_{n}^{H}(k_{\rho m}, k_{zm}, \boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_{l}, z) \boldsymbol{A}_{l,m,n}^{N} \right] \text{ for } z < z' \end{cases}$$
(4)

l'indice l si riferisce ai cilindri, n al numero di modi circolari,

$$\boldsymbol{M}_{n}^{H}(\boldsymbol{k}_{\rho m},\boldsymbol{k}_{zm},\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_{l},z) = \nabla \times (\boldsymbol{H}_{n}^{(2)}(\boldsymbol{k}_{\rho m} \left|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_{l}\right|) e^{-jn\phi} \cos(\boldsymbol{k}_{zm}z)\hat{\boldsymbol{z}})$$
(5)

$$\boldsymbol{N}_{n}^{H}(\boldsymbol{k}_{\rho m},\boldsymbol{k}_{zm},\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_{l},z) = \frac{1}{k} \nabla \times \nabla \times (H_{n}^{(2)}(\boldsymbol{k}_{\rho m} \left| \boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}_{l} \right|) e^{-jn\phi} \sin(\boldsymbol{k}_{zm}z) \hat{\boldsymbol{z}})$$
(6)

I coefficienti  $A_{l,m,n}^M$  e  $A_{l,m,n}^N$  sono determinati dalla soluzione dello scattering bidimensionale dei post metallici sui quali incidono modi TM e TE. Ad esempio, se si considera il solo caso TM i coefficienti potranno essere calcolati risolvendo il sistema costituito dall'insieme di N equazioni (una per ogni cilindro q) che seguono:

$$-\frac{J_r(k_{\rho m}a_q)}{H_r^{(2)}(k_{\rho m}a_q)}V_{rm}^{MH(q)} = \sum_{l\neq q}\sum_n \frac{J_r(k_{\rho m}a_q)}{H_r^{(2)}(k_{\rho m}a_q)}H_{n-r}^{(2)}(k_{\rho m}\rho_{lq})e^{j(r-n)\phi_{lq}}A_{mnl}^M + A_{mrq}^M$$
(7)

Nell'equazione precedente l'indice r si riferisce al numero di modi circolari,  $a_q$  è il raggio del cilindro q, e

$$\boldsymbol{V}_{rm}^{MH(q)} = +j\omega\varepsilon \int d\boldsymbol{\rho}' (\frac{j}{2d} \frac{(-1)^m}{k_{\rho m}^2} (1 - \frac{\delta_{m0}}{2}) \nabla \times \left[ H_r^{(2)}(k_{\rho m} \left| \boldsymbol{\rho}' - \boldsymbol{\rho}_q \right|) \cos(k_{zm} \boldsymbol{z}') e^{jr\boldsymbol{\phi}'} \hat{\boldsymbol{z}} \right] \cdot \boldsymbol{J}_M(\boldsymbol{\rho}')$$
(8)

è il coefficiente di eccitazione del cilindro q generato dalla corrente magnetica  $J_M$ .

L'analisi delle slot radianti è stata realizzata attraverso il metodo dei momenti; a tal fine, per la regione interna si è utilizzata la funzione di Green diadica precedentemente calcolata, mentre per il semispazio esterno, si è fatto riferimento alla funzione di Green dello spazio libero. Le slot sono state modellate attraverso correnti magnetiche equivalenti espresse come somma di funzioni a base intera i cui coefficienti sono incogniti. Il metodo di Galerkin è stato quindi utilizzato per il calcolo di tali incognite.

#### 3. Risultati

Come risultato preliminare verrà presentata l'analisi di una struttura SIW già nota in letteratura. Nella fig.2 è mostrato un filtro, ottenuto attraverso l'inserimento di post in una guida d'onda di tipo SIW le cui caratteristiche sono riportate in [2]. Nella fig.3 sono rappresentati i valori di  $S_{11}$  e  $S_{21}$  simulati. Si puo' notare come essi siano in buon accordo con le misure pubblicate in [2]. Nella fig.4 è, inoltre, presenta una mappa di campo ottenuta dall'applicazione del modello proposto. Dalla figura è possibile notare come il leakage dovuto allo spazio di separazione tra i post sia del tutto trascurabile.







**Fig. 3** Return losses: simulazioni full wave (linea continua), misure pubblicate in [2] (\*), simulazione HFSS(---)



Fig. 4 Campo magnetico nel filtro SIW

#### 4. Conclusioni

In questo lavoro è stata proposta una analisi full wave per guide d'onda di tipo SIW (Substrate Integrated Waveguide). Tale analisi si è basata sul calcolo della funzione di Green diadica per strutture costituite da cilindri metallici posti all'interno di una guida d'onda a piatti piani paralleli. L'applicazione del metodo a dispositivi già presentati in letteratura ne ha dimostrato la validità. E' stata, infine, studiata anche la presenza di slot radianti o accoppate ritagliate sui piatti metallici.

#### Riferimenti

- [1] D. Deslandes, K. Wu "Integrated microstrip and rectangular waveguide in planar form" *IEEE Microwaves Wireless Comp. Lett.* ., Vol. 11, No 2., February 2001.
- [2] D. Deslandes, K. Wu "Single substrate integration technique of planar circuits and waveguide filters" *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol. 51, No 2., February 2003
- [3] A.J. Farrall, P.R.Young "Integrated waveguide slot antennas" *Electronic Letters*, Vol. 4, No 16 August 2004.
- [4] L.Young, W. Hong, K. Wu, T.J. Cui "Investigations on the propagation characteristics of the substrate integrated waveguide based on the method of lines" *IEE Proc. Microw. Antennas. Propag.* Vol. 152, No 1., February 2005.
- [5] Y. Cassivi, L. Perregrini, P. Arcioni, M. Bressan, K. Wu, and G. Conciauro "Dispersion characteristics of substrate integrated rectangular waveguides"" *IEEE Microwaves Wireless Comp. Lett.*, Vol. 12, No 9., September 2002.
- [6] J. Hirokawa, M. Ando "Single-Layer Feed Waveguide Consisting of Posts for Plane TEM Wave Excitation in Parallel Plates" IEEE Trans. Antennas Propagat Vol. 46, No 5, May 1998
- [7] C.T. Tai, P.Rozenfeld "Different representation of dyadic Green's functions for a rectangular cavity" *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* Vol. 24, No 9., September 1976.

# MULTI-MODE EQUIVALENT CIRCUIT MODELS FOR SUBSTRATE-INTEGRATED WAVEGUIDE DISCONTINUITIES

Maurizio Bozzi<sup>1</sup>, Luca Perregrini<sup>1</sup>, Ke Wu<sup>2</sup>, and Giuseppe Conciauro<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Department of Electronics, University of Pavia, Italy e-mail: maurizio.bozzi@unipv.it, luca.perregrini@unipv.it, giuseppe.conciauro@unipv.it

<sup>2</sup> Department of Electrical Engineering, École Polytechnique de Montréal, Canada e-mail: ke.wu@polymtl.ca

#### Abstract

This paper presents a novel approach for the direct determination of equivalent circuit models of Substrate Integrated Waveguide (SIW) components. This approach is based on the full–wave analysis of SIW components by using the Boundary Integral–Resonant Mode Expansion (BI–RME) method, which provides the admittance matrix of the component in the form of a pole expansion in the frequency domain. It permits to directly identify the layout of the equivalent circuit and the value of its components, avoiding any initial guess or fitting procedure. This approach is applied to the modeling of a post-loaded SIW discontinuity and is validated by modeling an SIW filter, whose frequency response is compared with experimental results.

#### I. INTRODUCTION

The determination of equivalent circuit models of microwave components has a long tradition, and was the most common design approach before the development of digital computers [1]. Subsequently, the availability of numerical codes for electromagnetics has allowed for the full-wave analysis of complicated components and circuits. Nevertheless, the use of circuit models of simple discontinuities still represents a viable design philosophy, which has been implemented in several commercial codes. Moreover, the availability of parametric circuit models permits the design of microwave components by using conventional synthesis techniques [2].

A variety of equivalent circuit models of simple discontinuities have been derived in the case of metallic waveguides and printed circuits. Little attention has been paid to the determination of circuit models of discontinuities in Substrate Integrated Waveguide (SIW) technology, which represents an emerging and promising technology for RF and mm–wave applications [3]. SIW technology permits to realize waveguide components in a dielectric substrate, by replacing the side walls of the waveguide by arrays of metallized via–holes. The major advantage of this technology consists in the possibility of easily interconnecting planar transmission lines with active and nonlinear components, by using a cheap and well–developed manufacturing process.

Accurate circuit models can be derived either by using analytical methods [1] or by adopting numerical simulation codes [2]. The common approach for deriving equivalent models by using numerical codes requires the identification of a reasonable layout of the lumped–element circuit and the determination of the component values by fitting the simulation results.

In this paper, we adopt a different strategy: the full-wave analysis is based on the Boundary Integral-Resonant Mode Expansion (BI-RME) method [4], which provides a generalized admittance matrix of the component in the form of a pole expansion in the frequency domain. This peculiarity permits the direct determination of the equivalent circuit model (both the layout and the component values) with no need of fitting procedure. The proposed approach is applied to the modeling of a post-loaded SIW discontinuity and is validated by modeling SIW filters, whose frequency response is compared with experimental results.





#### II. FROM THE FULL-WAVE ANALYSIS TO THE EQUIVALENT CIRCUIT MODEL

The BI–RME method has been developed for the calculation of the frequency response of waveguide components [4]. This method provides the generalized admittance matrix in the form of a pole expansion in the frequency domain, relating modal currents and voltages at the terminal waveguide sections. Let's consider a two-port circuit (with P modes defined on each port, Fig. 1*a*), whose admittance matrix is given in the form

$$\mathbf{Y}(\omega) = \frac{1}{j\omega}\mathbf{A} + j\omega\mathbf{B} + j\omega^{3}\mathbf{C}(\mathbf{\Omega}^{4} - \omega^{2}\mathbf{\Omega}^{2})^{-1}\mathbf{C}^{\mathrm{T}}$$
(1)

where **Y**, **A**, and **B** are  $2P \times 2P$  matrices, **C** is a  $2P \times M$  matrix, *M* is the number of resonant modes of the cavity obtained by short-circuiting the ports, and  $\Omega$  is the diagonal matrix of the corresponding *M* resonance frequencies. Matrices **A**, **B**, **C**, and  $\Omega$  are frequency independent, and only the resonant modes with a resonance frequency smaller than  $2.5 \div 3$  times the maximum frequency of interest are retained in **C** and  $\Omega$ .

The BI–RME method has also been applied to the analysis of SIW components [5]. Since the BI–RME method applies to completely shielded structures, and SIW components are semi– unbounded structures (Fig. 1*b*), it is needed to modify the geometry of the SIW component by adding fictitious metal walls outside the circuit (Fig. 1*c*). The electric modal vectors of the SIW are expressed as a combination of the electric modal vectors of the embedding metallic waveguide, as discussed in [5], and a transformation is required to obtain the admittance matrix relating modal currents and voltages of the SIW modes.

Once the admittance matrix has been calculated, the equivalent lumped-element circuit can be directly derived in the form of a  $\pi$ -type equivalent circuit model (Fig. 2*a*). In fact, the *ij*-th entry of the **Y** matrix results in

$$Y_{ij} = \frac{1}{j\omega} A_{ij} + j\omega B_{ij} + j\omega^3 \sum_{m=1}^{M} \frac{C_{im} C_{jm}}{\omega_m^2 (\omega_m^2 - \omega^2)}$$
(2)

and, after extracting from the summation the term for  $\omega \to \infty$ , it can be recast in the form

$$Y_{ij} = \frac{1}{j\omega}A_{ij} + j\omega\left(B_{ij} - \sum_{m=1}^{M}\frac{C_{im}C_{jm}}{\omega_m^2}\right) + j\omega\sum_{m=1}^{M}\frac{C_{im}C_{jm}}{(\omega_m^2 - \omega^2)}$$
(3)

Expression (3) shows that  $Y_{ij}$  is the parallel of an inductance, a capacitance, and M LC series resonators (Fig. 2b). The values of the components are given by

$$L_{0,ij} = \frac{1}{A_{ij}} \qquad C_{0,ij} = B_{ij} - \sum_{m=1}^{M} \frac{C_{im}C_{jm}}{\omega_m^2} \qquad L_{m,ij} = \frac{1}{C_{im}C_{jm}} \qquad C_{m,ij} = \frac{C_{im}C_{jm}}{\omega_m^2} \quad (4)$$

Therefore, the analysis based on the BI–RME method directly yields the layout of the equivalent circuit model and the values of its components, thus avoiding any initial guess of the layout and fitting procedure.



Fig. 2. Topology of the  $\pi$ -type equivalent circuit model, in the case of a two-port component (a) and equivalent circuit model of  $Y_{ij}$ , directly derived from the BI-RME analysis (b).

#### III. EQUIVALENT CIRCUIT MODEL OF A POST-LOADED SIW

The modeling of a simple structure, consisting of an SIW section loaded with a centered circular post (Fig. 3*a*), is presented here to describe in detail and validate the proposed approach.

The full-wave analysis of this structure was performed by using the BI-RME method, considering 10 waveguide modes at each port (P=10), and retaining the resonant modes with a resonance frequency up to 100 GHz in the series in (2). This analysis provides matrices **A**, **B**, **C**, and **\Omega**. By using the procedure described in [5], the mode spectrum of the SIW has been calculated, thus permitting the calculation of the generalized admittance matrix of the SIW discontinuity.

By using the results of the full-wave analysis, a  $\pi$ -type equivalent circuit (Fig. 2*a*) is directly derived. The number of LC series resonators included in the circuit model depends both on their resonance frequency and on the value of their series impedance. In general, all *LC* resonators with resonance frequency below the maximum frequency of interest, plus one resonator, are retained. Moreover, if the value of the series impedance is very large (corresponding to small residues  $C_{im}$  in (4), the series resonator is discarded, since it behaves as an open circuit.

In the case of the structure shown in Fig. 3*a*, since the band of interest ranges from 19.8 GHz to 38.9 GHz (single-mode band), only one LC series resonator is included in branch  $Y_A$  and two resonators are needed in branch  $Y_B$  (Fig. 3*b*). Fig. 3*c* reports the imaginary part of the admittance parameters  $Y_A$  and  $Y_B$  of the SIW discontinuity, calculated by using a full-wave analysis based on the BI-RME method (solid line) and the equivalent circuit model reported in Fig. 3*b* (circles). This circuit model permits to accurately represent the frequency response of the discontinuity over a very wide frequency band (0-40 GHz).

It is noted that, in many applications, simple discontinuities are cascaded to obtain complex circuits like filters, phase shifters, couplers, etc. In these cases, the discontinuities are closely spaced and their monomodal representation might be not sufficient, thus leading to poor accuracy in the overall results. This problem can be solved by adopting a multimodal representation of the discontinuities, where more than one mode are considered at each port. The extension of the proposed method to multimodal equivalent circuits is straightforward [6], and is discussed in the next Section through an example.

## IV. CIRCUIT MODELING OF A THREE-CAVITY FILTER

An SIW three-pole filter is considered in this section, firstly presented in [3]. This filter consists of an SIW section including four circular posts, which define three cavities (Fig. 4a).

The analysis is based on the segmentation of the structure in nine sub-circuits, namely two centered-post discontinuities, two offset-post discontinuities, and five waveguide sections. The discontinuities are modeled by lumped-element equivalent circuits, with five modes per port and one LC series resonator (Fig. 2). The SIW waveguide sections are represented as equivalent waveguides (effective width  $W_{\text{eff}} = 5.15 \text{ mm}$  [5]).

As shown in Fig. 4*b*, the frequency response calculated by using the equivalent model (black lines) exhibits a very good agreement both with the *en-bloc* analysis performed by the BI-RME method (gray lines) and with experimental results [3] (circles).

#### V. CONCLUSION

This paper has described a novel method for the direct determination of multimodal equivalent lumped-element circuits of substrate integrated waveguide discontinuities. The method is based on the Boundary Integral–Resonant Mode Expansion method, which yields directly the topology of the equivalent circuit and the values of the lumped elements. The application of this method to the modeling of a simple SIW discontinuity as well as of a more complicated filter has been reported, along with its validation through numerical and experimental results.

This method can be effectively adopted to determine the parametric model of commonly used discontinuities, to be included in electromagnetic simulation tools.

Finally, it is observed that the proposed method is not limited to SIW components and its applicability is much wider: in fact, the same approach can be adopted for the direct determination of lumped-element equivalent circuits of standard waveguide components, in all cases where the analysis by the BI-RME method is applicable.



Fig. 3. SIW loaded with a centered circular post: *a*) geometry of the SIW discontinuity (dimensions in mm: a=10, b=6.1, d=0.775, D=1, p=1.525, w=5.563); *b*) equivalent circuit model of the SIW discontinuity (inductances in nH:  $L_{0A}=1.95$ ,  $L_{1A}=3.02$ ,  $L_{0B}=338$ ,  $L_{1B}=-6.03$ ,  $L_{2B}=4.74$ ; capacitances in fF:  $C_{0A}=7.88$ ,  $C_{1A}=5.81$ ,  $C_{0B}=-0.47$ ,  $C_{1B}=-2.90$ ,  $C_{2B}=3.18$ ); *c*) admittance parameters  $Y_A$  and  $Y_B$ , calculated by a full-wave analysis (BI-RME method) and by using the equivalent circuit model.



Fig. 4. Three-cavity filter in SIW technology, comprising four offset posts: *a*) geometry of the filter (dimensions: W = 5.563 mm, b = 1.525 mm, D = 0.775 mm, o = 1.01 mm,  $s_1 = 4.71 \text{ mm}$ ,  $s_2 = 5.11 \text{ mm}$ , relative dielectric permittivity  $\epsilon = 2.2$ ); *b*) scattering parameters (the frequency response obtained from the equivalent model is compared with the *en-bloc* analysis performed by the BI-RME method and with measurements).

#### REFERENCES

- [1] N. Marcuvitz, Ed., *Waveguide Handbook*, McGraw–Hill, 1951.
- [2] R. Levy, "Derivation of Equivalent Circuits of Microwave Structures Using Numerical Techniques," *IEEE Trans.* on Microwave Theory & Techniques, Vol. MTT-44, No. 7, pp. 1057–1066, July 1996.
- [3] D. Deslandes and Ke Wu, "Single–Substrate Integration Technique of Planar Circuits and Waveguide Filters," *IEEE Trans. on Microwave Theory & Techniques*, Vol. MTT-51, No. 2, pp. 593–596, Feb. 2003.
- [4] G. Conciauro, M. Guglielmi, and R. Sorrentino, Advanced Modal Analysis, John Wiley and Sons, 2000.
- [5] Y. Cassivi, L. Perregrini, P. Arcioni, M. Bressan, K. Wu, G. Conciauro, "Dispersion Characteristics of Substrate integrated rectangular waveguide," *IEEE Microwave & Wireless Comp. Lett.*, Vol. 12, No. 9, pp. 333–335, Sept. 2002.
- [6] M. Bozzi, L. Perregrini, and K. Wu, "Direct Determination of Multi-mode Equivalent Circuit Models for Discontinuities in Substrate Integrated Waveguide Technology," 2006 IEEE MTT-S International Microwave Symposium, (IMS2006), San Francisco, CA, USA, June 11-16, 2006.

# Practical Formulas for the Design of Side Coupled Coaxial Cavity Filters

Giuseppe Venanzoni\*, Antonio Morini\*, Marco Farina\*, Tullio Rozzi\*, Cristian Cellini\* and Marco Villa\*\*

 \* Università Politecnica delle Marche, Dip. di Elettromagnetismo e Bioingegneria, Via Brecce Bianche, 60131 Ancona (Italy)
 \*\* MITEL S.r.l., R&D Department, Via Guido Rossa, Cornate d'Adda (MI), Italy

#### Abstract

This paper presents some practical formulas for the design of combline and side-coupled coaxial cavity filters. Starting from the well known Cohn's prototype for inline filters, a new prototype with a one to one correspondence to the physical structure is derived using the formulas provided.

The latter have been used to derive some prototypes with different bandwidths showing their effectiveness.

An example of filter has been designed and simulated by using Ansoft HFSS.

#### INTRODUCTION

The synthesis of in-line coupled cavity filters, starting from a distributed prototype, is a classical topic. The method proposed by Cohn [1], based on the cascade of K-inverters and transmission lines, fits well the physical structure, thus providing an excellent tool for the design of such filters. In fact, the derivation of the physical dimensions is a relatively straightforward task to perform.

If one considers different topologies, for example a filter with side-coupled coaxial cavities (Fig. 1), Cohn's method can not be used, due to the lack of correspondence between prototype and physical circuit.

In the past, many circuit prototypes have been developed for general configurations, for example including cross-couplings [2-6].

Although some are very refined indeed, the derivation of the physical dimensions is not so obvious and immediate when compared to Cohn's method.

In order to simplify the design of filters featuring the topology shown in Fig. 1, in this work we propose some practical formulas for the derivation of a prototype, having a one-to-one correspondence with the physical structure. These expressions allow an easy match of the prototype to the actual geometry. Our approach is based on the consideration that there are many prototypes sharing the same electrical characteristics. Among them we would like to select the one whose coupling elements have the same response (both in amplitude and phase) as their physical counterparts.



Fig. 1 – Example of a coaxial cavity filter

#### **DESIGN FORMULAS**

The prototype shown in Fig. 2b matches very well the physical structure of the filter in Fig. 1 [7]. It is a circuit involving mixed lumped and distributed elements, each having a counterpart in the physical structure. In fact, the shorted stubs represent the coaxial lines formed by the central cylinders while the capacitances model the gap capacitances between posts and the upper cover of the filter. Finally, the K-inverters represent the internal couplings between cavities as well as the coupling to the external lines.



Fig. 2 - (a) Original Cohn's prototype. (b) Derived prototype with side by side couplings

The values of the new prototype elements can be derived starting from Cohn's prototype for an inline filter with n cavities. The proposed procedure is iterative, but rapidly converging (2-3 iterations).

Let  $K_i$  (with i = 0..n) be the K-inverters of the original prototype, and  $k_0 = 2\pi f_0 \sqrt{\epsilon \mu}$  the propagation constant of the coaxial line at the mid band frequency of the filter.

Step 1 - One first decides what resonator has to be used; the capacitances are initially assumed to be  $C_1 = C_2 = ..= C_n = C$ , where C is the static capacitance of the gap of the resonator, considered as decoupled (Fig. 4).

Actually the values of the capacitances also depend on the dimensions of the coupling windows, but the second step will take care of this fact, as it will be shown next.

The prototype of Fig. 2b shares the same response as Cohn's original prototype (over a band up to 20%, as required in most practical cases), when the length of the posts are given by:

$$l_i = \frac{1}{k_0} \tan^{-1} \frac{1}{\omega_0 C_i} \quad i = 1...n$$
(1)

while the values of the K-inverters are:

Step 2 - One now designs the apertures, providing the correct  $K_i$  values, with the help of CAD (for instance Ansoft-HFSS). However, the presence of the apertures modify somewhat the capacitances, whose actual values can be extracted from the full wave tool. The latter are inserted in the equations (1) and (2), iterating the whole procedure. The iterative procedure allows to keep close correspondence between prototype and physical realization. This perspective is quite new, if compared with standard techniques where the prototype is rigid and the desired response is obtained in practice by means of tuning. Note that the above formulas are valid when the capacitances are normalized by the characteristic impedance of the line.

#### **EXAMPLES**

The first example concerns a relatively wide band (400MHz) five pole filter, working in S-band ( $f_0 = 3.6GHz$ ) with a return loss of 20 dB. The K-inverters of the inline prototype are:  $K_0 = K_5 = 4.424*10^{-1}$ ;  $K_1 = K_4 = 1.151*10^{-1}$ ;  $K_2 = K_3 = 1.111*10^{-1}$ . The length of the transmission lines is 41.638mm.

In order to demonstrate the correctness of the design formulas in every situation, we have chosen different values of gap capacitances for each cavity. The Table I shows the values of the capacitances and the corresponding lengths of the stubs derived by (1), while Table II shows the values of the new K-inverters derived by (2). Fig. 3 shows the comparison between the response of the original Cohn's prototype (black curves) and the response of the derived prototype (red curves). The responses of the two filters are very close, even if the fractional bandwidth is 11%.

T 4	пт	$\mathbf{r}$	т
ΙA	RL	ъ	I

TABLE II

avity	Normalized gap capacitance (pF)	Stub length (mm)	Inverter	Value
1	20	15.188	$K'_{0}$	-3.086
2	40	11.072	$K'_{I}$	-9.844
3	35	11.943	<b>K'</b> <sub>2</sub>	-12.078
4	75	7.059	<i>K</i> ' <sub>3</sub>	-9.695
5	30	12.917	$K'_4$	-7.378
-			K'5	-2.882

The second example concerns the design of a narrow band (20 MHz) five pole filter working in S-band ( $f_0 = 3.6GHz$ ) with a return loss of 20 dB. In the original Cohn's prototype the K-inverters are:  $K_0 = K_5 = 9.478*10^{-2}$ ;  $K_1 = K_4 = 7.559*10^{-3}$ ;  $K_2 = K_3 = 5.551*10^{-3}$ . The length of the transmission lines is 41.638mm, which is nominally 180°.



Fig. 4 - Single cavity

Fig. 3 - Comparison between the responses of the wide band prototypes

In this example we have considered all the gaps of the same size. With reference to Fig. 4, representing

a single cavity, the section of the cavity is 25mmx25mm and the radius of the inner post is 4mm. This means that the characteristic impedance of the coaxial line is approximately 74 $\Omega$ . The gap size is 6mm, which corresponds to a normalized gap capacitances of 19.68pF. This value does not take into account the effect of the apertures.

TABLE III				TABLE IV		
Cavity	Normalized gap capacitance (pF)	Stub length (mm)	=	Inverter	Value	
1	19.976	15.194	_	$K_0$	-13.815	
2	20.117	15.159		$K_I$	-226.62	
3	20.063	15.173		$K_2$	-308.431	
4	20.117	15.159		$K_3$	-308.431	
5	19.976	15.194		$K_4$	-226.62	
				$K_5$	-13.815	

After the transformation, the length of all the stubs is 15.268mm and the new K-inverters are:  $K_0 = K_5 = -13.841$ ;  $K_1 = K_4 = -227.684$ ;  $K_2 = K_3 = -310.05$ .

Fig. 5 shows the comparison between the responses of Cohn's and the proposed prototypes. As one can see, the responses are indistinguishable.

Table III and Table IV shows the resulting prototype elements. Considering that the metal wall between two cavities is 1mm thick and the width of each aperture is 10mm, the final dimensions of the filter are reported in Table V and VI.

The lengths of the first and last cavities have been corrected with the help of Ansoft HFSS in order to account for the effect of the interaction of the coupling elements with the external coaxial line.

	TABLE V		TABLE VI		
Cavity	Stub length (mm)	Coupling	Probe length (mm)	Aperture height (mm)	
1	14.99	1	7.092		
2	15.159	2		11.368	
3	15.173	3		9.118	
4	15.159	4		9.118	
5	14.99	5		11.368	
		6	7.092		

Fig. 6 shows the full-wave simulation of the filter, directly resulting from the design. In this respect, the response is very good. Not only the insertion loss is the same as prescribed but also the return loss is

better than 8 dB in the pass-band. That is obtained without any optimization or any other kind of tuning. The agreement of design vs full-wave simulation is comparable to that produced by Cohn's method for in-line filters. Of course, the response can be further adjusted by using tuning element, which are always necessary in this kind of filter, in order to compensate for the mechanical tolerances.

#### CONCLUSIONS

Starting from the well-known Cohn's in-line prototype, we present a new filter topology, and formulas for its derivation. The prototype perfectly matches the structures used in coaxial, side-coupled filters. The design procedure is very fast and gives good results, thus improving performance while reducing development costs.



Fig. 5 – Comparison between the responses of the narrow band prototypes



Fig. 6 - Full-wave response of the designed filter

#### REFERENCES

- [1] S. B. Cohn, 'Direct-Coupled resonator filters', Proc. IRE, vol. 45, Feb. 1957, pp. 187-196.
- [2] S. B. Cohn, 'Parallel-Coupled Transmission-Line-Resonator Filters', IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., vol 10, Apr. 1958, pp. 223-231.
- [3] R. J.Wenzel, 'Exact theory of interdigital band-pass filters and related coupled structures', IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol 13, Sep. 1965, pp. 559-575.
- [4] A.E. Atia, A.E. Williams, R.W. Newcomb, 'Narrow-Band Multiple-Coupled Cavity Synthesis', IEEE Trans. Circuits and Systems., vol 21, Sep. 1974, pp. 649-655.
- [5] G. Macchiarella, 'An original approach to the design of bandpass cavity filters with multiple couplings', IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol. 45, No. 2, pp. 179-187, Feb. 1997.
- [6] R. Levy, R. V. Snyder, G: Matthaei, 'Design of microwave filters', *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech.*, vol. 50, No.3, pp. 783-793, Mar. 2002.
- [7] A. Morini, G.Venanzoni, T.Rozzi, 'A new prototype for the design of side-coupled coaxial filters with close correspondence to the physical structure', 35<sup>th</sup> European Microwave Conference, Paris, October 2005.
- [8] A. Morini, G.Venanzoni, T.Rozzi, 'A new adaptive prototype for the design of side-coupled coaxial filters with close correspondence to the physical structure', to appear on *IEEE Trans. Microwave Theory and Tech*, 2006

## PROPRIETA' MODALI DI GUIDE D'ONDA NRD METAMATERIALI

P. Baccarelli, P. Burghignoli, F. Frezza, A. Galli, P. Lampariello, G. Lovat, S. Paulotto e G. Valerio

Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università "La Sapienza" di Roma Via Eudossiana 18, 00184 Roma lampariello@die.uniroma1.it

#### Abstract

In this paper a study on the dispersion properties of bound and leaky modes supported by metamaterial NRD waveguides is presented. Isotropic single-negative and double-negative metamaterials are considered, taking into account time dispersion through customary plasma-like and Lorentz-like constitutive relations for their permittivity and permeability. As concerns propagation of bound modes, conditions are derived to obtain unimodal propagation by employing epsilon-negative materials, on the basis of a graphical analysis of the relevant dispersion equations for even and odd modes. The attainable frequency bandwidths of unimodal propagation are discussed as a function of the involved physical and geometrical parameters. Complex proper leaky modes supported by double-negative NRD waveguides are also studied, which display backward radiation into the first higher-order mode of the background parallel-plate waveguide.

## **INTRODUZIONE**

La guida d'onda dielettrica non radiativa (Non-Radiative Dielectric, NRD), inizialmente proposta da Yoneyama e Nishida negli anni Ottanta [1], è stata oggetto di molte ricerche grazie alla sua versatilità nella realizzazione di componenti e soprattutto per le ridotte perdite ohmiche e radiative, che la rendono particolarmente vantaggiosa per applicazioni nella banda delle alte microonde e delle onde millimetriche.

La guida NRD standard è costituita da una barretta dielettrica di spessore *b* e costante dielettrica relativa  $\varepsilon_r$  inserita tra due piani metallici posti a distanza *a* l'uno dall'altro (Fig. 1).

Scegliendo la distanza *a* inferiore a  $\lambda_0/2$ , essendo  $\lambda_0$  la lunghezza d'onda nel vuoto alla frequenza di lavoro, i modi d'ordine superiore della guida a piatti paralleli formata dai piani metallici si trovano sotto cutoff; questo implica che, mantenendo la simmetria della struttura rispetto al piano y = a/2 non si abbiano perdite per radiazione. Il modo operativo della guida NRD è il modo LSM<sub>01</sub>, che ha una bisezione in *circuito aperto* in y = a/2 e presenta bassa attenuazione per perdite ohmiche. Nel range di frequenze in cui si propaga tale modo si può propagare anche il modo LSE<sub>01</sub>, che ha invece una bisezione in *corto circuito* in y = a/2 ed è un modo indesiderato a causa delle sue alte perdite ohmiche; tale modo non deve essere eccitato, mantenendo la simmetria della struttura, ovvero, se eccitato, va eliminato mediante opportuni soppressori modali.

Guide d'onda NRD modificate basate sull'uso di materiali complessi sono state studiate da diversi gruppi di ricerca [2]-[10], considerando modi confinati e modi leaky in guide contenenti ad esempio ferriti o mezzi pseudo-chirali. Più recentemente, l'avvento dei metamateriali ha stimolato l'indagine di guide NRD metamateriali [5]-[9], considerando diverse configurazioni e diverse proprietà dispersive dei modi coinvolti. In questo lavoro verranno considerate guide d'onda NRD basate su mezzi metamateriali 'single-negative' (SNG) e 'double-negative' (DNG), assumendo modelli idealizzati omogenei e isotropi con relazioni costitutive dipendenti dalla frequenza di tipo plasma o di tipo Lorentz. Con riferimento ai modi guidati verranno derivate condizioni per ottenere regimi di propagazione unimodale con mezzi SNG di tipo 'epsilon-negative' (ENG). Verranno inoltre illustrati modi leaky di tipo *proprio* supportati da guide NRD basate su mezzi DNG, che presentano regimi di validità fisica in cui si ha irradiazione backward tramite il primo modo di ordine superiore della guida a piatti paralleli di background.
#### MODI GUIDATI: PROPAGAZIONE UNIMODALE

Allo scopo di ottenere propagazione unimodale per il modo LSM desiderato in guida NRD, si considera qui l'uso di mezzi ENG. E' noto infatti che uno slab ENG in aria non supporta modi TE e pertanto una guida NRD ENG non supporta i corrispondenti modi LSE. I modi TM dello slab risultano essere evanescenti trasversalmente sia in aria sia nel dielettrico, e possono essere pari o dispari secondo il tipo di bisezione in circuito aperto o in corto circuito. Le equazioni di dispersione per i modi TM sono le seguenti

in termini delle variabili adimensionali  $\xi = \alpha_{x1}b/2$  e  $p = k_0b\sqrt{1-\varepsilon_r}/2$ , dove  $\alpha_{x1}$  è la costante di attenuazione trasversa nello slab e  $k_0$  il numero d'onda nel vuoto. La relativa discussione grafica è illustrata nelle Figg. 1(b) e (c), dalle quali si deduce che la condizione  $|\varepsilon_r| < 1$  è necessaria e sufficiente a impedire la propagazione di modi TM pari. Se il parametro p (ovvero lo spessore dello slab) è sufficientemente piccolo, esistono esattamente due soluzioni per i modi dispari.

Per illustrare la discussione sopra riportata, in Fig. 2(a) sono mostrate le curve di dispersione per i modi TM<sub>0</sub> (dispari) e TM<sub>1</sub> (pari) supportati da uno slab ENG con permettività di tipo plasma  $\varepsilon_r = 1 - f_p^2 / f^2$ , con  $f_p = 10$  GHz : nell'intervallo  $f_p / \sqrt{2} < f < f_p$  si hanno effettivamente due soluzioni di tipo TM<sub>0</sub>. Scegliendo la distanza tra i piatti metallici sufficientemente piccola, è possibile sopprimere il modo LSM della guida NRD corrispondente al ramo inferiore della coppia TM<sub>0</sub>, ottenendo così la desiderata propagazione unimodale (si veda la Fig. 2(b)). Va notato che il modo LSM così ottenuto risulta essere molto dispersivo nella banda unimodale e la sua costante di fase assume valori molto elevati per frequenze contigue alla frequenza di plasma  $f_p$ .

E' interessante studiare la banda frazionale BF per la propagazione unimodale così ottenuta, definita dalla

$$BF = \frac{2(f_2 - f_1)}{f_2 + f_1}$$
(2)

In Fig. 3(a) si mostra la BF in funzione dello spessore *b* del dielettrico per diversi valori della frequenza di plasma  $f_{p}$ . Si può notare come la BF aumenti monotonamente al diminuire di *b*, tanto più rapidamente quanto più alta è  $f_{p}$ .

#### **MODI LEAKY: RADIAZIONE BACKWARD**

Si vogliono inoltre illustrare alcune proprietà dei modi leaky supportati da guide NRD basate su un mezzo DNG. I parametri della struttura sono stati scelti come nel caso 1 in [11]. Lo slab è in questo caso simmetrico in aria con uno spessore raddoppiato (b = 40 mm), mentre in [11] era stato considerato su un piatto metallico. Va notato che, nel caso di slab in aria, la presenza di modi pari con bisezione in circuito aperto si aggiunge a quella dei modi dispari con bisezione in circuito chiuso studiati in [11], compromettendo così la condizione di completa soppressione di onde superficiali osservata in [11].

Consideriamo il mezzo DNG inserito tra i piatti metallici della guida NRD. In Fig. 4 è possibile osservare che i modi LSE evolvono da un regime guidato (confinato) a un regime di tipo leaky (radiativo), in cui il modo leaky è complesso proprio (*modo leaky backward*) [12]. Il modo leaky contribuisce fisicamente alla radiazione nella direzione backward quando la sua

costante di fase è più piccola della costante di fase del modo  $TE_1$  della guida a piatti paralleli di background [13]. Questo tipo di transizione tra onda superficiale e modo leaky backward, che coinvolge in particolare il modo dominante LSE<sub>01</sub>, è legata alla natura DNG dello strato dielettrico e non era stata riportata in precedenza in letteratura per le guide di tipo NRD. E' possibile diminuire il valore della costante di attenuazione dei modi leaky, rispetto ai valori osservabili in Fig. 4, scegliendo uno spessore dello slab sufficientemente elevato, garantendo così un più ampio intervallo di frequenze in cui il modo è fisico e può dar luogo a una radiazione di tipo direttivo.

#### CONCLUSIONI

In questo lavoro sono state studiate alcune proprietà di propagazione di modi confinati e leaky supportati da guide d'onda NRD con mezzi metamateriali di tipo single-negative o double-negative.

Con riferimento ai modi confinati, si è mostrato come l'uso di mezzi ENG con costante dielettrica di tipo plasma consenta di ottenere regimi di propagazione unimodale, dimensionando opportunamente lo spessore del metamateriale e la distanza tra i piatti metallici. Il modo di propagazione è di tipo evanescente backward, e presenta elevata dispersione nel range unimodale.

Con riferimento ai modi leaky, è stata evidenziata la regione di transizione tra i regimi di propagazione guidata e leaky per modi LSE di tipo proprio, che negli intervalli di frequenza in cui hanno validità fisica irradiano tramite il primo modo di ordine superiore della guida a piatti paralleli, con radiazione di tipo backward.

#### **Bibliografia**

- [1] T. Yoneyama e S. Nishida, "Nonradiative dielectric waveguide for millimiter-wave integrated circuits", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. MTT-29, n. 11, pp. 1188-1192, novembre 1981.
- [2] A. César e R. Souza, "Full-wave analysis of a transversely-magnetized ferrite nonradiative dielectric
- waveguide", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. 41, n. 4, pp. 647-651, aprile 1993.
  [3] P. Baccarelli, C. Di Nallo, F. Frezza, A. Galli e P. Lampariello, "Attractive features of leaky-wave antennas based on ferrite-loaded open waveguides", *1997 IEEE AP-S Int. Symp. Dig.*, Montréal (Canada), 13-18 luglio 1997, vol. 2, pp. 1442-1445.
  [4] A. L. Topa, C. R. Paiva e A. M. Barbosa, "Full-wave analysis of a nonradiative dielectric waveguide
- with a pseudochiral Ω-slab", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. 46, n. 9, pp. 1263-1269, settembre 1998.
- [5] J.-G. Lee e J.-H. Lee, "Guided mode characteristics of NRD guide with left-handed materials (LHMs)", 2003 ASAE Dig., Seoul (Corea del Sud), 22-26 ottobre 2003, pp. 113-117.
- [6] A. L. Topa, C. R. Paiva e A. M. Barbosa, "Guided wave propagation in H-guides using double negative materials", 2004 USNC/URSI Nat. Radio Science Meeting Dig., Monterey (CA), p. 156.
  [7] A. L. Topa, C. R. Paiva e A. M. Barbosa, "Novel propagation features of double negative H-guides and H-guide couplers", Microwave Opt. Techn. Lett., vol. 47, n. 2, pp. 185-190, ottobre 2005.
  [8] A. L. Topa, "Contradirectional interaction in a NRD waveguide coupler with a metamaterial slab", XULUE Contradirectional interaction in a NRD waveguide coupler with a metamaterial slab", Neutrick Contradirectional interaction in the statemeta propagation for the statemeta propagation for the statemeta propagation of the statemeta propagation for the statemeta propagation of the statemeta propagatin of the statemeta propagation of the statem
- XXVII General Assembly of URSI Dig., Maastricht (Paesi Bassi), 17-24 agosto 2002.
- [9] P. Yang, D. Lee e K. Wu, "Nonradiative dielectric waveguide embedded in metamaterial with negative permittivity or permeability", *Microwave Opt. Techn. Lett.*, vol. 45, n. 3, pp. 207-210, maggio 2005.
- [10] Y. Xu, "A study of waveguides filled with anisotropic metamaterials", Microwave Opt. Techn. Lett., vol. 41, n. 5, pp. 426-431, giugno 2004.
- [11] P. Baccarelli, P. Burghignoli, F. Frezza, A. Galli, P. Lampariello, G. Lovat e S. Paulotto, "Fundamental modal properties of surface waves on metamaterial grounded slabs", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., vol. 53, n. 4, pp. 1431-1442, aprile 2005.
- [12] P. Baccarelli, P. Burghignoli, F. Frezza, A. Galli, P. Lampariello, G. Lovat e S. Paulotto, "Effects of [12] P. Bacedelin, P. Barginghon, P. Picza, R. Guin, P. Eunparene, G. Botta e G. Patters, Encers of leaky-wave propagation in metamaterial grounded slabs excited by a dipole source", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. 53, n. 1, pp. 32-44, gennaio 2005.
   [13] C. Di Nallo, F. Frezza, A. Galli, P. Lampariello e A. A. Oliner, "Properties of NRD-guide and H-
- guide higher-order modes: physical and nonphysical ranges", *IEEE Trans. Microwave Theory & Tech.*, vol. 42, n. 12, pp. 2429-2434, dicembre 1994.



**Fig. 1** – (a) Sezione trasversa della guida d'onda NRD. (b) Discussione grafica dell'equazione di dispersione per modi pari. (c) Discussione grafica dell'equazione di dispersione per modi dispari.



**Fig. 2** – (a) Diagramma di dispersione dei modi TM supportati da uno slab costituito da un mezzo ENG di tipo plasma posto in spazio libero. *Parametri:* b = 1.2 mm,  $f_p = 10 \text{ GHz}$ . (b) Diagramma di dispersione dei modi LSM supportati da una guida NRD basata sullo stesso mezzo ENG considerato in (a), con a = 11.4 mm.



**Fig. 3** – Banda frazionale del regime unimodale in funzione dello spessore *b* del metamateriale, per diversi valori della frequenza di plasma  $f_p$ .



**Fig. 4** – Diagramma di dispersione di due modi LSE supportati da una guida NRD DNG. *Parametri*: a = 32.6 mm, b = 40 mm. *Legenda*. Costanti di fase normalizzate  $\beta_z/k_0$ : linea nera continua, modi reali propri; linea nera puntinata, modi reali impropri. Costanti di attenuazione normalizzate  $\alpha_z/k_0$ : linea tratteggiata grigia, modi complessi propri.

#### A NEW BRILLOUIN DIAGRAM FOR ANALYSIS OF 1D PERIODIC PRINTED STRUCTURES OF FINITE WIDTH

P. Baccarelli\*, S. Paulotto\*, D. R. Jackson\*\*, and A. A. Oliner\*\*\*

\*Università "La Sapienza" di Roma - Dipartimento di Ingegneria Elettronica Via Eudossiana 18, 00184, Roma; E-mail: baccarelli@die.uniroma1.it \*\*University of Houston, Houston, TX, U.S.A. \*\*\*Polytechnic University, Brooklyn, NY, U.S.A.

#### Abstract

Dispersion and radiation properties for bound and leaky modes supported by one-dimensional periodic printed structures of finite width are investigated. A new type of Brillouin diagram is presented that accounts for different types of physical leakage that may exist when a grounded dielectric substrate is present. This new Brillouin diagram provides physical insight into the radiative behavior of such periodic structures in a very simple fashion, and is particularly valuable when leakage (or radiation) occurs simultaneously into surface-wave and space-wave forms.

#### **INTRODUCTION**

Waveguiding structures based on one-dimensional (1D) periodic printed structures have become quite popular recently, and form the basis for novel metamaterial waveguides and antennas. The presence of the periodicity may give rise to appealing propagation or radiation features depending on the application [1], [2]. Here, we focus our attention on the fundamental properties of bound modes and complex leaky modes guided by such structures, and, in particular, on explaining the relevant dispersive behavior by means of a novel Brillouin diagram.

1D periodic open printed structures, as shown in Fig. 1(a), are invariant by a translation of length *p* along one infinite (longitudinal) direction (called *z*). The term *finite width* denotes a finite size of the structure in the *y* direction. Floquet's theorem allows us to express the guided modes as a sum of an infinite number of space harmonics with complex propagation wavenumbers  $k_{zn} = \beta_n - j\alpha = \beta_0 + 2\pi n/p - j\alpha$ , with  $n = 0, \pm 1, \pm 2, ...$ . Each space harmonic has a different phase constant  $\beta_n$ , but the same attenuation constant  $\alpha$  [3].

As is well known, guided modes with pure real propagation wavenumbers can exist only in well-specified ranges of frequency called passbands. Stopband regions where modal attenuation occurs (without leakage loss) also occur, and they alternate between the passbands. For open structures a leakage of power may also occur, giving rise to leaky modes. 1D periodic open printed structures support leaky modes that radiate or leak power continuously into the exterior unbounded regions [3]. The Periodic Microstrip Line (PML), shown in Fig. 1(a), is characterized by unbounded cross sections along the x and y directions. Hence, leakage is allowed both into the dielectric substrate (in the form of one or more surface waves) and into free space [4].

The classification of the guided-wave types on 1D periodic structures is based on the travelingwave properties of each space harmonic in the unbounded cross section. A straightforward representation of the propagation regimes of 1D periodic structures is commonly given by using the usual Brillouin diagram [3]. As is well known, this diagram is a graphical representation for the longitudinal phase constant of the space harmonics and it identifies two regions: bound and leakage into space. Using this Brillouin diagram, many properties can be easily discussed for open periodic structures, e.g., conditions for radiation, the direction of the radiating beams, etc. [3]. The new Brillouin diagram is a generalization of the usual one, in which new regimes are identified, corresponding to the different types of leakage that may exist when a dielectric substrate is present.

# NEW BRILLOUIN DIAGRAM FOR LEAKAGE INTO BOTH SPACE AND SURFACE WAVES

Four distinct propagation regimes [4] may exist for modes on a structure like the one in Fig. 1(a): (1) a <u>bound-mode regime</u> with a real propagation wavenumber for all space harmonics, so that  $|\beta_n| > k_{TM_0}$ , where  $k_{TM_0}$  is the wavenumber of the TM<sub>0</sub> surface wave (the dominant surface wave that has no cutoff) of the grounded substrate. The fields are confined to the structure for such a mode; (2) <u>closed stop bands</u> exhibiting a complex propagation wavenumber for all space harmonics, characterized by  $|\beta_n| = |(2n+1)\pi/p| > k_{TM_0}$  for all *n*; (3) a <u>surface-leaky regime</u> with a complex propagation wavenumber, where at least one space harmonic is radiating into one (or more) above-cutoff surface wave(s) of the grounded substrate, i.e.,  $k_0 < |\beta_n| < k_{TM_0}$  for at least one value of *n*; and (4) a <u>spatial-leaky regime</u>, where at least one space harmonic radiates both into free space above the structure and into all above-cutoff surface waves, i.e.,  $|\beta_n| < k_0 < k_{TM_0}$ ,

where  $k_0$  is the free-space wavenumber.

A new (generalized) Brillouin diagram is introduced here to describe the radiative properties of this class of structures, which can address the occurrence of all four of these propagation regimes. In particular, this new diagram can incorporate the surface-leaky regimes. In the following, only the  $TM_0$  and  $TE_1$  modes of the grounded substrate, for the PLM shown in Fig. 1(a), are considered, although the discussion could be generalized to account for more than two surface waves if need be. The leaky regions of the new Brillouin diagram are shown in gray in Fig. 1(b). The black solid and dashed-dotted lines correspond to the phase constants  $\beta = \pm k_{TM_0}$ and  $\beta = \pm k_{\text{TE}}$  of the TM<sub>0</sub> and TE<sub>1</sub> modes supported by the grounded substrate, while the black dashed straight lines are the  $\beta = \pm k_0$  curves. The horizontal white line in Fig. 1(b) denotes the cutoff of the TE<sub>1</sub> surface-wave mode, and this line intersects the  $\beta = \pm k_0$  and the  $\beta = \pm k_{\text{TE}}$ curves at either end. If a point  $(\beta_n p/\pi, k_0 p/\pi)$  on the dispersion curve for the *n*th space harmonic lies within the regions delimited by the black dashed lines [i.e., the radiation region shown in the usual Brillouin diagram with  $-k_0 < \beta_n < +k_0$  [3] corresponding to regions 3, 3', 4, and 4' in Fig. 1(b)], this harmonic corresponds to a fast wave radiating into free space. Because of the finite width of the metallization and the unbounded grounded substrate along y, if a point  $(\beta_n p/\pi)$  $k_0 p/\pi$ ) on the dispersion curve of the *n*th space harmonic lies between the black solid lines in Fig. 1(b) [i.e.,  $-k_{TM_0} < \beta_n < +k_{TM_0}$ , encompassing all gray regions in Fig. 1(b)], leakage into the  $TM_0$  surface wave of the grounded substrate occurs for this harmonic. Moreover, when the  $TE_1$ surface wave is above cutoff, a point  $(\beta_n p/\pi, k_0 p/\pi)$  on the Brillouin diagram [see Fig. 1(b)] that lies between the black dashed-dotted lines [i.e.,  $-k_{TE_1} < \beta_n < +k_{TE_1}$ , regions 2, 3', 4', and 5 in Fig. 1(b), corresponds to a mode for which TE<sub>1</sub> surface-wave leakage occurs for the relevant space

harmonic.

*New radiation regions* are thus present in the Brillouin diagram of Fig. 1(b): regions 1 and 6, where only  $TM_0$  surface-wave leakage occurs, and regions 2 and 5, where leakage into both  $TM_0$  and  $TE_1$  surface waves (but not space) takes place. Moreover, in regions 3, 3', 4, and 4' simultaneous radiation into free-space and into the above-cutoff surface waves of the grounded substrate ( $TM_0$  surface wave in regions 3 and 4,  $TM_0$  and  $TE_1$  surface waves in regions 3' and 4') occurs. Regions 1, 2, 3, and 3' correspond to radiation in the backward direction (the half-space z < 0), whereas in regions 4, 4', 5, and 6 radiation in the forward direction (the half-space z < 0) occurs. If the group velocity is positive, then radiation into the forward direction corresponds to a *forward wave*, while radiation into the backward direction corresponds to a *backward wave*.

In Fig. 1(c) the new Brillouin diagram is shown with periodic replicas of the curves  $\beta = \pm k_{TM_e}$ ,  $\beta = \pm k_{\text{TE}}$ , and  $\beta = \pm k_0$ . As a consequence of the presence of the surface-leaky regimes, the purely bound regions are the hatched regions (labeled B) delimited by the curves of the TM<sub>0</sub> surface wave and their periodic replicas (black solid lines), as shown in Fig. 1(c). When one of the space harmonics lies within the region B they all must do so, and hence the mode is completely bound. Two different propagation regimes can be identified here within the bound region B: the pass-band and the closed stop-band regimes, the latter occurring for  $|\beta_n| = |(2n+1)\pi/p| > k_{\text{TM}_0}$ . The remaining area of the triangular regions, up to the tips of the triangles (at  $k_0 p = \pi$ ) is reported in *light gray* and corresponds to surface-wave leakage into only the TM<sub>0</sub> mode of the substrate, and not into space. The light-gray regions may be further divided into three subregions: the left, right, and top regions, as defined by the TM<sub>0</sub> curves (solid black lines). The left region corresponds to a single space harmonic leaking into the  $TM_0$ mode in the forward direction. The right region corresponds to a single harmonic leaking into the  $TM_0$  mode in the backward direction. The top region corresponds to leakage in the forward direction from one harmonic and leakage in the backward direction from an adjacent harmonic. The horizontal white line in Fig. 1(c), which denotes the cutoff of the  $TE_1$  surface-wave mode, divides the medium-gray regions from the dark-gray regions. (For the numerical results presented in Fig. 1, this line is only very slightly below the tips of the triangular regions.) The medium-gray regions form inverted triangles, and extend vertically up to the cutoff of the TE1 surface-wave mode. Within these regions simultaneous space and TM<sub>0</sub> surface-wave leakage occurs. The medium-gray regions may be divided into three subregions, defined by the  $TM_0$ curves: left, right, and middle. In the middle region, there is one harmonic that leaks into both space and the  $TM_0$  surface wave. In the left region there will be one harmonic that leaks in the backward direction into both space and the TM<sub>0</sub> surface wave, while an adjacent harmonic leaks only into the TM<sub>0</sub> surface wave, in the forward direction. In the right region, one harmonic leaks in the forward direction into both space and the  $TM_0$  surface wave, while another harmonic leaks only into the TM<sub>0</sub> surface wave, in the backward direction. Finally, the *dark-gray regions* above the cutoff of the  $TE_1$  surface-wave correspond to leakage into space as well as into both the TM<sub>0</sub> and TE<sub>1</sub> surface waves. By increasing frequency  $(k_0 p/\pi)$  additional radiation regions may be similarly depicted in this modified Brillouin diagram, where simultaneous radiation into space and other above-cutoff higher-order surface-wave modes occurs. These are not shown here, however, in order to avoid complicating the figure.

#### CONCLUSION

In this work, an investigation into the dispersion and leakage properties of bound and leaky modes supported by 1D periodic printed structures of finite width on layered dielectric substrates has been performed. Such structures have a wide range of applications, including filters, leaky-wave antennas, and novel metamaterial devices. A new Brillouin diagram has been introduced to aid in the analysis and physical interpretation of the modal properties for such structures. The new Brillouin diagram indicates which parts of the wavenumber diagram correspond to bound (non-leaky) modes and which parts correspond to leakage into the surface waves of the grounded substrate or both into space and into the surface waves.

It can also be shown that the new Brillouin diagram directly determines the correct path of integration in the complex plane for each of the space harmonics, when using a spectral-domain method to obtain the real (or complex) propagation wavenumber [4], [5].

#### References

- [1] A. A. Oliner, *Antenna Engineering Handbook*, R. C. Johnson, Ed. New York: McGraw-Hill, 1993. Ch. 10: Leaky-wave antennas.
- [2] L. Liu, C. Caloz, and T. Itoh, "Dominant mode leaky-wave antenna with backfire-to-endfire scanning capability," *Electronics Lett.*, vol. 38, pp. 1414–1416, Nov. 2002.
- [3] R. E. Collin and F. J. Zucker (Eds.), Antenna Theory. New York, NY: McGraw-Hill, 1969. Chs. 19 (by A. Hessel) and 20 (by T. Tamir).
- [4] P. Baccarelli, C. Di Nallo, S. Paulotto, and D. R. Jackson, "A full-wave numerical approach for modal analysis of 1D periodic microstrip structures," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 54, pp. 1350–1362, Apr. 2006.
- [5] P. Baccarelli, S. Paulotto, D. R. Jackson, and A. A. Oliner, "Analysis of printed periodic structures on a grounded substrate: A new Brillouin dispersion diagram," *Digest 2005 MTT-S International Microwave Symp.*, Long Beach, CA, 12-17 June 2005.



Fig. 1 – (a) A periodic microstrip line (PML) with the coordinate system, showing the relevant physical and geometrical parameters. (b) New Brillouin diagram for 1D periodic open printed structures. The diagram is constructed for the PML in Fig. 1(a), with spatial period p = 4 mm, on a homogeneous isotropic lossless grounded dielectric substrate of thickness h = 0.676 mm with relative permittivity  $\varepsilon_r = 10.2$  and relative permeability  $\mu_r = 1$ . The curves  $\beta = \pm k_{TM_0}$ ,  $\beta = \pm k_{TE_1}$ , and  $\beta = \pm k_0$  (and their periodic periodic permittive) are identified with black additional distribution of the periodic permittive permeability  $\mu_r = 1$ .

periodic replicas) are identified with black solid lines, black dashed-dotted lines, and black dashed lines, respectively. A horizontal straight solid white line, at the cutoff frequency of the  $TE_1$  mode, separates regions 3 and 4 from regions 3' and 4', respectively. (c) Same as (b) but including all the periodic replicas of the curves in (b). The bound-mode region is the *hatched* region labeled as B. The light-gray region corresponds to only  $TM_0$  surface-wave leakage. The medium-gray region corresponds to simultaneous space and  $TM_0$  surface-wave leakage. The dark-gray region corresponds to simultaneous space,  $TM_0$ , and  $TE_1$  surface-wave leakage.

#### ANALYSIS OF AZIMUTHALLY PERIODIC HELICAL SLOW-WAVE STRUCTURES BY MEANS OF A REDUCED PITCH TECHNIQUE

M. Aloisio<sup>(1)(2)</sup>, G. Sorbello<sup>(3)</sup>, G. Giaquinta<sup>(1)</sup>

 (1) Dipartimento di Metodologie Fisiche e Chimiche per l'Ingegneria (DMFCI), Università di Catania, V. Doria 6, 95125 Catania. Email: marinella.aloisio@diit.unict.it; ggiaquin@dmfci.unict.it
 (2) European Space Agency ESA, 2201 AZ Noordwijk, Netherlands. Email: marinella.aloisio@esa.int
 (3) Dipartimento di Ingegneria Informatica e delle Telecomunicazioni (DIIT), Università di Catania,

V. Doria 6, 95125 Catania. Email: gino.sorbello@diit.unict.it

#### Abstract

This work presents a novel technique to reduce the computational effort when performing a full-wave analysis of helical Slow-wave Structures (SWSs). The technique takes advantage from the basic angular symmetry of the dielectric rods and has been implemented using azimuthally periodic boundary conditions available in the commercial High Frequency Simulation Software (HFSS). The standard single-pitch computational domain can be reduced to a fraction of the original pitch, depending on the number of dielectric rods and eventual vanes. It has been demonstrated that this method has no impact on the stability and accuracy of the cold parameters but allows for a reduction of simulation time, which increases with the accuracy of the results. The proposed technique is therefore perfectly suitable for the accurate modeling of complex geometries and is expected to be particularly attractive for all those applications in which accuracy and short simulation time are main concerns.

#### INTRODUZIONE

Le principali caratteristiche RF di un Traveling Wave Tube (TWT) sono definite dalla Slow-wave Structure (SWS) che è la regione in cui avviene l'amplificazione del segnale RF. Per valutare le prestazioni della SWS è necessario valutare i tre cosiddetti cold-test parameters: velocità di fase, impedenza di accoppiamento sull'asse ed attenuazione, calcolati "a freddo" ovvero senza interazione con il fascio elettronico. La determinazione di questi parametri è sempre stata difficile, soprattutto in SWS elicoidali a causa della loro complessa natura tridimensionale. Come dimostrato per esempio in [1], l'uso di simulatori elettromagnetici (EM) tridimensionali (3D), ha consentito di superare le limitazioni delle procedure convenzionali (analitiche e sperimentali) e soddisfare le esigenze delle nuove applicazioni garantendo migliore accuratezza e riduzione dei costi. Ciononostante, con strutture molto complesse [2], i simulatori EM 3D non sono sempre una garanzia di accuratezza e ridotti tempi di simulazione e, come conseguenza, calcoli parametrici, sia in freguenza che in caratteristiche dei materiali e/o dimensioni geometriche della SWS, possono ancora risultare poco flessibili e particolarmente dispendiosi in termini computazionali. Questo lavoro propone una tecnica che consente di ridurre il dominio computazionale (solitamente pari ad un passo dell'elica [2]) ad una frazione del passo, che dipende dal numero di rod (dielettrici utilizzati per sostenere l'elica al centro della guida cilindrica-Fig.1a) ed eventuali vanes (utilizzate per aumentare la banda del TWT). La tecnica proposta consente una significativa riduzione del tempo di CPU, specialmente se l'accuratezza richiesta nella determinazione dei cold parameters é elevata. La tecnica è stata implementata con HFSS [3], un simulatore EM 3D, basato sul metodo degli elementi finiti che consente l'uso di condizioni al contorno periodiche tra sistemi di riferimento definiti localmente.

#### PERIODICITÁ FONDAMENTALI DELLE STRUTTURE AD ELICA: TEORIA ELETTROMAGNETICA E SUA APPLICAZIONE CON SIMULATORI 3D

In strutture periodiche, molte proprietà EM salienti sono determinate dalle periodicità spaziali. A questo proposito il teorema di Bloch (che rappresenta una generalizzazione 3D del più noto teorema di Floquet) stabilisce alcune proprietà che la soluzione EM. deve soddisfare in una struttura periodica e fornisce una conveniente rappresentazione della soluzione stessa. Sfruttando tale rappresentazione è possibile di ridurre il dominio computazionale di strutture periodiche ad un "periodo" della struttura considerata [2]. In questa sezione, nell'ottica di trarre vantaggio anche dalla simmetria angolare di strutture elicoidali ad onda lenta, ci procuriamo una conveniente rappresentazione della soluzione (ossia del campo EM) in strutture che presentano simmetrie rototraslazionali. *Definizioni matematiche:* 

- *Traslazioni*. Definiamo l'operatore traslazione  $\mathcal{T}_{\vec{a}}$ lungo un vettore  $\vec{a}$  come:  $\mathcal{T}_{\vec{a}}\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{a})$  per una funzione scalare e  $\mathcal{T}_{\vec{a}}\vec{F}(\vec{r}) = \vec{F}(\vec{r} + \vec{a})$  per una funzione vettoriale. Nel seguito consideriamo unicamente traslazioni di *a* lungo il versore  $\hat{u}_z$  ed indichiamo l'operatore con  $\mathcal{T}$ .
- *Rotazioni*. Definiamo inoltre l'operatore rotazione  $\mathcal{R} = \mathcal{R}(\hat{u}_z, \alpha)$  che ruota un vettore attorno all'asse z di un angolo  $\alpha$ . Per ruotare un campo vettoriale  $\vec{F}(\vec{r})$ definiamo l'operatore  $O_{\mathcal{R}}$  come  $O_{\mathcal{R}}\vec{F}(\vec{r}) \coloneqq \mathcal{R} \vec{F}(\mathcal{R}^{-1}\vec{r})$ . Per una funzione scalare definiamo  $O_{\mathcal{R}} \varepsilon(\vec{r}) \coloneqq \varepsilon(\mathcal{R}^{-1}\vec{r})$ .



• *Rototraslazioni*. Definiamo l'operatore rototraslazione [4]:  $S = S(\alpha, a) := O_{\alpha} \mathcal{T}$ .



#### Simmetrie del problema elettromagnetico e forma della soluzione:

Le simmetrie di una struttura elicoidale con *n* rod possono essere descritte per mezzo dell'operatore "rototraslazione" *S*. Ad esempio, per  $\alpha = 2\pi/n$  e a = L/n: la relazione di "simmetria" per la costante dielettrica  $\varepsilon$  può essere scritta:  $S\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r})$  (1)

Vediamo adesso che caratteristiche deve avere la soluzione  $\{\vec{E}, \vec{H}\}$  in strutture con periodicità rototraslazionale. In virtù di (1) e poiché l'operatore  $\vec{\nabla} \times$  commuta con l'operatore *S* [5], possiamo facilmente concludere/dimostrare che il campo EM  $\{\vec{E}, \vec{H}\}$ soluzione del problema deve soddisfare le equazioni agli autovalori  $S\vec{E} = t\vec{E}$  e  $S\vec{H} = t\vec{H}$ .

Se consideriamo il caso semplice  $\alpha = 0$  (solo simmetria traslazionale) si ha  $S = \mathcal{T}$ , gli autovalori *t* sono  $t = e^{j\Gamma}$  [6], e abbiamo il noto teorema di Bloch-Floquet:  $\mathcal{T}(\vec{E}) = e^{j\Gamma}\vec{E}$ . (2)

Anche nel caso più generale 
$$\alpha \neq 0$$
, gli autovalori *t* sono nella forma  $t = e^{j\Gamma}$  [4] e  
l'equazione agli autovalori per il campo elettrico  $\vec{E}$  diventa:  $S(\vec{E}) = e^{j\Gamma}\vec{E}$ . (3a)  
ovvero in coordinate cilindriche:  $R\vec{E}(r,\theta+\alpha,z+a) = e^{j\Gamma}\vec{E}(r,\theta,z)$ . (3b)

#### Descrizione della tecnica di riduzione ad una frazione di passo d'elica:

La procedura convenzionale per l'analisi di SWS elicoidali utilizza la loro periodicitá longitudinale che consente di ridurre il dominio computazionale (*unit cell*) ad un passo dell'elica (Fig.1a) applicando il teorema di Bloch-Floquet (2). Tale *unit cell* puó essere

simulata come un risonatore, applicando condizioni al contorno periodiche, cioè uno sfasamento  $\Gamma$  tra le superfici circolari (inferiore e superiore del cilindro in Fig.1a). Tale *unit cell* puó essere ulteriormente ridotta sfruttando la periodicitá azimutale, pari a  $2\pi/n$ , data dagli *n rod*: applicando la (3), invece del teorema di Bloch-Floquet (2), la *unit cell* puó essere ridotta ad 1/n del passo d'elica (vedi Fig.1b per una SWS a tre *rod*).

Ouando una struttura come quella in Fig.1a è risolta come un risonatore applicando condizioni al contorno periodiche, il campo EM in una sezione della SWS deve differire da quello in una sezione distante un passo d'elica soltanto per uno sfasamento  $\Gamma$  (le superfici sulle due sezioni circolari sono identiche e non ruotate). Se il dominio computazionale e' ridotto ad 1/n, questo principio puó ancora essere applicato purché sia possibile definire localmente sulle due superfici circolari dei sistemi di coordinate correlati che siano in grado di seguire la periodicitá azimutale dei rod: ció garantisce la necessaria corrispondenza delle superfici/mesh sui due piani correlati, nonché dei due campi EM, come richiesto da (3). Nella struttura ridotta ad 1/3 di passo d'elica (Fig.1b) le superfici circolari ed i corrispondenti campi EM sono ruotate di 120°, ma occupano la stessa posizione rispetto ai sistemi di coordinate locali UV/U'V'.

#### RISULTATI

La tecnica di riduzione appena discussa è stata prima validata su strutture senza rod (come quella in Fig.2a) che hanno il vantaggio di presentare una semplice geometria (che facilita più la discretizzazione della struttura) e di poter essere ridotte ad una frazione arbitraria del passo d'elica. Dato che le SWS convenzionali presentano normalmente una periodicitá azimutale di  $2\pi/3$  o di  $2\pi/4$ , le strutture semplificate senza *rod* sono state ridotte ad 1/3 ed 1/4 di passo d'elica. I risultati sono sintetizzati nelle corrispondenti Fig.2 e Fig.3. La Fig.2b mostra la convergenza della velocità di fase, al suo valore asintotico, durante il processo di simulazione e dimostra che la riduzione ad 1/3 consente di ottenere tale convergenza in meno del 20% del tempo richiesto dalla tecnica convenzionale. La Fig.3 si riferisce ad una



Fig. 2 – SWS semplificata senza rod ridotta ad 1/3 (a). Modello convenzionale e ridotto confrontati in termini di velocità di fase in funzione del tempo di CPU (b).







Fig. 5 – Tipico processo di convergenza per velocità di fase (a), impedenza di accoppiamento(b) ed attenuazione(c).

riduzione ad <sup>1</sup>/<sub>4</sub> e mostra la variazione del tempo di CPU in funzione della densitá di mesh (direttamente correlata all'accuratezza della simulazione ed espressa come numero di tetraedri/mm<sup>3</sup>): un'accuratezza dello 0.1% per la velocità di fase puó essere raggiunta in un tempo macchina pari al 10% di quello richiesto per la simulazione convenzionale. La Fig.3 mostra inoltre come la riduzione del tempo di simulazione diventi ancor piú significativa con l'aumentare dell'accuratezza.

La tecnica proposta è stata poi applicata a SWS convenzionali con rod dielettrici aventi una periodicitá azimutale di  $2\pi/3$  e di  $2\pi/4$ . I risultati riportati di seguito si riferiscono ad una riduzione ad 1/3, ma possono essere facilmente estesi ad una riduzione ad 1/4. Inizialmente è stata condotta un'analisi di convergenza: la Fig.4 mostra il tempo di CPU in funzione della densitá di mesh, nella migliore configurazione dei parametri di discretizzazione [2] e dimostra che, come previsto, la riduzione del tempo di simulazione dipende dalla riduzione del dominio computazionale e, solo in modo limitato, dalla complessitá della struttura (presenza dei rod). La convergenza dei tre cold parameters è anche stata valutata separatamente. Come mostrato in Fig.5a, il tempo necessario perché la velocitá di fase converga è ridotto proporzionalmente alla riduzione del dominio computazionale (~9min per il modello convenzionale e 3.5min per quello ridotto ad <sup>1</sup>/<sub>3</sub>). Fig.5b e Fig.5c mostrano come il tempo di convergenza dell'impedenza di accoppiamento e dell'attenuazione è ridotto di oltre 40 e 65 minuti rispettivamente. I valori dei tre cold parameters sono stati calcolati per il modello convenzionale e ridotto su tutta la banda di frequenze di interesse, le differenze nei risultati ottenuti sono sempre confrontabili con l'accuratezza richiesta (Fig.6): pari allo 0.01% per la velocità di fase, 0.1% per l'impedenza di accoppiamento e minori di 1% per l'attenuazione. Questo

permette di affermare che la tecnica proposta fornisce gli stessi risultati di quella convenzionale ma in un tempo decisamente inferiore: un'analisi completa in tutta la banda di interesse puó essere effettuata in meno di mezz'ora, mentre la tecnica convenzionale richiederebbe oltre 4.5 ore.

#### ···· vph/c --·K0 alpha 1 % 0.1 delta 0.01 0.001 9 10 11 12 13 14 Frequency (GHz) Fig. 6 - Differenze % tra i cold parameters ottenuti con modello convenzionale e ridotto.

#### CONCLUSIONI

La riduzione del modello computazionale convenzionale ad una frazione del passo d'elica è stata prima affrontata dal punto di vista teorico, successivamente è stata discussa la sua implementazione con il simulatore HFSS utilizzando condizioni al contorno azimutali periodiche. E' stato mostrato come la riduzione del modello ad una frazione del passo d'elica (½ o ¼ dipendendo dal numero di *rod*) consenta di calcolare i *cold parameters* con l'accuratezza desiderata ma con una significativa riduzione del tempo di simulazione (fino ad un fattore 9). Questa tecnica risulta quindi particolarmente utile per analisi parametriche in frequenza e in caratteristiche geometriche e, piú in generale, per tutte quelle applicazioni in cui tempo di simulazione ed accuratezza sono di primaria importanza.

#### **RIFEREIMENTI BIBLIOGRAFICI**

[1] C. L. Kory, J. A. Dayton, Jr., IEEE Trans. Electron Devices, V.45, N.4, pp.966-971, 1998

- [2] M. Aloisio, P. Waller, IEEE Trans. Electron Devices, Vol.52, N.5, pp. 749-754, 2005
- [3] www.ansoft.com; Ansoft HFSS User's Guide/Online Help
- [4] P. J. Crepeau, P. R. McIsaac, Proceedings of the IEEE, pp. 33-43, Jan. 1964
- [5] K Sakoda, Optical Properties of Photoinc Crystals, Springer, 2001, p. 63
- [6] J. J. Sakurai, Meccanica quantistica moderna. Zanichelli, 1993

#### **EFFETTO DOPPLER IN GUIDE D'ONDA**

P. De Cupis, G. Gerosa

Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università 'La Sapienza' di Roma Via Eudossiana 18, 00184 Roma decupis@mail.die.uniroma1.it; gerosa@mail.die.uniroma1.it

#### Abstract

The electromagnetic radiation by an antenna that uniformly translates along the axial direction of a wave-guide is studied on the ground of the special relativistic Frame Hopping Method. Two alternative approaches are proposed: the first represents the Green function in terms of a discrete modal expansion, the latter in terms of a plane-wave spectrum. Theoretical results can be applied for simulating assorted physical experiments: e.g., in the low-speed range, mobile transmission between vehicular devices within bordered passageways (tunnels); in the high-speed range, EM emission by charged particles moving within the confined path of an acceleration machine.

#### **INTRODUZIONE**

Il Metodo del 'Frame Hopping' (MFH) [1] permette di studiare problemi relativistici di radiazione Elettro-Magnetica (EM), valutando il campo irradiato dapprima nel sistema  $\Sigma'$  ove le sorgenti appaiono in quiete, e poi utilizzando le relazioni di covarianza per esprimere la soluzione nel riferimento di laboratorio  $\Sigma$ . Concepito per problemi in spazio libero, il MFH è meno agevole nei casi di geometrie confinate, ove nel riferimento  $\Sigma'$  il problema EM non è più statico, a causa del moto relativo tra sorgenti e superfici di bordo, sicché le consuete condizioni al contorno perdono validità. E.g., nel problema in esame di radiazione da una sorgente mobile in una guida d'onda, lo scivolamento retrogrado delle pareti in  $\Sigma'$  impedisce un'immediata generalizzazione della canonica espansione modale della funzione di Green statica: invero, i modi si individuano risolvendo il problema agli autovalori dell'operatore di Helmholtz agente sullo spazio funzionale relativo alla sezione trasversa, che è definito da appropriate condizioni al contorno [2]; per pareti in scivolamento le condizioni standard di Dirichlet e Neumann definenti i modi traversi elettrici e magnetici devono essere sostituite da intricate relazioni relativistiche [1]; unica eccezione è il caso di pareti Conduttrici Elettriche Perfette (CEP) ove la condizione di parete elettrica rimane inalterata in  $\Sigma'$ . rendendo conveniente l'approccio modale al problema relativistico. Viceversa, per pareti dissipative, conviene piuttosto rappresentare la funzione di Green mediante uno spettro di Onde Piane (OP), in quanto i fenomeni di riflessione relativistica hanno un'espressione analitica semplice nel caso di onde piane.

#### FORMULAZIONE

Siano dati due sistemi inerziali: il riferimento solidale alla guida d'onda  $\Sigma$ , con 4-vettore spazio-temporale  $\tilde{\mathbf{r}} = \mathbf{r} + \hat{\mathbf{x}}_4 ct$ ; il riferimento solidale alla sorgente  $\Sigma'$ , con 4-vettore spazio-temporale  $\tilde{\mathbf{r}}' = \mathbf{r}' + \hat{\mathbf{x}}_4 ct'$  ( $c = (\mu_0 \varepsilon_0)^{-1/2}$  è la velocità della luce nel vuoto,  $\hat{\mathbf{x}}_4$  il versore simbolico temporale). La traslazione relativa è parallela alla direzione assiale della guida  $\hat{\mathbf{x}}_3$ , con velocità uniforme  $\beta c$ . Decomponendo ortogonalmente le variabili

spaziali,  $\{\mathbf{r},\mathbf{r}'\} = \underline{\mathbf{I}}_{\Gamma} \cdot \{\mathbf{r},\mathbf{r}'\} + \underline{\mathbf{Z}} \cdot \{\mathbf{r},\mathbf{r}'\} = \{\mathbf{r}_{T},\mathbf{r}_{T}'\} + \{x_{3},x_{3}'\}\hat{\mathbf{x}}_{3}$  (ove  $\underline{\mathbf{I}}_{T} = \underline{\mathbf{I}} - \underline{\mathbf{Z}}$ ,  $\underline{\mathbf{Z}} = \hat{\mathbf{x}}_{3}\hat{\mathbf{x}}_{3}$ , e  $\underline{\mathbf{I}}$ è la diade unitaria), le relazioni di covarianza relativistica  $\Sigma \leftrightarrow \Sigma'$  si esprimono così [1]:  $\mathbf{r}_{T} = \mathbf{r}_{T}'; \Sigma' \rightarrow \Sigma: x_{3} = \gamma(x_{3}' + \beta ct'), t = \gamma(t' + \beta c^{-1}x_{3}'); \Sigma \rightarrow \Sigma': x_{3}' = \gamma(x_{3} - \beta ct), t' = \gamma(t + \beta c^{-1}x_{3})$ , (1)

$$\Sigma' \to \Sigma : \begin{cases} e \\ \zeta h \end{cases} = \left[ \gamma \underline{\mathbf{I}}_{T} + \underline{\mathbf{Z}} \right] \cdot \begin{cases} e' \\ \zeta h' \end{cases} - \gamma \beta \hat{\mathbf{x}}_{3} \times \begin{cases} \zeta h' \\ -e' \end{cases}; \Sigma \to \Sigma' : \begin{cases} e' \\ \zeta h' \end{cases} = \left[ \gamma \underline{\mathbf{I}}_{T} + \underline{\mathbf{Z}} \right] \cdot \begin{cases} e \\ \zeta h \end{cases} + \gamma \beta \hat{\mathbf{x}}_{3} \times \begin{cases} \zeta h \\ -e \end{cases} , (2)$$

con  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  e  $\zeta = (\mu_0/\varepsilon_0)^{1/2}$ ;  $\{e, h\}_{\tilde{r}}$  è il campo Elettro-Magnetico (EM), risolvente le equazioni di Maxwell della guida per una data distribuzione di sorgente, misurato in  $\Sigma$ ;  $\{e', h'\}_{\tilde{r}'}$  rappresenta l'identico fenomeno EM misurato in  $\Sigma'$ .

#### A. L'approccio OP

Consideriamo una guida d'onda a sezione rettangolare con lati  $\Delta_1, \Delta_2$ , ove una sorgente monocromatica e puntiforme trasli con traiettoria  $\mathbf{R}(t) = \mathbf{R}'_{\mathrm{T}} + \hat{\mathbf{x}}_3 \beta ct$ ; in  $\Sigma'$  assumiamo che il campo EM sia rappresentato da una parte continua, espressa da uno spettro di OP, più un termine impulsivo esprimente la singolarità nel punto di sorgente  $\mathbf{R}' = \mathbf{R}'_{\mathrm{T}} + 0 \cdot \hat{\mathbf{x}}_3$ : infatti (si adoperi la convenzione di Einstein sugli indici muti  $q, y \in \{1, 2\}; \ \xi = [\xi_1, \xi_2] \in \{1, 2\}^2; a \in \{1, 2, 3\}$ ) poniamo per  $h = 1, 2; \ l = 1 - 3:$  $\overline{\mathbf{F}'^{hl}}(\mathbf{\tilde{r}'}) = \mathbf{J}'^{y} \alpha'^{ay} \left\{ f_{ay}'^{hl} \delta^{(1)}[x'_3] \delta^{(2)}[\mathbf{r}'_{\mathrm{T}} - \mathbf{R}'_{\mathrm{T}}] \exp[i\omega't'] + \right. + \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^{qhl} \left( \theta'_{\xi}(\mathbf{\eta}), \phi'_{\xi}(\mathbf{\eta}) \right) \exp\left[ i\mathbf{\tilde{r}'} \cdot \mathbf{\tilde{K}} \left( \omega', \ \theta'_{\xi}(\mathbf{\eta}), \ \phi'_{\xi}(\mathbf{\eta}) \right) \right] \mathbf{A}'^{\xi}_{qay}(\mathbf{r}'_{\mathrm{T}}; \mathbf{\eta}) d\mathbf{\eta} \right\}; (3)$ 

 $\{\hat{\mathbf{x}}_{1}, \hat{\mathbf{x}}_{2}, \hat{\mathbf{x}}_{3}\}\$  sono i versori cartesiani, e  $\operatorname{Re}\left\{\overline{\mathbf{F}}^{\prime l}, \zeta^{-1}\overline{\mathbf{F}}^{\prime 2l}\right\}_{\tilde{\mathbf{r}}^{\prime}} = \hat{\mathbf{x}}_{l} \bullet \left\{\mathbf{E}^{\prime}, \mathbf{H}^{\prime}\right\}_{\tilde{\mathbf{r}}^{\prime}}, l = 1-3, \text{ le componenti del campo EM}; i = +\sqrt{-1}; \delta^{(k)}$  è la distribuzione Delta *k*-dimensionale;  $\omega^{\prime}$ ,  $\hat{\mathbf{a}}^{\prime y} = \alpha^{\prime a y} \hat{\mathbf{x}}_{a}$  e J<sup> $\prime y$ </sup> sono rispettivamente la pulsazione, la direzione, e l'ampiezza degli impulsi di corrente elettrica (y=1) e magnetica (y=2). La propagazione delle componenti OP risulta definita dagli angoli zenitale e azimutale  $\theta_{\xi}^{\prime}(\mathbf{\eta}), \phi_{\xi}^{\prime}(\mathbf{\eta})$  (OP uniformi se

$$\kappa^{2} + \chi^{2} \leq 1, \text{ evanescenti se } \kappa^{2} + \chi^{2} > 1), \text{ con } \mathbf{\eta} = [\kappa, \zeta] \in \mathbb{R}^{2} \text{ e } \boldsymbol{\xi} = (\xi_{1}, \xi_{2}) \in \{1, 2\}^{2} :$$
$$\cos \theta_{\xi}'(\mathbf{\eta}) = \chi, \sin \theta_{\xi}'(\mathbf{\eta}) = (-1)^{\xi_{1}} \sqrt{1 - \chi^{2}}; \cos \theta_{\xi}'(\mathbf{\eta}) = \frac{\sqrt{1 - \kappa^{2} - \chi^{2}}}{\sqrt{1 - \chi^{2}}}, \sin \theta_{\xi}'(\mathbf{\eta}) = \frac{(-1)^{\xi_{2} - \xi_{1}} |\kappa|}{\sqrt{1 - \chi^{2}}}; \quad (4)$$

infatti, per un'OP generica, con pulsazione  $\overline{\sigma}$ , zenith  $\tau$  e azimuth  $\varphi$ , si ponga:

$$\tilde{\mathbf{K}}(\boldsymbol{\sigma},\tau,\boldsymbol{\varphi}) = -c^{-1}\boldsymbol{\sigma}(\hat{\mathbf{x}}_{1}\sin\tau\cos\boldsymbol{\varphi} + \hat{\mathbf{x}}_{2}\sin\tau\sin\boldsymbol{\varphi} + \hat{\mathbf{x}}_{3}\cos\tau - \hat{\mathbf{x}}_{4})$$
(5)

$$\left\|\Psi^{1hl}(\tau,\varphi)\right\|_{l=1-3}^{h=1,2} = \begin{bmatrix}\cos\tau\cos\varphi & \cos\tau\sin\varphi & -\sin\tau\\ -\sin\varphi & \cos\varphi & 0\end{bmatrix}; \left\|\Psi^{2hl}(\tau,\varphi)\right\|_{l=1-3}^{h=1,2} = \begin{bmatrix}-\sin\varphi & \cos\varphi & 0\\ -\cos\tau\cos\varphi & -\cos\tau\sin\varphi & \sin\tau\end{bmatrix}.$$
(6)

Dalle Eqq. (4), (5) risulta che gli indici OP  $\xi_b = 1$  e  $\xi_b = 2$  individuano rispettivamente onde regressive  $(\partial_{x^b} [\arg \overline{F}^{h_l}] < 0)$  e progressive  $(\partial_{x^b} [\arg \overline{F}^{h_l}] > 0)$  rispetto alla direzione  $\hat{\mathbf{x}}_b$ , b = 1,2; dall'Eq. (6) risulta poi che l'indice OP binario q=1,2 distingue le 2 sottopolarizzazioni lineari, in cui si può decomporre la generica polarizzazione ellittica.

Assumiamo che lo spettro OP abbia una forma specifica in ognuno dei quadranti della sezione trasversa [i.e.,  $Q_1 = (0, \Xi_1) \times (0, \Xi_2)$ ,  $Q_2 = (\Xi_1, \Delta_1) \times (0, \Xi_2)$ ,  $Q_3 = (\Xi_1, \Delta_1) \times (\Xi_2, \Delta_2)$ ,  $Q_4 = (0, \Xi_1) \times (\Xi_2, \Delta_2)$ , ove  $\{\Xi_1, \Xi_1\} = \{\hat{\mathbf{x}}_1, \hat{\mathbf{x}}_2\} \bullet \mathbf{R}'_{\mathbf{T}}$  è il punto di sorgente]; pertanto:

$$A_{qay}^{\prime\xi}(\mathbf{r}_{T}^{\prime};\mathbf{\eta}) \equiv B_{kqay}^{\prime\xi}(\mathbf{\eta}), \forall (x_{1}^{\prime},x_{2}^{\prime}) = (\hat{\mathbf{x}}_{1},\hat{\mathbf{x}}_{2}) \bullet \mathbf{r}_{T}^{\prime} \in Q_{k} , \xi_{1},\xi_{2},q,y=1,2; a=1-3,$$
(7)

Ogni componente OP definita dalle Eqq. (4)-(7) è una soluzione particolare delle equazioni di Maxwell omogenee, valide per  $\mathbf{r'} \neq \mathbf{R'}$ . Quindi, su ciascuna delle 4 pareti

(i.e.  $W_1 : x'^1 \equiv \Delta^1$ ;  $W_2 : x'^2 \equiv \Delta^2$ ,  $W_3 : x'^1 \equiv 0$ ,  $W_4 : x'^2 \equiv 0$ ) la somma integrale OP dell'Eq. (3) deve verificare la condizione al contorno; ciò può essere facilmente imposto in quanto, secondo le Eqq. (4), (5), le componenti OP possono classificarsi in termini incidenti e riflessi: infatti, su ciascuna parete possiamo individuare coppie 'simmetriche' di OP, con medesima  $\eta$  e indici  $\xi$  complementari, sulla base delle seguenti specifiche:  $W_1$ : Indice OP Incidente (IOPI)  $\xi_1 = 2$ , Indice OP Riflessa (IOPR)  $\xi_1 = 1$ ;  $W_2$ : IOPI  $\xi_2 = 2$ , IOPR  $\xi_2 = 1$ ;  $W_3$ : IOPI  $\xi_1 = 1$ , IOPR  $\xi_1 = 2$ ;  $W_4$ : IOPI  $\xi_2 = 1$ , IOPR  $\xi_2 = 2$ . In virtù delle Eqq. (4), (5) ogni coppia simmetrica verifica intrinsecamente le leggi di Snell (le quali sono invariate in  $\Sigma'$  [1]). Quindi, occorre imporre le relazioni di continuità di ampiezza, le quali, nel caso di pareti in scivolamento, possono essere espresse mediante le consuete formule di Fresnel statiche purché si utilizzino come parametri delle OP incidenti i valori relativi al sistema di riposo delle pareti  $\Sigma$ , cfr. [1]: frequenza  $\omega(\eta) = \gamma (1 + \beta \cos \theta'_{\xi}(\eta)) \omega' = \gamma (1 + \beta \chi) \omega'$ , azimuth  $\phi_{\xi}(\eta) = \phi'_{\xi}(\eta)$ , zenith

 $\theta_{\xi}(\mathbf{\eta}) = \cos^{-1}\left[\frac{\cos\theta_{\xi}'(\mathbf{\eta}) + \beta}{1 + \beta\cos\theta_{\xi}'(\mathbf{\eta})}\right] = \cos^{-1}\left[\frac{\chi + \beta}{1 + \beta\chi}\right].$  Per comporte il sistema algebrico completo,

che determina le incognite  $B'_{kqay}(\mathbf{\eta})$ ,  $\xi_1, \xi_2, q, y = 1, 2$ ; a = 1-3; k = 1-4, occorre unire le suddette relazioni di Fresnel alle condizioni di continuità fra spettri OP di quadranti adiacenti in corrispondenza dei confini interni,  $x'_1 \equiv \Xi_1$  e  $x'_2 \equiv \Xi_2$ ; inoltre, valutando congiuntamente i coefficienti di singolarità  $\{f'_{ay}h_{h,y=1,2}; l,a=1-3\}$ , va altresì considerato

l'impulso 
$$\delta^{(2)}[\mathbf{r}'_{\mathrm{T}} - \mathbf{R}'_{\mathrm{T}}] \delta^{(1)}[x'_{3}] = (2\pi)^{-2} \delta^{(1)}[x'_{1} - \Xi_{1}] \int \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-i\Xi_{2}\kappa] \exp[i(x'_{2}\kappa + x'_{3}\chi)] d\kappa d\chi.$$

Infine, applicando le relazioni di covarianza (1), (2) all'Eq. (3), si può ottenere l'espressione del campo EM, relativa a  $\Sigma$ , i.e.  $\operatorname{Re}\left\{\overline{F}^{ll}, \zeta^{-1}\overline{F}^{2l}\right\}_{\tilde{\mathbf{r}}} = \hat{\mathbf{x}}_{l} \bullet \left\{\mathbf{E}, \mathbf{H}\right\}_{\tilde{\mathbf{r}}}$ , l = 1-3; per  $\mathbf{r}_{T} = \mathbf{r}_{T}' \neq \mathbf{R}_{T}'$  si ha il seguente spettro di OP multi-cromatiche, con h = 1, 2; l = 1-3:

$$\overline{\mathbf{F}}^{hl}\left(\widetilde{\mathbf{r}}\right) = \mathbf{J}^{\prime y} \boldsymbol{\alpha}^{\prime a y} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi^{qhl}\left(\theta_{\xi}\left(\mathbf{\eta}\right), \phi_{\xi}\left(\mathbf{\eta}\right)\right) \exp\left[i\widetilde{\mathbf{r}}\cdot\widetilde{\mathbf{K}}\left(\boldsymbol{\omega}(\mathbf{\eta}), \theta_{\xi}\left(\mathbf{\eta}\right), \phi_{\xi}\left(\mathbf{\eta}\right)\right)\right] \mathbf{A}_{qay}^{\xi}(\mathbf{r}_{\mathrm{T}};\mathbf{\eta}) d\mathbf{\eta} \quad ;(8)$$

ove i coefficienti di ampiezza relativi a  $\Sigma$ , per  $\xi_1, \xi_2, q, y = 1, 2; a = 1-3$ , sono (cfr. [1]):

$$A_{qay}^{\xi}(\mathbf{r}_{\mathrm{T}};\boldsymbol{\eta}) = \gamma \left(1 + \beta \cos \theta_{\xi}'(\boldsymbol{\eta})\right) A_{qay}'^{\xi}(\mathbf{r}_{\mathrm{T}};\boldsymbol{\eta}) = \gamma \left(1 + \beta \chi\right) A_{qay}'^{\xi}(\mathbf{r}_{\mathrm{T}};\boldsymbol{\eta}) \quad . \tag{9}$$

#### C. L'approccio modale

Nel caso di pareti CEP si può facilmente provare dalle Eqq. (1), (2) come soluzioni covarianti,  $\{e,h\}_{\tilde{r}} \in \{e',h'\}_{\tilde{r}'}$ , l'una relativa a  $\Sigma$ , l'altra a  $\Sigma'$ , verifichino entrambe la condizione di parete elettrica, i.e.  $\hat{\mathbf{n}} \times e = \mathbf{0}$ ,  $\Leftrightarrow \hat{\mathbf{n}} \times e' = \mathbf{0}$  ( $\hat{\mathbf{n}}$  è il versore normale sul bordo della guida), indipendentemente dallo scivolamento. Pertanto è possibile estendere a  $\Sigma'$ il procedimento canonico di espansione modale della funzione di Green [2], che necessita come condizione cruciale la normalità al bordo del campo elettrico di ciascuna soluzione delle equazioni di Maxwell nella guida. Invero, una soluzione omogenea mono-cromatica in  $\Sigma'$ , con pulsazione  $\omega'$ , ha la medesima espressione modale che, mutatis mutandis, essa presenterebbe nel sistema di riposo della guida  $\Sigma$ , cioè [2]:

$$\begin{cases} \boldsymbol{E}_{n}^{\prime\nu} \\ \boldsymbol{H}_{n}^{\prime\nu} \end{cases}_{\tilde{\mathbf{r}}^{\prime}}^{\operatorname{Re}} \begin{cases} \boldsymbol{E}_{n}^{\prime\nu} \\ \boldsymbol{H}_{n}^{\prime\nu} \end{cases}_{\mathbf{r}^{\prime}}^{\operatorname{re}} \exp[it^{\prime}\omega^{\prime}], \begin{cases} \boldsymbol{E}_{n}^{\prime\nu} \\ \boldsymbol{H}_{n}^{\prime\nu} \end{cases}_{\mathbf{r}^{\prime}}^{\operatorname{re}} = \begin{cases} \boldsymbol{e}_{n}^{\prime\nu} \\ \boldsymbol{h}_{n}^{\prime\nu} \end{cases}_{\mathbf{r}^{\prime}_{\mathrm{r}}}^{\operatorname{re}} \exp[\nu \cdot \Gamma_{n}^{\prime}z^{\prime}], \Gamma_{n}^{\prime} = \rho_{n}^{\prime} + i\psi_{n}^{\prime} \quad .(10) \end{cases}$$

L'indice v distingue la propagazione regressiva (v = +1) e progressiva (v = -1). Sotto ipotesi molto generali la guida ha uno spettro discreto di pulsazioni di taglio reali

$$\begin{split} & \overline{\sigma}_n \in \mathbb{R}^+, \ n \in \mathbb{N} \quad [2]; \ \text{quindi, possiamo discernere modi rispettivamente propagativi ed} \\ & \text{evanescenti per } \overline{\sigma}_n \leq \omega', \ \text{con } \rho'_n = 0, \ \psi'_n = c^{-1} (\omega'^2 - \overline{\sigma}_n^2)^{1/2}, \quad \text{e} \quad \overline{\sigma}_n > \omega', \ \text{con } \psi'_n = 0, \\ & \rho'_n = c^{-1} (\overline{\sigma}_n^2 - \omega'^2)^{1/2}. \quad \text{I modi ammettono la seguente decomposizione} \\ & \text{longitudinale/transversa (Z/T) [2], } \left\{ \mathbf{e}'_n^{\nu}, \mathbf{h}'_n^{\nu} \right\} = \left\{ \mathbf{e}'_{n\mathrm{T}} + \overline{\nu} \mathbf{e}'_{n\mathrm{Z}}, \overline{\nu} \mathbf{h}'_{n\mathrm{T}} + \mathbf{h}'_{n\mathrm{Z}} \right\}, \ \overline{\nu} = -\nu, \ \text{verificando} \\ & \text{la proprietà di ortogonalità: } \int_T \hat{\mathbf{x}}_3 \cdot \left( \mathbf{e}'_{n\mathrm{T}} \times \mathbf{h}'_{n\mathrm{T}} \right) d\mathbf{r}' = 0, \ \text{se } m \neq n \ \text{Impiegando lo sviluppo} \\ & \text{modale della funzione di Green in } \Sigma', \ \text{cfr. [2], si ha } (u \text{ è la distribuzione di Heaviside):} \\ & \left\{ \begin{array}{c} E' \\ H' \end{array} \right\}_{\widetilde{\mathbf{r}'}}^{\text{Re}} = \sum_{\nu=0}^1 u [\overline{\nu} x'_3] \sum_{n \in \mathbb{N}} X'_n^{\nu} \left\{ \begin{array}{c} \mathbf{e}'_n^{\nu} \\ \mathbf{h}'_n^{\nu} \end{array} \right\}_{\mathbf{r}'_1}^{\mathbf{r}} \exp[\overline{\nu} \Gamma'_n x'_3] \exp[it'\omega'], \ X'_n^{\nu} = \frac{1}{2} \left[ J'^2 \hat{\alpha}'^2 \cdot \mathbf{h}'_n^{\overline{\nu}} (\mathbf{R}'_{\mathrm{T}}) - J'^4 \hat{\alpha}'^4 \cdot \mathbf{e}'_n^{\overline{\nu}} (\mathbf{R}'_{\mathrm{T}}) \right] (11) \\ \end{array} \right\}$$

Sicché, applicando le relazioni di covarianza (1), (2) all'Eq. (11) otteniamo in  $\Sigma$ :

$$\begin{cases} \boldsymbol{E} \\ \boldsymbol{H} \end{cases}_{\tilde{\mathbf{r}}} \stackrel{\text{Re}}{=} \sum_{\nu=0}^{1} u [\nu \Upsilon] \exp \left[ i \frac{\omega' x_3}{\gamma \beta c} \right]_{n \in \mathbb{N}} X_n^{\prime \nu} \begin{cases} \mathbf{e}_n^{\nu} \\ \mathbf{h}_n^{\nu} \end{cases}_{\mathbf{r}_{\mathrm{T}}} \exp \left[ \bar{\nu} \Upsilon g_n \right] \exp \left[ i \Upsilon \omega_n^{\nu} \right], \Upsilon = t - x_3 / (\beta c)$$
(12)

$$\left\{\omega_{n}^{\nu},g_{n}\right\} = \gamma\left\{\omega^{\prime}-\nu\beta c\psi_{n}^{\prime},\beta c\rho_{n}^{\prime}\right\} = \begin{cases} \gamma\left\{\omega^{\prime},\beta\sqrt{\sigma_{n}^{2}-\omega^{\prime}^{2}}\right\}, \ \overline{\sigma}_{n}>\omega^{\prime}\\ \gamma\left\{\omega^{\prime}\left(1+\overline{\nu}\beta\sqrt{1-(\overline{\sigma}_{n}/\omega^{\prime})^{2}}\right),0\right\}, \ \overline{\sigma}_{n}\leq\omega^{\prime} \end{cases}$$
(13)

$$\begin{cases} \mathbf{e}_{n}^{\nu} \\ \mathbf{h}_{n}^{\nu} \end{cases} = \begin{cases} \mathbf{e}_{n\mathrm{T}} + \overline{\nu} \mathbf{e}_{n\mathrm{Z}} \\ \overline{\nu} \mathbf{h}_{n\mathrm{T}} + \mathbf{h}_{n\mathrm{Z}} \end{cases}; \begin{cases} \mathbf{e}_{n\mathrm{Z}} \\ \mathbf{h}_{n\mathrm{Z}} \end{cases} = \begin{cases} \mathbf{e}_{n\mathrm{Z}}' \\ \mathbf{h}_{n\mathrm{Z}}' \end{cases}; \begin{cases} \mathbf{e}_{n\mathrm{T}} \\ \mathbf{h}_{n\mathrm{T}} \end{cases} = \gamma \begin{cases} \mathbf{e}_{n\mathrm{T}}' \\ \mathbf{h}_{n\mathrm{T}}' \end{cases} + \gamma \beta \hat{\mathbf{x}}_{3} \times \begin{cases} -\zeta \mathbf{h}_{n\mathrm{T}}' \\ \zeta^{-1} \mathbf{e}_{n\mathrm{T}}' \end{cases}$$
(14)

#### RISULTATI

Come in spazio libero la larghezza della banda Doppler dipende unicamente dalla velocità della sorgente; il confinamento agisce invece sul profilo spettrale, generando molteplici picchi associati ai differenti modi propagativi della guida eccitati dalla sorgente. Il fenomeno è evidente nella formulazione modale [l'Eq. (13) prevede una specifica coppia di picchi a frequenze  $\omega_n^{\pm 1}$ , se  $\omega' \ge \sigma_n$ ); nella formulazione OP esso è invece implicitamente correlato alle singolarità o ai massimi locali dell'integrando nell'Eq. (8). In fig. 1.a sono comparati i casi di pareti CEP e dissipative in una situazione uni-modale: la sezione trasversa è la medesima, ma la dissipatività altera le frequenze di picco. Le Figg. 1.b e c trattano un caso multi-modale (3 modi propagativi eccitati); si noti ad alta velocità la paradossale asimmetria tra semibande rossa e blu.



**Fig1.:** Spettri Doppler normalizzati:  $\hat{\mathbf{P}}(\Omega) = \|\mathbf{P}(\Omega)\| / \|\mathbf{P}(\omega')\|$  vs.  $w = (\Omega - \omega') / (\beta \omega'); \mathbf{P} = \frac{1}{2}\Im[\mathbf{E}] \times (\Im[\mathbf{H}])^*;$ 

 $\Im \text{ è l'operatore di Fourier tempo } t \to \text{frequenza } \Omega. \text{ Guida a sezione rettangolare. } \mathbf{r} = 0.75\Delta^1 \hat{\mathbf{x}}_1 + 0.25\Delta^2 \hat{\mathbf{x}}_2; \\ \left\{\Xi^1, \Xi^2\right\} = \left\{0.2\Delta^1, 0.7\Delta^2\right\}; \ \left\{\alpha'^{1y}, \alpha'^{2y}, \alpha'^{3y}\right\} = \left\{(-1)^y, 1, 1\right\} / 3^{1/2}, \ y=1,2; \text{ J'}^1 = \mathbf{J'}^2. \text{ a) Emissione uni-modale:} \\ \left\{\Delta^1, \Delta^2\right\} = \left\{0.8, 0.4\right\} \lambda', \ \lambda' = 2\pi c / \omega'; \text{ velocità } \beta = 10^{-7}; \text{ pareti CEP, approacio modale (linea continua); pareti dissipative (cemento per <math>\omega' = 1GHz$ ), approacio OP (linea tratteggiata. **b**) e **c**) Pareti CEP, emissione multi-modale,

con 3 modi propagativi  $\{\Delta^1, \Delta^2\} = \{0.95, 0.8\} \lambda'$  per  $\beta = 10^{-7}$  e  $\beta = 0.5$ .

#### **BIBLIOGRAFIA**

[1]. J. Van Bladel, Relativity and Engineering (Springer-Verlag, New York, 1984).

[2]. R.E. Collin, Field Theory of guided waves (IEEE Press, New York, 1991).

## Formulazioni reali equivalenti per la soluzione di sistemi lineari complessi in elettromagnetismo computazionale

S. TRINGALI, G. ANGIULLI DIMET Univ. Mediterranea 89100. Reggio Calabria G. DI MASSA DEIS Univ. della Calabria 87030, Rende (Cs)

#### Sommario

Lo scopo del lavoro è quello di mettere a confronto le performance del GMRES applicato sul sistema lineare complesso  $Cz = \gamma$  con quelle proprie della cosiddetta *formulazione K reale equivalente*, e parimenti di valutare in che modo le prestazioni del metodo degràdino o si migliorino nel transitare dall'aritmetica di  $\mathbb{C}$  a quella reale. Il tutto è testato numericamente su casi di interesse pratico che scaturiscono dalla discretizzazione tramite MoM dell'equazione integrale per lo scattering elettromagnetico.

#### **1** INTRODUZIONE

La risoluzione dell'equazione integrale del campo elettrico (nel seguito EFIE), che descrive la retrodiffusione da parte di un conduttore elettrico ideale della radiazione emessa da un certa distribuzione di sorgenti nello spazio circostante lo scatteratore, procede sistematicamente attraverso la discretizzazione del modello matematico, cioè la riduzione dell'equazione operatoriale ad un sistema di equazioni lineari e la conseguente inversione di quest'ultimo attraverso opportuni algoritmi di calcolo [1]. Il punto è che, in generale, le tecniche proiettive adottate producono dei sistemi lineari del tipo

$$Cz = \gamma, \tag{1}$$

in cui C è una matrice  $n \times n$  a coefficienti complessi, con  $n \in \mathbb{Z}^+$ ,  $\gamma \in \mathbb{C}^n$  è la colonna dei termini noti e  $z \in \mathbb{C}^n$  il vettore delle incognite. Formalmente, la soluzione del sistema è espressa dalla relazione  $z = C^{-1}\gamma$ , se  $C^{-1}$  è l'inversa sinistra di C [2]. Molti dei pacchetti disponibili sul mercato del software per la risoluzione dei sistemi di equazioni lineari operano tuttavia nell'ipotesi che la matrice dei coefficienti e il vettore dei termini noti siano reali. Tanto perciò giustifica, se mai necessario, ogni interesse rivolto allo sviluppo di tecniche efficienti in grado di ricondurre un sistema lineare di tipo  $Cz = \gamma$ , in cui  $C \in \gamma$  "vivano" in  $\mathbb{C}$ , ad una formulazione puramente reale, e confrontare le prestazioni fra i risolutori general-purpose pensati per affrontare il problema dell'inversione ora in aritmetica complessa ora in forma reale equivalente. Nella fattispecie, per separazione del reale dall'immaginario, il sistema (1) si può riscrivere come  $(A+iB)(x+iy) = (\alpha+i\beta)$ , dove  $A, B \in \mathbb{R}^{n \times n}$ ;  $\alpha, \beta \in \mathbb{R}^n$  e si pone  $x = \Re(z)$  ed  $y = \Im(z)$ . Da qui, riportando su  $\mathbb{R}$  l'uguaglianza dei coefficienti ai due membri, si ricavano le seguenti formulazioni reali equivalenti, rese in termini di matrici a blocchi  $2 \times 2$ , che nel seguito chiameremo formulazioni K1-K4.

$$K1: \begin{bmatrix} A & -B \\ B & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}; \quad K2: \begin{bmatrix} A & B \\ B & -A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ -y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}$$
$$K3: \begin{bmatrix} B & A \\ A & -B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta \\ \alpha \end{bmatrix}; \quad K4: \begin{bmatrix} B & -A \\ A & B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ -y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta \\ \alpha \end{bmatrix}$$

Per consistenza notazionale, indicheremo nel seguito con  $K_i$  la matrice a blocchi della *i*-esima fra le formulazioni reali appena indicate, premesso di osservare che, per ogni arbitraria base in  $\mathbb{R}^{2n}$ , esiste di fatto una forma equivalente in  $\mathbb{R}$  del sistema (1); e che le K1-K4 sono soltanto alcune fra queste, e ciò nonostante fra le più significative. Nell'ottica di una comparazione fra le prestazioni di un risolutore iterativo complesso per il sistema (1) e di una sua qualunque formulazione reale equivalente in termini di tasso di convergenza è essenziale approfondire le proprietà spettrali di quest'ultima in rapporto allo spettro della matrice C [3]. Si nota in generale che lo spettro delle matrici coinvolte si allarga nel passare dall'aritmetica complessa a quella reale, e la velocità asintotica di convergenza delle tecniche iterative praticabili nella risoluzione del sistema (1) degradano di conseguenza. Fanno tuttavia eccezione le formulazioni K1 e K4, quando C sia una matrice hermitiana, poiché in tal caso gli autovalori della formulazione reale equivalente sono tutti e soli gli autovalori della matrice C, con la differenza esclusiva di possedere una molteplicità algebrica doppia. Vedremo tuttavia più avanti che questo fatto non comporta alcun aggravio dal punto di vista computazionale, per particolari classi di risolutori iterativi.

#### **2** LA FORMULAZIONE K EQUIVALENTE

Un difetto delle formulazioni reali equivalenti  $K_1 \in K_4$ , su cui concentremo la nostra attenzioni nel prosieguo, è il fatto di non preservare la struttura propria di C, ogni volta che questa sia una matrice strutturata, e perciò di non sfruttare in alcun modo i vantaggi possibilmente derivanti dalla sparsità del sistema (1). Questa difficoltà è superata localizzando sui singoli elementi di C le idee poste a fondamento delle formulazioni equivalenti K1-K4. In alternativa agli approcci già descritti, è possibile riportare in  $\mathbb{R}$  la soluzione del sistema (1) sostituendo all'elemento generico  $c_{pq} \in C$  la matrice  $2 \times 2$  che scaturisce dall'applicazione di una qualsiasi fra le tecniche K1-K4 al sistema monodimensionale complesso  $c_{pq} z = 0$ . Nel caso della formulazione equivalente K1, per esempio, questo comporterebbe sostituire  $c_{pq}$  con la matrice

$$\begin{bmatrix} a_{pq} & -b_{pq} \\ b_{pq} & a_{pq} \end{bmatrix}$$
(2)

Un approccio del tipo descritto, per quanto erediti *in toto* vantaggi e difetti delle formulazioni K1-K4, ha in più il pregio di preservare la struttura di C. Ci riferimeno nel seguito al problema risultante come alla formulazione K reale equivalente del sistema (1), e (di nuovo per consistenza notazionale) useremo indicare con K la corrispondente matrice.

## **3** SIMULAZIONI NUMERICHE

Se  $A \in \mathbb{C}^{m \times n}$ , chiamiamo indice di sparsità di A il rapporto v(A) fra il numero di zeri presenti in A e il numero totale dei suoi elementi. Su questo presupposto, sia K la matrice associata alla formulazione K del sistema (1). Se r ed i indicano, rispettivamente, il numero degli elementi non nulli reali o puramente immaginari di C, è subito stabilito allora che

$$v(K) = v(C) + \frac{i+r}{2n^2}$$
 (3)

sicché in ogni caso  $v(K) \geq v(C)$ . Al meglio delle conoscenze degli autori, questa è un'osservazione mai prima avanzata in proposito al problema della riformulazione reale dei sistemi lineari. Ed è interessante osservare come, per quanto K abbia un numero complessivo di elementi 4 volte maggiore rispetto a C, esistono situazioni in cui la sua sparsità genera dei *pattern* che, di fatto, rendono la formulazione K assai preferibile alla risoluzione diretta in aritmetica complessa. E' stato già osservato che, per particolari classi di matrici, la velocità con cui i metodi iterativi precondizionati di Krylov convergono sulla formulazione reale del problema è asintoticamente uguale al rapporto di convergenza degli analoghi metodi applicati direttamente sul sistema (1). Ciò perché, in tal caso, lo spettro  $\sigma(K)$  di K coincide con lo spettro  $\sigma(C)$  di C, se non per il fatto che ogni autovalore  $\lambda \in \sigma(K)$  possiede una molteplicità algebrica doppia rispetto allo stesso autovalore di C. Ciò nonostante, questo fatto non comporta alcun ulteriore aggravio computazionale rispetto al caso complesso, per l'intrinseca abilità del GMRES di risolvere simultaneamente gli autovalori multipli.

Si intuisce perciò che, là dove C sia una matrice simmetrica hermitiana, non necessariamente sparsa, con un elevato numero di ingressi non nulli che siano o puramente reali o puramente immaginari, l'utilizzo di un comune risolutore reale basato sull'impiego della formulazione K e che sfrutti intensivamente i benefici derivanti dall'elevato grado di sparsità del problema originale è anche preferibile all'impiego di un analogo risolutore complesso.

Questo è d'altra parte confermato dai risultati delle simulazioni numeriche condotte al calcolatore sul sistema  $Cz = \gamma$  ottenuto per proiezione tramite MoM dell'EFIE, mediante impiego di funzioni di base RWG, nel caso di uno scatteratore cubico investito da un'onda piana incidente alla frequenza di 300

MHz. I grafici ottenuti, riportati in figura (1), mettono a confronto lo spettro di C e quello della matrice K, prima del precondizionamento. In ciascuno dei casi presi in esami, la sparsità di K è tale da rendere le prestazioni del sistema reale equivalente apprezzabilmente migliori che non nel caso complesso, come emerge dalla tabella (1).



Figura 1: A sinistra: spettro della matrice C. A destra: spettro della matrice  $K_1$ .

Tabella 1: Tabella riassuntiva dei risultati numerici ottenuti.

	Formulazione complessa	Formulazione $K_1$ equivalente
Tempo di calcolo (s)	15,723	9,369
Residuo finale	1,9204 e-013	2,751 e-013

## Riferimenti bibliografici

- Peterson A., Ray S. R. Mittra R., "Computational methods for electromagnetics", IEEE Press, 2000
- [2] Golub G., Van Loan C., "Matrix computations", Hopkins University Press, 1996
- [3] David Day, Michael A. Heroux, "Solving complex-valued linear systems via equivalent real formulations", Siam J. Sci. Comput., vol. 23, No. 2, pagg. 480-498

#### CARATTERIZZAZIONE ACCURATA ED EFFICIENTE DI MATERIALI 3D-EBG

F. Frezza<sup>§</sup>, L. Pajewski<sup> $\Leftrightarrow$ </sup> e G. Schettini<sup> $\Leftrightarrow$ </sup>

<sup>§</sup> Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università "La Sapienza" Via Eudossiana 18, 00184 Roma
<sup>☆</sup> Dipartimento di Elettronica Applicata, Università degli Studi "Roma Tre" Via della Vasca Navale 84, 00146 Roma schettini@uniroma3.it

#### Abstract

In this paper an accurate and efficient characterization of three-dimensional Electromagnetic Band-Gap (3D-EBG) structures is performed, which exploits a full-wave theory developed for doubly-periodic gratings. The basic theory is presented and the potentiality of the method in the analysis and design of EBGs is discussed. Convergence figures are reported and comparisons with theoretical data available in the literature are shown, with a very good agreement. Results are presented for EBGs with cubic inclusions.

#### **INTRODUZIONE**

I materiali a banda elettromagnetica proibita (EBG) [1], detti anche cristalli elettromagnetici o fotonici, sono oggetto di considerevole interesse per le loro importanti applicazioni in una regione molto ampia dello spettro elettromagnetico che va dall'ottica alle microonde. Gli EBG si ottengono introducendo periodicamente inclusioni di un materiale avente una specifica costante dielettrica in un materiale ospite omogeneo. Le inclusioni hanno dimensioni paragonabili a quelle della lunghezza d'onda della radiazione che inciderà sul cristallo ed i materiali coinvolti sono tipicamente dielettrici. Tali strutture periodiche presentano bande proibite, ovvero intervalli di frequenza entro i quali le onde elettromagnetiche non si possono propagare.

I cristalli elettromagnetici possono essere periodici in una, due o tre dimensioni. Nel caso di periodicità in una e due dimensioni è possibile ottenere che i modi non si propaghino, rispettivamente, in una direzione o in tutte le direzioni appartenenti ad un piano. Solo una periodicità tridimensionale (3D) può supportare una banda proibita omni-direzionale. Inoltre, con i cristalli 3D è possibile localizzare il campo elettromagnetico in un punto (difetto), mentre nel caso di una e due dimensioni il campo può essere localizzato, rispettivamente, solo in un piano o lungo una linea.

La caratterizzazione di EBG 3D è un compito oneroso [1]. In questo lavoro mostriamo come sia possibile studiare le proprietà di trasmissione e riflessione di un EBG 3D facendo uso di un metodo modale di Fourier (FMM) nato per l'analisi di reticoli a doppia periodicità [2, 3] ed in tale ambito riconosciuto dalla letteratura come la tecnica più efficiente [1].

#### **ANALISI TEORICA**

Si consideri la configurazione reticolare illustrata in figura 1: due semispazi semi-infiniti di indici di rifrazione  $n_1 e n_2$  sono separati da uno strato doppiamente periodico posto in  $0 \le z \le h$ . I periodi del reticolo sono  $d_x e d_y$ , rispettivamente, nelle direzioni x e y. Un'onda piana monocromatica, di ampiezza unitaria, incide dalla direzione negativa dell'asse z, con numero d'onda  $k=2\pi/\lambda$ , vettore d'onda  $\mathbf{k}_0$  e vettore di polarizzazione del campo elettrico  $\hat{\mathbf{u}}$  schematizzati in figura 2: denotiamo con  $\theta$  l'angolo di incidenza, con  $\varphi$  l'angolo azimutale, con  $\psi$  l'angolo tra il piano di incidenza e  $\hat{\mathbf{u}}$ .

Per il campo diffratto, nelle regioni omogenee usiamo le espansioni di Rayleigh.

Nello strato periodico usiamo espansioni modali. Inoltre espandiamo in serie di Fourier la costante dielettrica  $\varepsilon(x,y) = \varepsilon_0 \varepsilon_r(x,y)$  ed introduciamo le seguenti quantità:

$$\begin{split} \left[ \left[ \varepsilon \right] \right]_{\mathrm{mnpq}} &= \frac{1}{d_{\mathrm{y}}} \int_{0}^{d_{\mathrm{y}}} \left\{ \left[ \ni \right]^{-1} \right\}_{\mathrm{mp}} (y) \, e^{-i(\mathrm{n-q})2\pi y/d_{\mathrm{y}}} dy \\ \left[ \left[ \varepsilon \right] \right]_{\mathrm{mnpq}} &= \frac{1}{d_{\mathrm{x}}} \int_{0}^{d_{\mathrm{x}}} \left\{ \left[ \ni \right]^{-1} \right\}_{\mathrm{nq}} (x) \, e^{-i(\mathrm{m-p})2\pi x/d_{\mathrm{x}}} dx \\ \left[ \ni \right]_{\mathrm{mn}} (y) &= \frac{1}{d_{\mathrm{x}}} \int_{0}^{d_{\mathrm{x}}} \varepsilon_{r}^{-1} (x, y) e^{-i(\mathrm{m-n})2\pi x/d_{\mathrm{x}}} dx \\ \left[ \ni \right]_{\mathrm{mn}} (x) &= \frac{1}{d_{\mathrm{y}}} \int_{0}^{d_{\mathrm{y}}} \varepsilon_{r}^{-1} (x, y) e^{-i(\mathrm{m-n})2\pi y/d_{\mathrm{y}}} dy \end{split}$$

Partendo dalle equazioni di Maxwell otteniamo il seguente problema agli autovalori:

$$k\gamma \mathbf{E} = \zeta_0 \mathbf{F} \cdot \mathbf{H}$$

$$k\zeta_0\gamma\mathbf{H}=\mathbf{G}\cdot\mathbf{E}$$

dove E e H sono autovettori,  $\gamma$  autovalori,  $\zeta_0$  è l'impedenza caratteristica del vuoto,

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} \alpha_{\mathbf{q}}[[\varepsilon]]_{\mathbf{mnpq}}^{-1}\beta_{\mathbf{m}} & k^{2}\delta_{\mathbf{nq}}\delta_{\mathbf{mp}} - \alpha_{\mathbf{q}}[[\varepsilon]]_{\mathbf{mnpq}}^{-1}\alpha_{\mathbf{n}} \\ \\ -k^{2}\delta_{\mathbf{nq}}\delta_{\mathbf{mp}} + \beta_{\mathbf{p}}[[\varepsilon]]_{\mathbf{mnpq}}^{-1}\beta_{\mathbf{m}} & -\beta_{\mathbf{p}}[[\varepsilon]]_{\mathbf{mnpq}}^{-1}\alpha_{\mathbf{n}} \end{pmatrix}$$
$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} -\alpha_{\mathbf{q}}\beta_{\mathbf{p}}\delta_{\mathbf{nq}}\delta_{\mathbf{mp}} & -k^{2}\left\lceil \lfloor \varepsilon \rfloor \right\rceil_{\mathbf{mnpq}} + \alpha_{\mathbf{q}}^{2}\delta_{\mathbf{nq}}\delta_{\mathbf{mp}} \\ \\ k^{2}\left\lfloor \lceil \varepsilon \rceil \right\rfloor_{\mathbf{mnpq}} - \beta_{\mathbf{p}}^{2}\delta_{\mathbf{nq}}\delta_{\mathbf{mp}} & \alpha_{\mathbf{q}}\beta_{\mathbf{p}}\delta_{\mathbf{nq}}\delta_{\mathbf{mp}} \end{pmatrix}$$

 $\alpha \in \beta$  sono i vettori dei coefficienti laterali di propagazione, in accordo con il teorema di Floquet-Bloch, e  $\delta_{nq}$  è il simbolo di Kronecker. Si noti che abbiamo applicato, nel derivare il problema agli autovalori, le corrette regole di fattorizzazione di Fourier per funzioni discontinue [3], ottenendo una velocità di convergenza più elevata di quella dell'FMM convenzionale.

Imponendo le condizioni al contorno in z=0 e z=h, si deriva un sistema di equazioni che deve essere risolto per calcolare le ampiezze (complesse) riflesse e trasmesse dei campi.





**Fig. 2** – Vettori d'onda e di polarizzazione dell'onda piana incidente.

Per un trattamento stabile del problema, quando la regione periodica è divisa lungo z in un numero finito di strati invarianti lungo z, come avviene nel caso degli EBG, utilizziamo l'algoritmo delle matrici S [4] per risolvere il sistema delle condizioni al contorno.

Nel seguito chiameremo  $\eta_T$  l'efficienza totale di trasmissione della struttura, che è la somma delle efficienze di tutti gli ordini trasmessi. L'efficienza dell'ordine (m,n) è il rapporto tra la componente lungo *z* del vettore di Poynting dell'onda trasmessa corrispondente all'ordine (m,n), e quella dell'onda incidente.

#### **RISULTATI NUMERICI**

In figura 3 presentiamo un confronto con risultati disponibili in letteratura per una struttura a scacchiera con  $d_x=d_y=d=2.5\lambda$ ,  $h=\lambda$ , incidenza normale dell'illuminazione ( $\theta=\phi=0$ ), polarizzazione lungo l'asse x ( $\psi=0$ ),  $n_1=1.5$ ,  $n_2=1$ . L'efficienza di trasmissione dell'ordine (1,1) è graficata in funzione di L<sup>2</sup>, dove  $L=L_x=L_y$  è il numero di ordini diffratti considerati in ciascuna direzione di periodicità. I simboli corrispondono ai nostri risultati, le curve tratteggiate ai risultati ottenuti in [3]. Si noti come l'accordo sia ottimo. Sono considerate sia la soluzione descritta nella Sezione 2 sia quella ottenuta facendo uso del metodo proposto in [3]. La convergenza del metodo qui presentato è migliore, in quanto si effettua un migliore trattamento delle discontinuità delle funzioni.

Per verificare la correttezza dei nostri codici nel caso di struttura multistrato, abbiamo successivamente considerato un reticolo avente la cella base schematizzata in figura 4(a) e studiato in [6]. L'indice di rifrazione del dielettrico che costituisce il reticolo è  $n_d=1.5$ , inoltre  $n_1=1.5$ ,  $n_2=1$ ,  $d_x=d_y=d$ ,  $\theta=\phi=0$ ; si considerano diversi valori del periodo ed entrambi i casi di polarizzazione  $\psi=0$  e  $\psi=90^\circ$ . Nelle due tabelle riportate in figura 4(b) e 4(c), i valori ottenuti con il nostro metodo per le efficienze trasmesse (0,0) e (±1,1) possono essere confrontati con i risultati tratti da [6]; è stato anche calcolato l'errore relativo. L'accordo è buono, migliore nel caso di polarizzazione lungo l'asse *y*.



**Fig. 3** – (a) Struttura a scacchiera. (b) Confronto con la letteratura:  $d_x=d_y=d=2.5\lambda$ ,  $h=\lambda$ ,  $\theta=\phi=0$ ,  $\psi=0$ ,  $n_1=1.5$ ,  $n_2=1$ . L'efficienza dell'ordine (1,1) è graficata in funzione di L<sup>2</sup>. Simboli: nostri risultati; tratteggi: risultati in [4].



d	Transmitted	Results	Our	Relative
	order	in [6]	results	$error \; \epsilon_{rel}$
2,5λ	(0,0)	0.18062	0.18214	0,0084
2,5λ	(±1,1)	0.18956	0.18937	0,0010
5λ	(0,0)	0.03715	0.03723	0,0021
5λ	(±1,1)	0.26986	0.27043	0,0020
10λ	(0,0)	0.00781	0.00780	0,0010
10λ	(±1,1)	0.29983	0.30048	0,0022
		(b)		

d	Transmitted	Results	Our	Relative	
	order	in [6]	results	$error \; \epsilon_{rel}$	
2,5λ	(0,0)	0.19086	0.19606	0,0226	
2,5λ	(±1,1)	0.18425	0.18844	0,0227	
5λ	(0,0)	0.03922	0.03912	0,0025	
5λ	(±1,1)	0.24645	0.24143	0,0204	
10λ	(0,0)	0.00851	0.00863	0,0141	
10λ	(±1,1)	0.29917	0.30260	0,0114	
(c)					
		( )			

**Fig. 4** – (a) Cella base di una struttura multistrato. (b) e (c) Efficienza di trasmissione (0,0) e (±1,1),  $n_d=1.5$ ,  $n_1=1.5$ ,  $n_2=1$ ,  $d_x=d_y=d$ ,  $\theta=\phi=0$ ,  $\psi=0$  o  $\psi=90^\circ$ . Sono riportati i risultati ottenuti in [6], quelli del nostro metodo e l'errore relativo.

Con l'approccio proposto nel presente lavoro, è possibile effettuare un'analisi accurata, versatile e veloce di strutture EBG 3D di spessore finito. Si possono studiare cristalli con inclusioni di forma arbitraria: si veda la figura 5(a). La disposizione delle inclusioni all'interno della cella base può essere qualsiasi. Ovviamente si possono studiare anche EBG con fori ricavati in un materiale ospite. Il metodo si può applicare al caso di EBG con difetti periodici: si veda a questo proposito la figura 5(b). E' possibile considerare qualsiasi valore degli angoli di incidenza e polarizzazione: ciò è molto importante perché permette di studiare le bande proibite *off-plane*.

In Figura 6, per un EBG di NL=32 strati con inclusioni cubiche caratterizzate da  $b_x=b_y=h=0.75d$ , si riporta l'efficienza totale trasmessa in funzione della frequenza normalizzata  $\Omega=\omega d/(2\pi c)$ , dove  $\omega$  è la pulsazione e *c* la velocità della luce nel vuoto. L'indice di rifrazione delle inclusioni è n<sub>i</sub>=1, quello del materiale ospite n<sub>b</sub>=3 (tratto continuo) o 2 (tratteggio);  $\theta=\phi=\psi=0$ . Si può notare la presenza di due bande proibite, più profonde e centrate su valori inferiori di  $\Omega$  quando l'indice di rifrazione del mezzo ospite è più elevato.



 $\eta_{\mathrm{T}}^{10^0}$ 10-1 10-2 10-3 10-4 10-5 10-6 10-7 10-8 10-9 L 0.2 03 0.4 0.5 Ω 0.6 0.7 0.8

**Fig. 5** – (a) Una struttura EBG 3D. (b) Esempi di EBG 3D con difetti periodici.

**Fig. 6** –Efficienza totale trasmessa in funzione della frequenza normalizzata  $\Omega$  per un EBG con inclusioni cubiche, *NL*=32,  $b_x=b_y=h=0.75d$ ,  $n_i=1$ ,  $n_b=3$  (tratto continuo) o 2 (tratteggio);  $\theta=\phi=\psi=0$ .

#### CONCLUSIONI

In questo lavoro è stato proposto un metodo per la caratterizzazione di EBG 3D, costituiti da un numero finito di strati periodici. L'analisi fa uso di una tecnica *full-wave* molto accurata e rapidamente convergente, nata per studiare reticoli diffrattivi a doppia periodicità. Sono stati descritti i punti fondamentali dell'approccio teorico. Sono stati riportati figure di convergenza e confronti con risultati noti in letteratura per reticoli a scacchiera e multilivello. Sono state commentate le potenzialità del metodo quando applicato allo studio di EBG e sono stati presentati risultati di simulazioni di cristalli elettromagnetici con inclusioni cubiche.

#### **BIBLIOGRAFIA**

- I. R. Matias, I. Del Villar e F. J. Arregui COMPARATIVE STUDY OF THE MODELING OF THREE-DIMENSIONAL PHOTONIC BANDGAP STRUCTURES, J. Opt. Soc. Am. A, vol. 20, 644-654, 2003.
- [2] E. Noponen e J. Turunen EIGENMODE METHOD FOR ELECTROMAGNETIC SYNTHESIS OF DIFFRACTIVE ELEMENTS WITH THREE-DIMENSIONAL PROFILES, J. Opt. Soc. Am. A, vol. 11, 2494-2502, 1994.
- [3] L. Li NEW FORMULATION OF THE FOURIER MODAL METHOD FOR CROSSED SURFACE-RELIEF GRATINGS, J. Opt. Soc. Am. A, vol. 14, 2758-2767, 1997.
- [4] L. Li USE OF FOURIER SERIES IN THE ANALYSIS OF DISCONTINUOUS PERIODIC STRUCTURES, J. Opt. Soc. Am. A, vol. 13, 1870-1876, 1996.
- [5] R. Redheffer DIFFERENCE EQUATIONS AND FUNCTIONAL EQUATIONS IN TRANSMISSION-LINE THEORY, cap. 12 in Modern Mathematics for the Engineer, E. F. Beckenbached., McGraw-Hill, NewYork, 1961.
- [6] E. N. Glytsis TWO-DIMENSIONALLY-PERIODIC DIFFRACTIVE OPTICAL ELEMENTS: LIMITATIONS OF SCALAR ANALYSIS, J. Opt. Soc. Am. A, vol. 19, 702-715, 1997.

## USO DI MODELLI ANALITICI E DI SIMULATORI E.M. STANDARD, PER L'ANALISI DELLE PROPRIETÁ ELETTRONICHE DEI CNT'S

Tullio Rozzi, Davide Mencarelli, Luca Maccari, Andrea Di Donato and Marco Farina

Dipartimento di Elettromagnetismo e Bioingegneria, Università Politecnica delle Marche, via Brecce Bianche 12, 60100 Ancona, Italy t.rozzi@univpm.it

#### Abstract

We analyse the operation of nano-FET transistors, based on CNT. Electronic properties of CNT, such as dispersion curves, are also investigated, by means of e.m. solvers.

#### **INTRODUZIONE**

I nanotubi in carbonio (CNT) semiconduttori consentono di realizzare canali di trasporto elettronico a geometria monodimensionale pressoché ideale, con notevoli risvolti e applicazioni nel campo dei dispositivi elettronici. L'analisi condotta in questo lavoro si sviluppa su due livelli: da un lato si caratterizza il funzionamento globale di un nano-FET mediante applicazione del sistema Poisson-Schrödinger, dall'altro si studiano le proprietà atomiche e microscopiche del CNT mediante l'uso di simulatori e.m. Nel primo caso è utile ricorrere a modelli ragionevolmente semplificati, in cui l'informazione reticolare viene trasferita sui concetti di band gap e di massa efficace. Nel secondo caso sono dedotte le proprietà elettroniche del CNT, in particolare le curve di dispersione, a partire da un modello direttamente risolvibile con un simulatore e.m.

#### ANALISI DI UN'APPLICAZIONE DEI CNT A DISPOSOTIVI ELETTRONICI

L'idealità del trasporto elettronico monodimensionale realizzato dai CNT va intesa in due sensi: in riferimento da un lato alle piccole dimensioni in gioco, dall'altro alla generale assenza di difetti cristallografici e alla possibilità di considerare il trasporto balistico, trascurando le collisioni reticolari, elastiche e/o anelastiche. Il modello recentemente proposto per analizzare i nano-FET può essere brevemente descritto come segue: si considera tipicamente un CNT semiconduttore a parete singola dal diametro di circa 1-2 nm e si assume tutt'attorno ad esso un elettrodo di "Gate" cilindrico, tale cioè da preservare la simmetria e rendere possibile il calcolo della distribuzione di potenziale mediante tecniche analitiche (Green's function); i contatti di "Drain" e "Source" sono posti alle terminazioni del CNT; infine, un dielettrico isolante, di permittività elevata, riempie lo spazio tra gate e CNT.



Fig. 1: geometria cilindrica del CNT-FET

Al fine di caratterizzare le proprietà elettroniche di questo dispositivo è necessario risolvere un sistema di equazioni accoppiate, le equazione di Poisson e di Schrödinger:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 V}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial V}{\partial \rho} + \frac{\partial V}{\partial z^2} = -\frac{Q}{\varepsilon} \\ \frac{\partial^2 \Psi_{h,e}}{\partial z^2} = -\frac{2m}{\hbar^2} \left( E - U_{h,e} \right) \Psi_{h,e} \end{cases}$$
(1) (2)

dove la direzione z è definita dall'asse del CNT, V è il potenziale elettrostatico locale,  $\psi_h$  ( $\psi_e$ ) è la funzione d'onda di una lacuna (elettrone) di energia *E*, viaggiante sotto l'effetto di un'energia potenziale  $U_h$  ( $U_e$ ), *Q* è la densità lineare di carica nel CNT, diffusa dal source e dal drain. Le condizioni al contorno in (1) sono fornite da Vg (tensione di Gate), Vs (tensione di Source) e Vd (tensione di Drain). Le strutture a bande del CNT e del metallo danno luogo a un contatto di tipo Schottky (elettroni e lacune "vedono" una barriera di energia pari ad  $E_g/2$ ) oppure di tipo Ohmico a seconda del metallo utilizzato per gli elettrodi. La distribuzione spaziale di carica è governata dall'eq. di Schrödinger e dal potenziale elettrostatico locale, che trasla il diagramma a bande del CNT: ricorsivamente, essa viene assunta come termine sorgente per l'eq. di Poisson. Strettamente legata alla diffusione dei portatori è il calcolo della corrente totale nel CNT, per la quale si fa ricorso alla formula di Landauer-Büttiker [2]:

$$I_{h,e} = \frac{4q}{h} \int (f_{h,e}^{s} - f_{h,e}^{d}) T_{h,e} \, dE \tag{3}$$

dove  $T_h(T_e)$  è il la probabilità di trasmissione lungo il canale per le lacune (elettroni) e  $f^{s,d}$  è la funzione di Fermi al source e al drain. In sintesi, la tensione di gate influisce direttamente, insieme alla tensione di drain, sull'energia potenziale di elettroni e lacune, e controlla il loro livello rispetto all'energia di Fermi. Di conseguenza, Vg modula la corrente totale controllando la probabilità di trasmissione dei portatori attraverso il canale (a differenza dei MOSFETs, che sono dispositivi a controllo di carica). La corrente presenta un minimo rispetto a Vg: questo comportamento bipolare può potrebbe essere utilmente sfruttato per applicazioni in Optoelettronica.

#### RISULTATI

I grafici che seguono si riferiscono alla condizione di avvenuta convergenza del sistema autoconsistente Poisson-Schrödinger: Q(V)=Q, V(Q)=V.



Fig. 3: a) densità di carica netta lungo il nanotubo in funzione di Vds con Vgs=0.5V; b) esempio di convergenza

numerica dell'eq. (1) e dell'eq. (2) con Vgs=0.5V e Vds=0V.





Fig. 4: probabilità di trasmissione per gli elettroni con Vgs=0.5 V e Vds=0.2 V o 0.4 V, le energie sono riferite al livello di Fermi

Fig. 5: corrente totale vs Vds con Vgs=0.5 V.

E' importante sottolineare le principali assunzioni e approssimazioni effettuate ai fini del calcolo di tutte le grandezze di interesse, mostrate nelle figure 1-5:

- l'uso della massa efficace, e soprattutto la sua estensione alla parte di nanotubo a contatto col metallo;

- l'assunzione di un perfetto adattamento dei profili modali di carica nel passaggio attraverso la giunzione metallo-nanotubo (l'unica discontinuità effettivamente simulata è l'offset dei diagrammi a bande);

- l'esistenza di un'unica funzione d'onda elettronica lungo il nanotubo, per ogni fissata energia (le soluzioni trascurate potrebbero invece contribuire significativamente alla corrente totale, soprattutto per tensioni di Drain e di Gate elevate, o per nanotubi di grosse dimensioni).

#### USO DEI SIMULATORI PER LO STUDIO DEI NANOTUBI

Le proprietà elettroniche del nanotubo sono strettamente legate alle "curve di dispersione", ovvero alle modalità di propagazione delle onde elettroniche nel materiale. In letteratura il problema viene risolto mediante un'analisi perturbativa ("Tight Binding"), nell'ambito della quale si assume come "operatore Hamiltoniano" la somma degli orbitali atomici centrati negli ioni di carbonio. La natura vincolante di quest'approccio è data dalla necessità di considerare gli atomi di carbonio come nettamente distinti e separati, a parte una piccola interazione reciproca, tra l'altro limitata ai soli atomi più vicini. Si propone un nuovo modello per il CNT, che si presta facilmente alla simulazione numerica e che non modifichi sostanzialmente la struttura delle curve di dispersione (almeno in un intervallo di energie intorno al band gap). Sulla base di questo modello, il CNT viene descritto come sovrapposizione di "buche" cilindriche di potenziale, tendenti ad "intrappolare" le cariche, anzichè orbitali atomici: si accetta così una semplificazione iniziale relativa alla forma del potenziale ma si evitano tutte le successive approssimazioni dei modelli perturbativi. La geometria descritta risulta facilmente disegnabile e implementabile al calcolatore e rende possibile l'applicazione diretta dei simulatori e.m. all'equazione Schrödinger. Il CNT viene modellizzato con un reticolo 2-D ideale di larghezza finita pari alla sua circonferenza, passando ad un sistema di coordinate curvilinee sulla sua superficie: il presupposto teorico dell'applicabilità dei simulatori e.m è dato proprio dalla sostanziale coincidenza dell'equazione di Schrödinger con la forma in cui si presentano le equazioni di Maxwell, particolarizzate a reticoli bidimensionali planari,

$$\nabla^2 E_y = -\frac{\left(2\pi f\right)^2}{c^2} \varepsilon(x, z) E_y$$

in questa equazione,  $E_y$  rappresenta il campo elettrico relativo ad un campo elettromagnetico polarizzato ortogonalmente al piano reticolare ed  $\varepsilon$  è il profilo spaziale della costante dielettrica. In sostanza, si propone un modello assimilabile ad un cristallo fotonico, in cui la distribuzione dielettrica gioca il ruolo di energia potenziale (dal confronto con l'equazione di Schrödinger) ed il campo elettrico il ruolo di funzione d'onda. In questo modo si fornisce un prototipo utile alla trattazione di problemi di particolare rilevanza. Ad esempio, il CNT a contatto con un elettrodo metallico può essere schematizzato mediante la modifica del profilo dielettrico del prototipo stesso in corrispondenza della regione di contatto: il dispositivo risultante avrà proprietà ibride tra metallo e semiconduttore. In modo analogo, sulla base dell'analogia tra potenziale e distribuzione dielettrica, verrà considerata l'influenza esercitata da un campo elettrico esterno (che modifica localmente l'energia potenziale) sulle proprietà elettroniche del CNT, in particolare sull'ampiezza del band gap e sulla densità degli stati energetici (DOS). Infine, poiché un'importante prerogativa dell'approccio proposto consiste nella possibilità di avere a disposizione, in formato numerico, le funzioni d'onda dei portatori di carica, risulta agevole impostare un post-processing dei dati al fine di calcolare, ad esempio, gli elementi di matrice associati al coefficiente di assorbimento (o di guadagno). Un esempio di applicazione dei simulatori è fornito in fig. 6, in cui sono riportate le bande di conduzione e valenza e le due prime sottobande per un CNT (16,0); il calcolo è stato effettuato mediante simulatore FEM con l'utilizzo del modello a buche cilindriche di potenziale.



Fig. 6: simulazione elettromagnetica curve di dispersione a bordo zona per un CNT (16,0), in un range di energie attorno al band gap: l'evidente asimmetria delle curve è diretta conseguenza del modello utilizzato.

#### RIFERIMENTI

[1] R. Saito, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus, "Physical properties of carbon nanotubes", London: Imperial College Press, 1998.

[2] H. S. Gokturk "Electrical properties of ideal Carbon Nanotubes", *Proceedings of 2005 5<sup>th</sup> Conference on Nanotechnology*, Nagoya, Japan, July 2005.

[3] D.L. John, L.C. Castro, P.J.S. Pereira, and D. L. Pulfrey "A Schröedinger-Poisson solver for modelling carbon nanotube FETs", *Nanotech*, Vol. 3, 2004

[4] T. Rozzi, D. Mencarelli, "Application of algebraic invariants to full-wave simulators - rigorous analysis of the optical properties of nanowires", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol.54, Issue 2, Part 2, Pages: 797-803, Febr. 2006.

[5] J. H. Davies "The physics of low-dimensional semiconductors", Cambridge University Press, USA, 1998

[6] Y. Li, S. V. Rotkin, U. Ravaioli "Influence of External Electric Fields on Electronic Response and Bandstructure of Carbon Nanotubes", *IEEE-Nano 2003 3<sup>h</sup> Conference on Nanotechnology*, vol. 1, pages: 1-4 vol. 2, Aug 2003.

[7] Tullio Rozzi, Davide Mencarelli, Luca Maccari, Andrea Di Donato and Marco Farina "Self-consistent analysis of Carbon NanoTube (CNT) transistors: state-of-the-art and crytical discussion", accepted for *MEMsWAVE Conference*, Orvieto (Italy) Jun. 2006.

## STRUTTURE PERIODICHE MULTISTRATO: ANALISI FULL-WAVE MEDIANTE TECNICA APERTURE-ORIENTED

F. Asole, L. Deias e G. Mazzarella Dipartimento di Ingegneria Elettrica ed Elettronica, Università di Cagliari p.zza d'Armi, 09123 Cagliari luisa.deias@diee.unica.it

#### Abstract

Viene presentata l'analisi full-wave di strutture periodiche stampate multistrato, utilizzando una tecnica aperture-oriented, basata sul Metodo dei Momenti, in cui le incognite sono le correnti magnetiche sulle aperture. Questa tecnica risulta essere flessibile, indipendente dal numero di strati dielettrici, dalla loro configurazione e dalla forma delle metallizzazioni. Si evidenziano vantaggi sia in termini di occupazione di memoria che di tempo di esecuzione.

#### **INTRODUZIONE**

Un rinnovato interesse per le *superfici periodiche* nasce negli ultimi decenni da sviluppi nell'ambito delle Superfici Selettive in Frequenza (FSS) [1]-[3] e in particolare delle strutture a Band–Gap Elettromagnetico (EBG) [4] - [6].

Le superfici selettive in frequenza sono costituite da array periodici bi-dimensionali di patch metallici stampati su substrati dielettrici, ovvero di aperture realizzate in uno schermo metallico .

Queste strutture periodiche risuonano a determinate frequenze, chiamate frequenze AMC (Artificial Magnetic Conductor), in quanto in corrispondenza di tali frequenze si comportano come dei conduttori magnetici perfetti, riflettendo un'onda incidente senza alterarne la fase.

Scegliendo in maniera opportuna la geometria e configurazione, le strutture multistrato possono essere adoperate per ottenere determinate proprietà, ad esempio particolari caratteristiche di filtraggio o stabilità in frequenza o angolare.



Fig. 1. Cella unitaria discretizzata UC-EBG: (a) patch metallico; (b) apertura.

Consideriamo la struttura UC-EBG, nota in letteratura [5], mostrata in Fig.1. La cella unitaria può essere considerata in termini di periodicità dei patch metallici, con cella

unitaria Fig.1(a), oppure in termini di periodicità delle aperture, con cella unitaria Fig.1(b). L'equazione integrale per il campo elettrico (EFIE) applicata all'array periodico di patch metallici e l'equazione integrale per il campo magnetico (MFIE) applicata all'array periodico di aperture, rappresentano pertanto due formulazioni alternative dello stesso problema. In un caso oppure nell'altro, si dovrà prendere in considerazione la continuità della corrente elettrica o magnetica, a seconda della geometria, lungo i bordi di interconnessione.

Tipicamente le equazioni integrali EFIE e MFIE sono state utilizzate, rispettivamente, nel caso di array di patch e di aperture [7]. Quello che si vuole mostrare è che un approccio orientato alle aperture è vantaggioso indipendentemente dalla geometria della cella unitaria di periodicità.

#### TECNICA APERTURE-ORIENTED PER STRUTTURE MULTISTRATO

La formulazione dell'equazione integrale MFIE prende l'avvio dal teorema di equivalenza applicato alle aperture, che vengono metallizzate e sostituite da due correnti magnetiche incognite uguali e di verso opposto  $M_{A_k}$  e  $-M_{A_k}$ , definite in modo da garantire la continuità del campo elettrico tangente, come illustrato in Fig.2.

Questo approccio consente pertanto di disaccoppiare il problema nelle varie regioni. Le Funzioni di Green andranno calcolate separatamente in ogni zona e per ogni apertura dovremmo valutare solamente l'effetto di accoppiamento con l'apertura immediatamente superiore o inferiore. Questa proprietà non è presente nell'approccio classico mediante EFIE.



Fig. 2. 3-strati: geometria della cella unitaria e correnti magnetiche equivalenti sulle aperture.

Le correnti magnetiche incognite sono espresse come combinazione lineare di  $N_b$  funzioni base a sotto-dominio (Rao-Wilton-Glisson [8]):

$$\mathbf{M}_A = \sum_{n=1}^{N_b} m_n^A \mathbf{f}_n \tag{1}$$

Il sistema di equazioni lineari del Metodo dei Momenti si ottiene imponendo la continuità del campo magnetico tangente sulle aperture.

Nel caso multistrato possono essere individuati tre casi, a seconda che l'apertura si trovi nel primo strato, nell'ultimo o in uno strato intermedio.

Mostriamo lo sviluppo della formulazione per uno strato intermedio, tenendo presente che si procede in modo analogo per il primo strato, dove manca un termine di accoppiamento, e per l'ultimo strato, dove è presente il termine noto, dovuto al campo magnetico incidente. La continuità del campo magnetico tangente sull'apertura  $A_2$  può essere scritta nel seguente modo:

$$\mathbf{H}_{2,t}^{A_2A_2} + \mathbf{H}_{2,t}^{A_1A_2} = \mathbf{H}_{3,t}^{A_2A_2} + \mathbf{H}_{3,t}^{A_3A_2}$$
(2)

Utilizzando il metodo di Galerkin tale condizione di continuità viene forzata sull'apertura. Introducendo le Funzioni di Green per la struttura periodica, ottenute seguendo la formulazione in [9], ed esprimendo la corrente magnetica in base all'equazione (1), possiamo scrivere:

$$\sum_{n=1}^{N_b} -m_n^{A_2} \left( \int_{A_2} \left( \int_{A_2} \hat{\mathbf{G}}_2^{A_2 A_2} \cdot \hat{\mathbf{f}}_n^{A_2} \right) \cdot \mathbf{f}_m^{A_2} + \int_{A_2} \left( \int_{A_2} \hat{\mathbf{G}}_3^{A_2 A_2} \cdot \hat{\mathbf{f}}_n^{A_2} \right) \cdot \mathbf{f}_m^{A_2} \right)$$
(3)  
$$= \sum_{n=1}^{N_b} m_n^{A_3} \int_{A_2} \left( \int_{A_2} \hat{\mathbf{G}}_3^{A_3 A_2} \cdot \hat{\mathbf{f}}_n^{A_3} \right) \cdot \mathbf{f}_m^{A_2} - \sum_{n=1}^{N_b} m_n^{A_1} \int_{A_2} \left( \int_{A_2} \hat{\mathbf{G}}_2^{A_1 A_2} \cdot \hat{\mathbf{f}}_n^{A_1} \right) \cdot \mathbf{f}_m^{A_2}$$

dove a sinistra è presente l'autotermine e a destra i termini di accoppiamento, vale a dire l'effetto delle correnti magnetiche  $M_{A_3}$  e  $M_{A_1}$  sull'apertura  $A_2$ .

La presenza dei termini di accoppiamento è il punto fondamentale della formulazione *aperture-oriented* illustrata. Infatti la nostra applicazione di questa tecnica si basa sul disaccoppiamento delle diverse regioni. Nel momento in cui si considera una struttura con un numero arbitrario N di strati, per ogni strato intermedio  $A_k$ , con k = 2, ..., N-1 si devono prendere in considerazione esclusivamente gli effetti delle aperture immediatamente sopra e sotto, ovvero  $A_{k-1}$  e  $A_{k+1}$ , e la formulazione di tale accoppiamento, ovvero il circuito equivalente su cui calcolare la relativa Funzione di Green, non cambia al variare degli altri strati, del loro numero o configurazione.

Nella rappresentazione matriciale del sistema MoM,  $\mathcal{Y} \cdot \mathcal{M} = \mathcal{T}$ ,  $\mathcal{Y}$  è la matrice dei coefficienti,  $\mathcal{M}$  è il vettore dei coefficienti incogniti, i.e. le correnti magnetiche sulle aperture, e  $\mathcal{T}$  il vettore dei termini noti, che rappresenta il campo magnetico incidente sull'ultima apertura.

In particolare nel caso di N-strati  $\mathcal{Y}$ ,  $\mathcal{M} \in \mathcal{T}$  hanno la seguente forma:

$$\mathcal{Y} = \begin{bmatrix} \mathbf{Y}_{11} & \mathbf{Y}_{12} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \dots & \mathbf{0} \\ \mathbf{Y}_{21} & \mathbf{Y}_{22} & \mathbf{Y}_{23} & \mathbf{0} & \dots & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{Y}_{32} & \mathbf{Y}_{33} & \mathbf{Y}_{23} & \dots & \mathbf{0} \\ \vdots & \vdots & & \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \dots & \mathbf{Y}_{\mathbf{NN-1}} & \mathbf{Y}_{\mathbf{NN}} \end{bmatrix} \quad \mathcal{M} = \begin{bmatrix} \mathbf{M}_{A_1} \\ \mathbf{M}_{A_2} \\ \vdots \\ \vdots \\ \mathbf{M}_{A_N} \end{bmatrix} \quad \mathcal{T} = \begin{bmatrix} \mathbf{0} \\ \mathbf{0} \\ \vdots \\ \mathbf{0} \\ \mathbf{T}_{\mathbf{N}} \end{bmatrix} \quad (4)$$

in cui i blocchi sulla diagonale della matrice  $\mathcal{Y}$  rappresentano gli autotermini per ciascuna apertura, mentre gli altri blocchi rappresentano l'effetto di accoppiamento con le correnti magnetiche delle aperture affacciate.

È importante sottolineare che inserendo degli strati aggiuntivi aumenteranno le dimensioni della matrice, ma la struttura a tre bande riduce significativamente l'incremento effettivo di occupazione in memoria e tempo di calcolo. Inoltre la formulazione del problema non diventerà più complicata e i blocchi precedentemente costruiti, non adiacenti a quelli modificati, non dovranno essere ricalcolati e questo grazie all'approccio *aperture–oriented*. Inoltre, anche eventuali modifiche ai parametri fisici di uno strato implicano modifiche solo nei blocchi collegati a tale strato.



Fig. 3. Fase del coefficiente di riflessione per la configurazione multistrato.

#### RISULTATI

La procedura descritta è stata applicata alla geometria UC–EBG [5]. Abbiamo considerato la struttura a singolo strato e con 2 e 3 strati. Gli strati dielettrici scelti hanno costante dielettrica  $\varepsilon_r = 10.2$  e spessore di 3.355mm, i risultati sono riportati in Fig.3. Il confronto con un software commerciale FEM (HFSS) è stato soddisfacente.

Si noti come una struttura multistrato non presenta le frequenze di risonanza dei singoli strati, anche in presenza della stessa metallizzazione, in quanto ogni strato, che può essere visto come un circuito risonante, ha diverse frequenze di risonanza, dovute alle diverse configurazioni dielettriche *viste* da ciascuno strato.

#### CONCLUSIONI

In questo articolo abbiamo illustrato un'efficiente analisi full-wave di strutture periodiche multistrato, utilizzando una tecnica *aperture-oriented*. Sono stati mostrati i vantaggi di questa tecnica, che, pur essendo una tecnica classica, è stata applicata in maniera flessibile per trattare in maniera generale tutte le superfici periodiche.

#### REFERENCES

- [1] B.A. Munk, Frequency Selective Surfaces: Theory and Design, New York: Wiley Interscience, 2000.
- [2] T.K. Wu, Frequency Selective Surface and Grid Array, New York: Wiley, 1995.
- [3] J.C. Vardaxoglou, Frequency Selective Surface, New York: Wiley, 1997.
- [4] D. Sievenpiper, L. Zhang, R. Broas, N. Alexopolous, and E. Yablonovitch, "High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, Vol. MTT-47, no 11, pp. 2059-2074, Nov. 1999.
- [5] F.R. Yang, K.P. Ma, Y. Quian and T. Itoh, "A novel TEM waveguide using Uniplanar Compact Photonic-Bandgap (UC-PBG) structure," *IEEE Trans Microw. Theory Tech.*, Vol. MTT-47, no 11, pp 2092-2098, Nov. 1999.
- [6] R. Mittra, C.H. Chan and Y. Cwik, "Techniques for analyzing frequency selective surfaces A review," Proc. IEEE, Vol. 76, pp 1593–1615, Dec. 1988.
- [7] R. Pous and D.M. Pozar, "A frequency-selective surface using aperture-coupled microstrip patches," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.39, no 12, pp 1763–1769, Dec. 1991.
- [8] S.M. Rao, D.R. Wilton, and A.W. Glisson, "Electromagnetic scattering by surface of arbitrary shape," IEEE Trans. Antennas Propagat., Vol. AP-30, pp 409-419, May 1982.
- [9] D.M. Pozar, and D.H. Schaubert, "Scan Blindness in Infinite Phased Arrays of Printed Dipoles," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol.32,no 6, pp 602–610, Jun. 1984.

#### ALLINEAMENTI SINTETICI DI ANTENNE DISPOSTE SU TRAIETTORIE NON RETTILINEE: UN SIMULATORE EFFICIENTE

Giorgio Franceschetti, Antonio Iodice, Stefano Perna, Daniele Riccio

Dipartimento di Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni, Università degli Studi di Napoli Federico II Via Claudio 21, 80125 Napoli {gfrance, iodice, steperna, daniele.riccio}@unina.it

#### Abstract

In this work a SAR raw data simulator for extended scenes able to account for the effects introduced by sensor track deviations is presented. A 1-D azimuth Fourier simulation scheme followed by a range time domain integration is proposed: this allows extending the applicability range of the 2-D Fourier simulator available in the literature to more severe track deviations and to wider range beam airborne SAR systems, at the expense of computation efficiency. The proposed simulator is however still much more efficient than the time domain one.

#### **INTRODUZIONE**

La simulazione di segnale elettromagnetico ricevuto da Radar ad Apertura Sintetica (SAR) rappresenta un efficace strumento sia per la pianificazione di missioni SAR, sia per il progetto di tali sistemi radar. Va da sé che l'efficienza "computazionale" rappresenta un prerequisito cruciale per uno strumento di questo genere, al pari dell'accuratezza con cui esso è in grado di emulare il segnale ricevuto.

Uno schema di simulazione operante completamente nel dominio del tempo, ad esempio, garantisce senz'altro un'elevata accuratezza [1], [2] a scapito, tuttavia, dei tempi di elaborazione che divengono irragionevoli (giorni) per la simulazione di campo retrodiffuso da scenari realistici (aree estese con proprietà geometriche ed elettromagnetiche non omogenee). Pertanto, questo genere di approccio può essere seguito con efficacia soltanto nel caso in cui si sia interessati allo studio del campo retrodiffuso da *scatteratori* puntiformi e brillanti (in numero finito e non troppo elevato) immersi in uno scenario totalmente assorbente.

Nel caso in cui si sia interessati alla simulazione di campo retrodiffuso da scene più realistiche, risulta conveniente seguire uno schema di simulazione operante nel dominio di Fourier, in grado quindi di sfruttare l'efficienza degli algoritmi FFT: questo tipo di approccio, presentato qualche anno fa [3], consente oggi di calcolare in pochi secondi il segnale retrodiffuso da scene estese ed acquisito da radar ad apertura sintetica. L'ipotesi che è alla base dello schema di simulazione [3] operante totalmente nel dominio bidimensionale (2-D) di Fourier, tuttavia, consiste nell'assumere che gli elementi radianti che costituiscono l'allineamento sintetico siano disposti su traiettorie rettilinee. Questo tipo di geometria, pur essendo molto semplice, si presta molto bene al caso in cui il singolo elemento radiante (l'antenna reale) sia montato su satellite, la cui orbita ellittica può tranquillamente essere approssimata, in porzioni dell'ordine dell'apertura sintetica, da una retta. Risulta evidente che questo tipo di approssimazione non è soddisfacente nel caso in cui si assume che il singolo elemento radiante sia montato su piattaforme aeree, le quali, a causa delle turbolenze atmosferiche, descrivono traiettorie tutt'altro che rettilinee, affette da quelle che in gergo sono definite deviazioni di moto. L'assunzione che gli elementi radianti costituenti l'antenna sintetica siano disposti su traiettorie non rettilinee complica notevolmente il calcolo del segnale ricevuto a bordo del sensore, in quanto introduce effetti spazio-varianti sul segnale stesso. Di conseguenza, non è affatto immediata l'estensione dello schema di simulazione proposto in [3] al caso generale di array sintetici di elementi radianti disposti su traiettorie non rettilinee.

Tuttavia, recentemente è stato presentato uno schema 2-D di simulazione operante totalmente ed efficientemente nel dominio trasformato di Fourier ed in grado di tener conto delle deviazioni di moto [4]. In particolare, esso presenta l'attraente caratteristica di richiedere tempi di elaborazione praticamente invariati rispetto a quelli richiesti dallo schema presentato in [3]; tuttavia può essere applicato soltanto ad alcuni sistemi e/o ad alcune deviazioni di moto: in altri termini rappresenta una generalizzazione utile, ma non troppo ampia dello schema di simulazione proposto in [3].

In questo lavoro si presenta uno schema di simulazione che opera nel dominio 1-D di Fourier ed è seguito da un'integrazione nel dominio del tempo: si presenta, in altri termini, uno schema di simulazione efficiente soltanto in una direzione, in grado di estendere il campo di applicabilità dello schema [4] a sistemi radianti a largo fascio nella direzione ortogonale a quella di volo, e ad ogni tipo di deviazione di moto, a discapito del tempo di elaborazione che comunque rimane ben inferiore rispetto a quello richiesto dagli schemi di simulazione operanti totalmente nel dominio del tempo [1] [2].

#### SCHEMA GENERALE DI SIMULAZIONE

In Figura 1 è rappresentata la geometria di un array sintetico di antenne disposte

su traiettoria non rettilinea. Si fa riferimento, in particolare ad un sistema di coordinate cilindrico il cui coincide con la asse traiettoria nominale (rettilinea): (x,r) sono le coordinate azimuth e range del generico punto illuminato  $P(x,r,\vartheta)$ ; x' è la coordinata azimuth dell'antenna reale;  $\mathbf{d}(x')$  è il vettore che descrive la deviazione di moto dell'antenna rispetto alla traiettoria rettilinea



Figura 1 Geometria di array sintetico di antenne disposte su traiettoria non rettilinea

nominale; il punto P(x,r) si trova ad una distanza R(x',x,r) dall'antenna e si troverebbe ad una distanza  $R_n(x'-x,r)$  da essa se questa fosse disposta su traiettoria rettilinea. L'errore di moto calcolato per il generico punto P(x,r) quando l'antenna reale si trova alla coordinata *azimuth* x' è pari a  $\delta R(x',x,r)=R(\cdot)-R_n(\cdot)$  e può essere riscritto come [4]:

$$\delta R(x',x,r) = \delta r(x') + \psi(x',r) + \varphi(x',x,r) \tag{1}$$

dove

$$\delta r(x') = \delta R(x', x', r_0) \; ; \; \psi(x', r) = \delta R(x', x', r) - \delta r(x') \; ; \tag{2}$$

 $r_0$  è la coordinate *range* del centro scena e  $\varphi(\cdot)$  è implicitamente definita dalle (1), (2). Seguendo la procedura delineata in [4], possiamo calcolare, per una fissata posizione *azimuth* (x') dell'antenna reale, la Trasformata di Fourier (FT) del segnale acquisito:

$$H(x',\eta) = \exp\left[-j\left(\eta + \frac{4\pi}{\lambda}\right)\delta r(x')\right]\overline{H}(x',\eta)$$
(3)

dove  $\eta$  è la variabile trasformata associata alla coordinata spaziale  $c \cdot t/2$  (c è la velocità della luce e t è l'intervallo di tempo che intercorre tra la trasmissione e la ricezione del segnale), e  $\lambda$  è la lunghezza d'onda. La FT di  $\overline{H}(x',\eta)$  lungo x' è data [4]:

$$\overline{H}(\xi,\eta) = \int dr \exp\left[-j\overline{\eta}r\right] \int dl G\left(\xi - l,\eta,r\right) \overline{F}\left(\xi - l,l,\eta,r\right)$$
(4)

dove  $\xi$  è la variabile trasformata associata ad x',  $G(\xi, \eta, r)$  è la funzione di trasferimento SAR calcolata in assenza di errori di moto [4], e dove

$$\overline{F}(\chi,l,\eta,r) = \iint dxdx' \,\overline{f}(x,x',\eta,r) \exp(-jx\chi) \exp(-jx'l) \tag{5}$$

$$\overline{f}(x,x',\eta,r) = \gamma(x,r) \exp\left\{-j\left(\eta + \frac{4\pi}{\lambda}\right) \left[\psi(x',r) + \varphi(x',x,r)\right]\right\}$$
(6)

avendo denotato con  $\chi(\cdot)$  la funzione di riflettività del terreno.

L'equazione (3) consente di tener conto in maniera efficiente ed accurata della parte *range*-invariante dell'errore di moto [4]. Al contrario, la parte *range*-variante dell'errore di moto può essere tenuta in conto soltanto in modo approssimato [4] se si vuol valutare efficientemente l'integrale (4). In particolare, siano d and  $\Omega_d$  l'ampiezza e la banda spaziale della deviazione di moto,  $L_r$  la dimensione efficace dell'antenna reale nella direzione ortogonale a quella di volo, X la dimensione dell'antenna sintetica; in [4] è mostrato che nell'ipotesi in cui siano rispettate le seguenti condizioni:

$$d_{\max} \ll \frac{risoluzione \ azimuth}{ampiezza \ del \ fascio in \ azimuth} \Rightarrow \left|\varphi(x', x, r)\right| \ll \frac{\lambda}{4\pi}$$
(7)

$$d_{\max} \ll \frac{risoluzione\ range}{ampiezza\ del\ fascio\ in\ range} \Rightarrow \left| \psi(x',r) \right| \ll \frac{f}{\Delta f} \frac{\lambda}{2\pi}$$
(8)

$$d_{\max} \ll \frac{L_r}{\pi \Omega_d X} \Rightarrow |\psi(x', r) - \psi(x, r)| \ll \frac{\lambda}{4\pi}$$
(9)

è possibile calcolare in modo efficiente l'integrale (4) senza incrementare il tempo di elaborazione richiesto dallo schema classico [3] concepito per array sintetici rettilinei.

#### SCHEMA DI SIMULAZIONE PROPOSTO

Si noti che, per una data deviazione di moto, le condizioni (7) e (8) pongono un limite superiore all'ampiezza del fascio dell'antenna reale (e/o un limite inferiore alla dimensione della cella di risoluzione dell'immagine SAR); la condizione (9) pone, invece, un limite superiore alla frequenza spaziale della deviazione di moto. Nel presente lavoro, manterremo soltanto l'ipotesi (7), rilassando le condizioni (8) and (9).

Se la condizione (7) è soddisfatta, l'equazione (4) può essere così riscritta [4]:

$$\overline{H}(\xi,\eta) = \int \exp\left[-j\left(\eta + \frac{4\pi}{\lambda}\right)r\right] \times \left\{Q_{\eta}(\xi,\eta,r)\bigotimes_{\xi}\left[G(\xi,\eta,r)\right]\Gamma(\xi,r)\right\}dr$$
(10)

dove  $\bigotimes_{\xi}$  denota il prodotto di convoluzione lungo  $\xi$  e

$$Q_{\eta}(l,\eta,r) = \mathrm{FT}_{x}\left\{ \exp\left[-j\left(\eta + \frac{4\pi}{\lambda}\right)\psi(x',r)\right] \right\}$$
(11)

Il prodotto di convoluzione nell'integrale (10) può chiaramente essere calcolato efficientemente nel dominio antitrasformato (vedi Figura 2). Il calcolo dell'integrale (10) richiede, a questo punto, una moltiplicazione per il termine exp[ $i(\eta + 4\pi/\lambda)r$ ] e la successiva integrazione lungo r (vedi Figura 2), la quale, sfortunatamente, non può essere realizzata efficientemente con l'uso di FFT. La simulazione del segnale acquisito dall'array sintetico di elementi disposti su traiettorie non rettilinee può a questo punto essere effettuata attraverso la (3) seguendo lo schema mostrato in [4]. E' facile mostrare [5] che lo schema di simulazione proposto consente di ottenere, rispetto agli schemi classici operanti completamente nel dominio del tempo [1], [2], un risparmio del tempo di elaborazione di un fattore pari al numero di campioni in azimuth della scena retrodiffondente presa in considerazione (dell'ordine quindi delle migliaia), rendendo possibile, quindi, la simulazione del segnale retrodiffuso da scene estese. Si noti infine che il metodo proposto presenta un campo di validità ben più ampio di quello dei metodi di [3] e [4]. Ad esempio, i risultati riportati in Figura 3 (i parametri di sistema usati nella simulazione sono elencati in **Tabella I)** mostrano che l'errore sulla fase simulata è sempre inferiore a 20 gradi (vedi Fig. 3a-b) anche per deviazioni di moto dell'entità di alcuni metri (vedi Fig.3c).



Figura 2 Schema di simulazione proposto

Nominal height	4000 m	Range pixel dimension	3 m
Midrange coordinate	5140 m	Chirp bandwidth	45MHz
Wavelength	3.14 cm	Chirp duration	5 µs
Platform velocity	100 m/s	Azimuth antenna dimension	1 m
PRF	400 Hz	Range antenna dimension	8 cm
Sampling Frequency	50 MHz	Azimuth samples of the raw signal	1941
Azimuth pixel dimension	25 cm	Range samples of raw signal	830

#### Bibliografia

#### Tabella I: Parametri di sistema

[1] Mori, A.; De Vita, F.: A time-domain raw signal Simulator for interferometric SAR. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 42, 1811-1817, 2004.

[2]Boerner, E.; Lord, R.; Mittermayer, J.; Bamler, R.: Evaluation of TerraSAR-X Spotlight processing accuracy based on a new Spotlight raw data simulator. Proc. IGARSS'03, 1323-1325, Toulouse 2003.

[3] Franceschetti, G.; .Migliaccio, M.; Riccio, D.; Schirinzi, G.: SARAS: a SAR raw signal simulator. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 30, 110-123, 1992.

[4] Franceschetti, G.; Iodice, A.; Perna, S.; Riccio, D.: SAR Sensor Trajectory Deviations: Fourier Domain Formulation and Extended Scene Simulation of Raw Signal. In stampa su IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.

[5] Franceschetti, G.; Iodice, A.; Perna, S.; Riccio, D.: Efficient Simulation of Airborne SAR Data of Extended Scenes. In stampa su IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.



**Figure 3** Metodo di simulazione proposto per il calcolo del segnale ricevuto da un array sintetico di elementi disposti sulla traiettoria non rettilinea (c): tagli in *range* (a) ed *azimuth* (b) dell'errore di fase per uno scatteratore brillante posizionato in *near* range (r=4600 m).

#### RICOSTRUZIONE TOMOGRAFICA DELLA COMPONENTE UMIDA DELLA RIFRATTIVITA' ATMOSFERICA MEDIANTE MISURE GPS

R. Notarpietro, M. Gabella, M. Zambotto, G. Perona

Dipartimento di Elettronica, Politecnico di Torino Corso Duca degli Abruzzi 24, 10129 Torino riccardo.notarpietro@polito.it

#### Abstract

This work deals with an innovative implementation of a tomographic technique for the three dimensional reconstruction of water vapour in atmosphere. Main observables for this technique are the "wet" phase delay measurements collected by small networks of GPS receivers. Using simulated data (based on climatological atmospheric models plus Gaussian noise) and considering a final reconstruction of a 4x4x10 voxels grid characterizing a tropospheric volume with about 1 km vertical and 6 km horizontal resolution, a maximum relative error on wet refractivity between -2% and 6% has been computed. This technique has also been applied to GPS observables simulated using more realistic atmospheric (and water vapour) structures. In this case a better agreement can be achieved when atmospheric limb soundings (obtainable by means of radio occultation measurements collected by a GPS receiver carried on a LEO satellite) can also be taken into account.

#### **INTRODUZIONE**

I segnali provenienti dal sistema di navigazione satellitare GPS possono essere utilizzati per scopi differenti dal posizionamento globale. Ad esempio, compensando l'effetto della ionosfera e dei dissincronismi dei clock dei trasmettitori e ricevitori è possibile monitorare la distribuzione di vapor d'acqua, conoscendo con precisione la posizione dei ricevitori in una piccola rete terrestre e misurando con continuità i ritardi che i segnali accumulano nella loro propagazione in atmosfera neutra. Le componenti umide di tali ritardi (assimilabili a "misure" integrali di vapor d'acqua) possono essere infatti isolate sottraendo ai ritardi complessivi le corrispondenti componenti "secche", legate invece a tutti gli altri costituenti l'atmosfera e calcolabili direttamente dalle misure di pressione e temperatura sulla superficie. L'applicazione delle tecniche tomografiche permette poi di invertire tali ritardi e di ricostruire la distribuzione tridimensionale del vapor d'acqua. Tali tecniche vengono generalmente utilizzate per il retrieval del vapor d'acqua fino alla tropopausa, attraverso misure condotte da reti composte da 10-20 ricevitori GPS distribuiti su aree da 100 a 1000 km<sup>2</sup>, con risoluzioni strettamente legate alla topologia delle reti stesse [1÷3]. In letteratura si possono identificare due classi di algoritmi utilizzabili per l'inversione tomografica: quelli appartenenti alle tecniche algebriche iterative (per esempio le tecniche ART, MART o SIRT) che possono portare ad una soluzione accettabile solo quando partono da un buon "first-guess"; e quelli appartenenti a tecniche di inversione generalizzata, tecniche queste non iterative e che non necessitano di un "first guess". In questo lavoro abbiamo implementato entrambe le tecniche in cascata, utilizzando l'inversione generalizzata per il cosiddetto "preprocessing tomografico" atto a generare il "first guess" necessario alla seconda fase, che sfrutta invece le tecniche algebriche iterative per fornire il risultato finale.
Nella sezione 2 verranno forniti i dettagli relativi sia al calcolo degli osservabili GPS che all'implementazione dell'algoritmo di inversione tomografica, mentre nella sezione 3 verranno analizzati e commentati i risultati ottenuti.

# 2. ALGORITMO TOMOGRAFICO

# Soluzione del problema diretto

Per poter validare l'algoritmo di inversione tomografica che proponiamo abbiamo utilizzato i ritardi di fase simulati per una prefissata geometria caratterizzante sia la rete terrestre di ricevitori sia gli archi orbitali della costellazione GPS. Considerando la j-esima traiettoria congiungente un satellite e un ricevitore GPS nel generico istante di tempo, il ritardo di fase  $\Delta \Phi_j$  associato alla componente umida dell'atmosfera può essere calcolato come:

$$\Delta \Phi_j = \sum_{i=1}^N (n_{i,wet} - 1) L_{ji} + \varepsilon_j \tag{1}$$

Nella (1) abbiamo supposto di identificare il volume atmosferico sovrastante la rete di ricevitori attraverso una griglia 3D di volumi "elementari" (voxels) di rifrattività omogenea  $n_{i,wet}$  (il pedice "wet" indica che è stata considerata solo la componente associata al vapor d'acqua).  $L_{ji}$  è la lunghezza della j-esima traiettoria all'interno dell'i-esimo voxel (calcolabile dalla geometria), mentre  $\varepsilon_j$  è l'errore di misura assimilato ad una variabile casuale a distribuzione gaussiana con deviazione standard  $\sigma$ .

# **Inversione tomografica**

A partire dalla geometria del sistema e dato il campionamento temporale di riferimento utilizzato per estrapolare le posizioni orbitali della costellazione GPS, possono essere identificate j = 1, ..., M diverse traiettorie (rettilinee) congiungenti tutti i ricevitori della rete a tutti i satelliti GPS in vista. E' possibile quindi identificare il seguente sistema di equazioni (del tipo dell'Eq (1) mostrata in precedenza):

$$\begin{bmatrix} \Delta \Phi_1 \\ \Delta \Phi_2 \\ \Delta \Phi_M \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L_{11} & L_{12} & L_{1N} \\ L_{21} & L_{22} & L_{1N} \\ L_{M1} & L_{M2} & L_{MN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} n_{1,wet} - 1 \\ n_{2,wet} - 1 \\ n_{N,wet} - 1 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_M \end{bmatrix} \implies \Delta \Phi = \mathbf{L} \mathbf{n}_{wet} + \varepsilon$$
(2)

In questo sistema la matrice L, la cosiddetta "*data kernel matrix*", può essere calcolata a priori conoscendo la geometria del sistema e verrà invertita (attraverso l'algoritmo che descriveremo) in modo da poter ricavare il vettore delle incognite  $\mathbf{n}_{wet}$  (i parametri del modello) noti gli osservabili  $\Delta \Phi + \varepsilon$ .

Come abbiamo accennato in precedenza, il nostro approccio è stato quello di elaborare un algoritmo suddiviso in due parti: la prima parte, che corrisponde alla fase di preprocessing tomografico, è utilizzata per identificare un buon "first-guess" per l'applicazione della seconda parte, basata invece su algoritmi standard di ricostruzione tomografica.

Il pre-processing tomografico è basato sull'inversione generalizzata del sistema (2) con il vincolo  $\mathbf{n}_{wet} > \mathbf{0}$  [4]. La decomposizione ai valori singolari e la conseguente inversione di una versione della matrice L regolarizzata utilizzando l'algortimo di Tikonov permette di ottenere una distribuzione 3D dell'indice di rifrazione umido con bassa risoluzione volumetrica (in particolare l'intero volume atmosferico è stato ricostruito con un grigliato di 2x2x10 voxels), ma molto utile se utilizzata come "first-



**Fig. 1** – Geometria della rete di ricevitori GPS





guess" per gli algoritmi iterativi standard. In particolare abbiamo utilizzato un algoritmo di tipo SIRT (*Simultaneous Iterative Reconstruction Technique*) per ricostruire l'indice di rifrazione umido nel volume atmosferico preso in esame, su una griglia finale di 4x4x10 voxels.

# **3. SIMULAZIONI E RISULTATI**

Per validare l'algoritmo proposto abbiamo ipotizzato il seguente esperimento. Abbiamo supposto di distribuire 17 ricevitori GPS all'interno di un'area di 20 x 30 km<sup>2</sup> appartenente alla Valle di Susa (Fig. 1), che è una zona ortograficamente complessa situata a nord-ovest di Torino. I ritardi di fase associati al vapor d'acqua sono stati calcolati con l'ausilio di un modello atmosferico (è stata estratta la componente "umida" del profilo di rifrattività sia dal modello atmosferico CIRA86aQ UoG [5] valido per le medie latitudini che da un radiosondaggio) cui sono stati aggiunti dei gradienti orizzontali in entrambe le direzioni per renderlo più realistico. Questi ritardi sono stati valutati lungo i cammini di propagazione definiti dalle posizioni dei ricevitori e da quelle dei satelliti GPS, calcolati in un intervallo temporale di 30 minuti (alla frequenza di 1/30 Hz) utilizzando il Satellite Tool Kit (STK<sup>®</sup>). Durante tale intervallo, tre satelliti erano contemporaneamente visibili da tutti i ricevitori della rete. I ritardi di fase  $\Delta \Phi$ associati alle componenti umide dell'atmosfera sono stati calcolati utilizzando la (1), supponendo di discretizzare il volume atmosferico sovrastante la rete con un grigliato di 24x24x10 voxels (approssimativamente 1 km di risoluzione in tutte le direzioni). Ad ogni voxel, supposto omogeneo, è stato attribuito un valore di indice di rifrazione  $n_{i,wet}$ dedotto dal modello atmosferico CIRA86aQ UoG piuttosto che dal radiosondaggio, cui sono stati aggiunti i gradienti orizzontali. Il vettore degli osservabili  $\Delta \Phi$  è stato poi "degradato" sommandogli una realizzazione casuale gaussiana  $\boldsymbol{\varepsilon}$  di N elementi a media nulla e deviazione standard  $\sigma$  = 5 mm. Il procedimento di inversione è stato poi ripetuto per 100 volte (considerando 100 realizzazioni diverse dell'errore di misura) per aumentare la significatività statistica dei risultati ottenuti.

I risultati relativi all'applicazione della tecnica proposta per il retrieval della distribuzione della rifrattività umida  $(N_{wet} = (n_{wet} - 1)10^6)$  associata al modello CIRA86aQ\_UoG sono mostrati in **Fig. 2** in termini di errore relativo medio percentuale  $E_{\%} = (N_{wet}^{retr} - N_{wet}^{true})/N_{wet}^{true}$  su un taglio a latitudine costante e in **Fig. 3** per il retrieval associato alla ricostruzione dell'atmosfera dedotta dal radiosondaggio (in questo caso è riportata anche la deviazione standard dell'errore osservato). Come si può notare, mentre nel primo caso l'errore medio osservato sulla componente umida della rifrattività ricostruita è inferiore al 5% nei primi 7 km di quota, nel secondo caso (che

corrisponde ad un'atmosfera più realistica) i risultati non sono così buoni. Un miglioramento lo si può osservare (vedi Fig. 4) solo nel caso in cui possono essere inclusi nel procedimento di inversione anche gli osservabili valutati su traiettorie orizzontali, ottenibili per esempio tramite misure in condizioni di radio occultazione (alcuni dettagli inerenti questa tecnica innovativa per il telerilevamento dell'atmosfera terrestre possono essere trovati in [6, 7]).



**Fig. 3** – rosso: mean( $E_{\%}$ ); verde: mean( $E_{\%}$ ) ± std( $E_{\%}$ )

#### **4. CONCLUSIONI**

In questo lavoro è stato descritto un approccio innovativo per la ricostruzione dei campi di rifrattività atmosferica (umida) attraverso tecniche tomografiche. Può essere applicato per invertire misure di ritardi di fase osservabili da una rete di ricevitori GPS ben distribuiti spazialmente nella regione di interesse. Questo approccio è stato validato utilizzando osservabili GPS simulati per due atmosfere differenti: la prima legata ad un modello e la seconda, molto più realistica, legata ad un radiosondaggio. I risultati ottenuti sono buoni per la ricostruzione del modello atmosferico, promettenti per la ricostruzione della rifrattività associata al radiosondaggio, soprattutto nel caso in cui possano essere aggiunte e invertite anche le misure associate a traiettorie orizzontali, deducibili da eventi di radio occultazione osservati nell'area in esame.

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] P. Elosegui, J. L. Davis, L. P. Gradinarsky, G. Elgered, J. M. Johansson, D. A. Tahmoush, and A. Rius, "Sensing atmospheric structure using small scale space geodetic networks," Geophys. Res. Lett., Vol. 26, pp. 2445-2448, 1999.
- [2] A. Flores, G. Ruffini, and A. Rius, "4D tropospheric tomography using GPS slant wet delays," Ann. Geophys., Vol. 18, pp. 223-234, 2000.
- [3] L. P. Gradinarsky, P. O. Jarlemark, and J. Johansson, "GPS tomography using the permanent network in Goteborg: simulations," Proc. of IEEE Position and Navigation Symposium, pp. 128-133, Palm Spring, USA, 2002.
- [4] C. Lawson, and R. Hanson, Solving Least Squares Problems, Englewood Cliffs, NJ, Prentice-Hall, 1974.
- [5] G. Kirchengast, J. Hafner, and W. Poetzi, The CIRA86aQ UoG model: an extension of the CIRA-86 monthly tables including humidity tables and a Fortran95 global moist air climatology model, Tech. Rep. for ESA/ESTEC 8, 1999.
- [6] R. Ware et al., "GPS Sounding of the Atmosphere from Low Earth Orbit: Preliminary Results," Bulletin of the American Meteorological Society, Vol. 77, pp. 19-38, 1996.
- [7] G. A. Hajj et al., "A technical description of atmosphere sounding by GPS occultation," J. of Atmosph. and Solar-Terr. Phys., Vol. 64, pp. 451-469, 2002.

# TARATURA E MESSA A PUNTO DI RADAR METEOROLOGICI OPERANTI NEL MEDITERRANEO MEDIANTE IL TRMM PRECIPITATION RADAR

M. Gabella<sup>§</sup>, L. Corgnati, S. Turso, G. Perona

Dipartimento di Elettronica, Politecnico di Torino Corso Duca degli Abruzzi 24, 10129 Torino. <sup>§</sup>marco.gabella@polito.it

#### Abstract

The TRMM Precipitation Radar (TPR) can be used to adjust Ground-based Radar (GR) data, as a function of the range from the GR site. The analysis is based on the average, linear radar reflectivity in circular rings around the GR site for both GR and TPR images. The GR/TPR ratio varies, for the Cyprus radar, on average from approximately -1 dB, at 20 km, to -10 dB at 105 km. For the Israeli radar, it varies from approximately -4 dB, at 20 km, to -7 dB at 105 km. The average departure at the average range reflects the calibration of the GR. The range dependence is interpreted to be caused by the increasing sampling volume of the GR with range (overshooting, vertical profile of reflectivity together with non-homogeneous beam filling).

# I - INTRODUZIONE

I radar di terra e quelli operanti su piattaforme satellitari offrono sguardi complementari tra loro: i radar di terra (GR) misurano la precipitazione da una direzione laterale, mentre quelli satellitari la misurano dall'alto. Le differenze tra i due strumenti sono numerose e sostanziali: si pensi alle diverse frequenze usate, ai volumi di campionamento, agli angoli di vista, all'attenuazione, alla sensibilità, ai diversi tempi di acquisizione. Un confronto quantitativo tra i due tipi di radar meteorologici rappresenta una sfida, come documentato ad esempio da ([1]-[2]). Gli sforzi delle agenzie spaziali giapponese e statunitense, atti a garantire al radar meteorologico a bordo di TRMM (TPR) una stabilità a lungo termine monitorabile in modo continuo, hanno avuto successo [3]: dal momento che il fattore di taratura ha un'accuratezza circoscrivibile ad 1 dB [3], si può pensare di usare il TPR per la messa a punto dei GR. Gabella et al. [4] hanno proposto un nuovo approccio a tale problema. In questo lavoro, tale approccio è applicato a due radar operanti nel Mediterraneo. La tecnica viene brevemente richiamata nella Sez. 2, mentre la Sez. 3 illustra la strumentazione usata nelle due aree di studio: Cipro e Israele. I risultati sono presentati e discussi nella Sez. 4.

# II – LA TECNICA DI CONFRONTO

La tecnica proposta da Gabella et al. [8] permette, non solo di verificare il *bias* medio di un GR rispetto al TPR, ma anche di stabilire la dipendenza dei dati GR dal *range*. Il TPR effettua tutte le misure ad una distanza di 400-420 km, mentre per i GR essa è fortemente variabile. Crescendo con il quadrato della distanza dal radar, lo *scattering volume* è molto variabile per i GR, ma non per il TPR. L'analisi si basa sulla riflettività radar media calcolata su anelli centrati intorno al radar di terra,  $\langle Z(D) \rangle_{2\pi}$ , in funzione del *range D*. Le misure laterali del GR per scopi quantitativi sono comprese tra 10 e 120 km, con un volume di *scattering* che varia più di 100 volte. La dipendenza teorica pari ad  $1/r^2$  (in caso di lobo riempito in modo perfettamente omogeneo dalle gocce di pioggia!) è gia direttamente implementata nel *radar signal processor*. Un secondo effetto, su cui si concentra il presente studio, riguarda l'influenza dello riempimento non uniforme del fascio, combinato con il decrescere del profilo di riflettività radar con l'altezza. A grande distanza dal GR, il volume potrebbe contenere pioggia nella sua parte inferiore, ma, nella sua parte superiore, potrebbe contenere neve o addirittura essere vuoto. Questo effetto diventa più significativo con il crescere della distanza dal GR, in virtù dell'allargamento del fascio. Al contrario, lo *scattering volume* del TPR ha circa le stesse dimensioni ovunque. Per entrambi i radar viene calcolato il valore Z medio su 8 anelli posti a 25, 50, 65, 75, 85, 95, 105, 115 km. La grande dimensione dei volumi di campionamento riduce il problema dei *mismatches* dovuti alle diverse larghezze dei fasci radar e dalla variabilità meteorologica nel tempo e nello spazio. Siano  $\langle GR(D) \rangle_{2\pi}$  e  $\langle TPR(D) \rangle_{2\pi}$  i valori medi di riflettività radar negli anelli. Queste due variabili hanno un comportamento analogo, ad eccezione della diminuzione di sensibilità con la distanza propria del GR.

L'andamento del fattore  $F(D) = (\langle GR(D) \rangle_{2\pi})/(\langle TPR(D) \rangle_{2\pi})$  viene studiato usando un regressione semplice tra Log(F(D)) e Log(D):

$$10 \cdot Log_{10} \left( \frac{\langle GR(D) \rangle_{2\pi}}{\langle TPR(D) \rangle_{2\pi}} \right) = F_{dB}(D) = a_0 + a_D \cdot Log_{10} \left( \frac{D}{D_0} \right)$$
(1)

Per ridurre la dipendenza dal *range* di  $a_0$ , si divide la variabile dipendente D per un valore di riferimento  $D_0 = 40$  km, interno al *range* del GR (10-120 km).  $a_0$  serve a modificare la taratura del GR. La pendenza  $a_D$  rappresenta la deviazione della sensibilità radar dall'andamento teorico pari ad  $1/r^2$ .

#### **III – STRUMENTAZIONE**

Nel 1995, il Servizio Meteorologico di Cipro installa presso Kykkos (Lat: 34.98°; Lon: 32.73°, quota 1325 m) un radar in banda C. In condizioni di rifrattività standard, il fascio con elevazione 0° raggiunge una quota massima di 2200m a 120 km.

Il radar israeliano è situato nei pressi di Tel Aviv (Lat: 31.99°; Lon: 34.90°) Con il fuoco dell'antenna a 65 m il fascio con elevazione 1° raggiunge una quota massima di 3000 m a 120 km. Altre caratteristiche peculiari di entrambi i radar sono in Tab. 1.

Una descrizione dettagliata del Ku-band TRMM Precipitation Radar si trova in [5]. I dati forniti dal TPR sono riflettività radar corrette in attenuazione ottenute con l'algoritmo TRMM 2A25, descritto in [6]: l'algoritmo fornisce la stima del profilo verticale di precipitazione con risoluzione verticale di 250 m al nadir. Dei vari prodotti 2A25, si sono qui usati i valori di riflettività radar calcolati per il più basso *pulse volume* (*NearSurfZ*), posto a circa 2 km sul livello del mare. Sotto questa quota gli echi del TPR sono affetti da *ground clutter*.

#### IV – RISULTATI

Come illustrato in Gabella et al. [4], i coefficienti in (1) sono più robusti se ottenuti a partire da più di un passaggio del TPR. I valori riportati in Tab. 2 si riferiscono alla somma di due acquisizioni da parte del TPR, entrambe caratterizzate da intenistà di pioggia significative sia su Cipro sia su Israele (Febbraio 2002 e 2003 rispettivamente). Per Cipro, i due passaggi appartengono a due orbite consecutive (24205 e 24206) ed hanno avuto luogo alle 22:50 (UTC) dell'11 e alle 00:28 del 12 Febbraio 2002. Sfortunatamente, le scansioni del GR sono affette da un consistente *mismatch* temporale rispetto ai passaggi: 25 e 13 minuti rispettivamente.

	Israele	Cipro
<b>Transmitter/Receiver</b>		
Peak power	250 kW	158 kW
Frequency	5.5GHz	5.7GHz
PRF	250Hz	250Hz
Pulse duration	2µs	2µs
Minimum Detectable Signal	-108dBm	-110dBm
Antenna		
Beamwidth (3 dB)	1°	1.1°
Polarization	Horizontal	Horizontal
Data		
Maximum range used	120km	120km
Radial resolution	1000m	500m
Radiometric resolution	0.5 dB steps per level	1 dB steps per level

Tabella 1 – Principali caratteristiche tecniche dei due GR usati nel presente studio.

Alle latitudini di Israele è possibile che ci siano due giorni consecutivi senza alcun passaggio. Purtroppo, questo è il caso del presente studio: il primo passaggio considerato è del 24 Febbraio alle 02:03 (UTC), il secondo è del 27 Febbraio 2003 alle 00:55. Fortunatamente, le scansioni del GR sono in questo caso praticamente simultanee ai passaggi di TRMM: soltanto 1 minuto di differenza.

La riflettività media su Cipro, usando dati GR originali, risulta pari a 26.4 dBZ, da confrontarsi con i 34.2 dBZ del TPR. In Israele il valore ottenuto con dati GR originali è di 25.2 dBZ (vedasi Fig. 1, sinistra), 29.8 dBZ con dati TPR (vedasi Fig. 1, centro). Entrambi i GR, in media, sottostimano rispetto al TPR (circa -8 dB e -5 dB). Ponendo l'attenzione sui coefficienti derivati dalla Eq. (1) e riportati in Tab. 2, si notano i valori negativi di  $a_0$ : alla distanza intermedia di 40 km, entrambi i GR sottostimano rispetto a TRMM. Anche il coefficiente  $a_D$  è sempre negativo: se ne deduce che, per entrambi i GR, la sottostima cresca con il *range*. Circa il 60% della variabilità del logaritmo di F = GR/TPR è spiegata statisticamente dal logartimo della distanza D. Nonostante permanga una certa incertezza circa l'esatto valore della pendenza, questa è con ogni probabilità negativa: tra -3 e -6 dB/decade in Israele, tra -9 e -16 dB/decade a Cipro.

Radar Site	Overpasses dates	$\mathbf{a}_{0}\left(\mathbf{dB}\right)$	a <sub>D</sub> (dB/decade)	Variance explained
Cyprus	Feb. 2002	-5.2 (±1.1)	-12.4 (±3.7)	65%
Israel	Feb. 2003	-4.9 (±0.4)	- 4.5 (±1.6)	58%

Tabella 2- Coefficienti che legano il fattore F alla distanza dal GR nell'Equazione (1).

La Fig. 1 mostra a titolo esemplificativo le immagini relative ad Israele. L'immagine in centro riporta la somma di due passaggi consecutivi di TRMM nel Febbraio 2003. Le immagini laterali riportano la somma delle corrispondenti acquisizioni dei GR: dati originali (sinistra) e dopo il *range-adjustment* (destra) basato sui coefficienti della seconda riga della Tab. 2. Si noti come le correzioni agiscano sugli echi a grande distanza e come i dati GR corretti mostrino un accordo molto migliore con i dati TPR sia localmente che in generale. Ovviamente, la contaminazione del ground-clutter a sud-est è assente nelle immagini satellitari. Anche a Cipro, si sono ottenuti risultati simili.



Figura 1 – Situazione meteorologica su Israele (Febbraio 2003) basata su due passaggi del satellite TRMM e corrispondenti dati GR a minima elevazione. Gli echi del GR sono stati ricampionati su una griglia LatLon con risoluzione 0.01°. A sinistra i dati originali, al centro i dati TRMM (risoluzione 0.05°), a destra i dati *range-adjusted*. I valori di riflettività sono espressi in dBZ.

#### V – CONCLUSIONI

Si è mostrato come, in due *case studies* nell'area del Mediterraneo, il radar di TRMM permetta sia la taratura sia la messa a punto con la distanza dei GR: si è, infatti, non solo valutato il *bias* medio dei GR rispetto al TPR, ma anche stimato il *range-adjustment* effettivo. In conclusione, invece della dipendenza teorica pari a  $1/r^2$ , abbiamo nella pratica riscontrato una riduzione apparente di sensibilità pari a  $\sim 1/r^{3.2}$  per il radar cipriota ed a  $\sim 1/r^{2.5}$  per il radar israeliano (entrambi con la minima elevazione, 0° ed 1°).

# BIBLIOGRAFIA

- [1] S. M. Bolen, and V. Chandrasekar, "Methodology for Aligning and Comparing Spaceborne Radar and Ground-Based Radar Observations". J. Atmos. Ocean. *Technol.*, vol. 20, pp. 647–659, 2003.
- [2] L. Liao, R. Meneghini, and T. Iguchi, "Comparisons of rain rate and reflectivity factor derived from the TRMM Precipitation Radar and the WSR-88D over the Melbourne, Florida, site". *J. Atmos. Ocean. Technol.*, vol. 18, pp. 1959-1974, 2001.
- [3] H. Kumagai, T. Kozu, M. Satake, H Hanado, and K. Okamoto, "Development of an active radar calibrator for the TRMM precipitation radar". *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, vol. 33, pp. 1316-1318, 1995.
- [4] M. Gabella., J. Joss, S. Michaelides, and G. Perona, "Range adjustment for Groundbased Radar, derived with the spaceborne TRMM Precipitation Radar", *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 44, 126-133, 2006.
- [5] T. Kozu, T. Kawanishi, H. Kuroiwa, M. Kojima, K. Oikawa, H. Kumagai, K. Okamoto, M. Okumura, H. Nakatsuka, and K. Nishikawa, "Development of Precipitation Radar Onboard the Tropical Rainfall Measuring Mission (TRMM) Satellite". *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 39, pp.102–115, 2001.
- [6] T. Iguchi, T. Kozu, R. Meneghini, J. Awaka, and K. Okamoto, "Rain-Profiling Algorithm for the TRMM Precipitation Radar". J. Appl. Meteorol., vol. 39, pp. 2038–2052, 2000

# TELERILEVAMENTO DI EVENTI PRECIPITATIVI DA SATELLITE CON SENSORI A INFRAROSSO

# P. Basili<sup>1</sup>, S. Bonafoni<sup>1</sup>, R. Biondi<sup>1</sup>, F. Pelliccia<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Dip. di Ingegneria Elettronica e dell'Informazione, Università degli Studi di Perugia, via Duranti 93, 06125 Perugia, <u>basili@diei.unipg.it;</u>

#### Abstract

Simultaneous rainfall analyses using AMSR-E passive microwave measurements and thermal infrared measurements from MODIS on board the spacecraft AQUA are presented for several rainy events over the Mediterranean area and, particularly, over the Trasimeno lake, in the central Italy. The performances of the algorithm for rainfall identification and for the rain rate retrieval from thermal infrared channels are compared with the rain rate retrieval from microwave brightness temperatures and with ground-based raingauge measurements acquired in the Trasimeno lake area.

# INTRODUZIONE

Prevedere e monitorare la distribuzione spaziale e temporale della pioggia è uno dei principali obiettivi della meteorologia e della diagnostica ambientale e il telerilevamento con sensori posti su satellite è sicuramente in grado di fornire un aiuto fondamentale. Il modo classico per ricavare la precipitazione da misure satellitari è basato su osservazioni da sensori a microonde, ma ultimamente si stanno utilizzando anche dati nell'infrarosso termico per stimare gli eventi precipitativi, dati in grado di fornire una migliore risoluzione spaziale e temporale. Sfruttando la disponibilità di un ampio data set di misure satellitari, sono state prodotte delle mappe di pioggia sulla zona del Mediterraneo e sul bacino del Trasimeno che sono state validate con dati di pioggia registrati da stazioni a terra.

I dati da satellite, ossia le temperature di brillanza a microonde fornite dal sensore AMSR/E su satellite AQUA e le radianze nell'infrarosso termico fornite dal sensore MODIS sempre su satellite AQUA, sono stati elaborati con opportuni algoritmi noti in letteratura. Nel caso delle misure a microonde, le stime di intensità di precipitazione vengono fornite direttamente dal sito della NASA-NASDA [1], mentre nel caso delle misure ad infrarosso è stato implementato l'algoritmo ECST [2].

I risultati relativi alla individuazione dell'evento piovoso e alla stima della intensità di precipitazione da misure da satellite a microonde e all'infrarosso sono stati prima ottenuti su tutta l'area del Mediterraneo, poi localmente sono stati confrontati con i contemporanei dati di pioggia forniti dai pluviometri del bacino del Trasimeno.

# I SENSORI AMSR-E E MODIS SU SATELLITE AQUA

Il satellite AQUA [3] appartiene ad una missione satellitare NASA (National Aeronautics and Space Administration) – EOS (Earth Observing System) nata per raccogliere informazioni sul ciclo dell'acqua (vapor d'acqua nell'atmosfera, nubi, precipitazioni, umidità della superficie, ghiaccio e copertura nevosa su mare e terra). E' stato lanciato il 4 maggio 2002 su un'orbita polare eliosincrona ad una altitudine di

circa 705 Km; la piattaforma trasporta sei diversi strumenti per il monitoraggio ambientale, con canali radiometrici il cui contemporaneo utilizzo consente di coprire gran parte dello spettro elettromagnetico [4].

In questo lavoro sono stati utilizzati i dati a microonde del sensore AMSR-E e i dati a infrarosso del sensore MODIS.

L'AMSR-E è un radiometro passivo a scansione conica, avente sei frequenze di lavoro tutte nella banda delle microonde (6.9, 10.7, 18.7, 23.8, 36.5, e 89 GHz) e dodici canali che effettuano misurazioni di temperatura di brillanza sia in polarizzazione orizzontale che verticale. La sua risoluzione spaziale varia da 5.4 km (89 GHz) fino a 56 km (6.9 GHz). I dati acquisiti dall'AMSR-E ( $T_B$ ) sono raccolti e resi disponibili gratuitamente dalla NASA e dal NASDA (National Space Developement Agency) [1] e vengono poi elaborati per produrre i vari parametri geofisici, tra i quali l'intensità di precipitazione che è di interesse in questo lavoro.

Il MODIS, utilizzato in questo lavoro, è un radiometro multispettrale cross-track, avente trentasei bande spettrali (venti nel visibile e sedici nell'infrarosso) uniformemente distribuite nel range  $0.415 - 14.235 \ \mu$ m. Le risoluzioni spaziali disponibili sono 250 m, 500 m, 1000 m nel visibile e 1000 m nell'infrarosso, quindi decisamente migliori rispetto ai sensori a microonde. Alle radianze registrate dal sensore sono applicati appropriati algoritmi per ottenere le relative T<sub>B</sub> e i vari prodotti geofisici [5].

# ALGORITMI DI STIMA DELLA PRECIPITAZIONE

La stima dell'intensità di precipitazione da misure radiometriche a microonde da satellite è tra le attività di ricerca più importanti nell'ambito del telerilevamento elettromagnetico ambientale [6], specialmente per le sue ricadute nella meteorologia e nella gestione del territorio. Grazie alla disponibilità dei dati acquisiti da tali sensori, è possibile impiegare, testare ed eventualmente migliorare algoritmi noti in letteratura per produrre mappe di pioggia nella zona di interesse.

Nel caso dell'AMSR-E, dal sito NASA-NASDA vengono direttamente forniti i valori di intensità di precipitazione per ciascun pixel, di dimensioni pari a 5.4 km, sia su superficie marina che terrestre. Gli algoritmi sono i seguenti: il *GSFC Profiling algorithm over ocean* [7], e il *Modified GSFC Profiling algorithm over land* [8].

Nel caso del MODIS, è stato implementato e applicato l'algoritmo ECST (Enhanced Convective Stratiform Technique) [1] modificato nel test di ingresso, impiegando tre canali nell'infrarosso termico:  $8.4 - 8.7 \mu m$ ,  $10.78 - 11.28 \mu m$ ,  $11.77 - 12.27 \mu m$ . Tale algoritmo è stato implementato in ambiente Matlab, realizzando una procedura automatica che permette di mappare l'evento precipitativo nella zona geografica di interesse, distinguendo inoltre situazioni convettive e stratiformi.

E' importante sottolineare come negli ultimi anni siano stati compiuti diversi studi per stabilire un possibile legame tra la precipitazione e le misure fornite da sensori satellitari per telerilevamento operanti all'infrarosso [9]. Com'è noto, infatti, la radiazione all'infrarosso penetra difficilmente oltre la nube: perciò i sensori ad infrarosso non sono in grado di vedere cosa accade negli strati più bassi della nuvola per poter dedurre informazioni dirette su eventuali eventi piovosi. Di conseguenza gli algoritmi vengono allenati o con contemporanei dati satellitari a microonde, o con misure da pluviometri e da radar meteorologici, o con dati da modelli numerici di nube. Nel caso dell'algoritmo ECST, sono stati impiegati dati provenienti da radar e da modelli numerici.

# **RISULTATI SPERIMENTALI**

Come primo passo, si è proceduto a confrontare nella zona del Mediterraneo i pixel di pioggia prodotti dall'AMSR-E con quelli del MODIS applicando l'ECST, utilizzando dati a infrarosso già mediati su 5 km.

Nelle figure 1 e 2 sottostanti, vengono riportate le intensità di precipitazione (RR, mm/h) rispettivamente per l'AMSR-E e per il MODIS per un episodio del 30 Novembre 2005 delle ore 12:10 - 12:15.



Figura 1: Esempio di mappa di intensità di precipitazione rilevata il 30 Novembre 2005 alle ore 12:10 - 12:15 dal sensore AMSR-E.



Figura 2: Esempio di mappa di intensità di precipitazione rilevata il il 30 Novembre 2005 alle ore 12:10 – 12:15 dal sensore MODIS applicando l'algoritmo ECST.

Come risulta evidente, la zona di pioggia rilevata dal MODIS risulta essere più ampia rispetto a quella del sensore a microonde. Si è proceduto quindi a verificare alcuni pixel di terra della figura 2, che non compaiono in figura 1, avvalendosi delle informazioni di pioggia riportate in archivio [10]. La verifica su 55 pixel, confermano che 52 dei pixel sono correttamente indicati come precipitativi dal MODIS, a differenza di quanto riportato dai dati forniti dal sito dell'AMSR-E che invece rilevano assenza di pioggia. Ovviamente una più ampia disponibilità di dati di pioggia rilevati a terra fornirebbe una verifica più capillare delle indicazioni fornite dalle mappe, ma sicuramente questi risultati preliminari risultano assai promettenti.

Ovviamente disponendo di misure da una rete di pluviometri, come nel caso del bacino del Trasimeno, tale analisi risulta più significativa. Su tale bacino, relativo ad un'area di circa 40 x 15 km, erano disponibili ogni mezz'ora dati da 7 pluviometri: è stato quindi calcolato un valore medio di intensità di precipitazione RR di bacino (mm/h), valore che è stato poi confrontato con i contemporanei risultati prodotti dall'ECST applicato al MODIS e con l'AMSR-E. Nonostante la RR di bacino sia calcolata a partire da un valore di pioggia accumulato in mezz'ora, mentre nel caso del MODIS e dell'AMSR-E si tratta di una grandezza istantanea, i risultati riportati in figura 3 e in figura 4 sono da ritenersi soddisfacenti per quanto riguarda la maggiore affidabilità dell'algoritmo ECST rispetto a quello dell'AMSR-E. Poiché l'intensità di precipitazione da pluviometro risulta ampiamente sottostimata a causa della bassa risoluzione spaziale e temporale, i risultati non sono soddisfacenti da un punto di vista quantitativo; comunque, da un punto di vista qualitativo, su 12 episodi precipitativi analizzati (individuati a Maggio

2004 e tra Maggio-Dicembre 2005) il MODIS individua sempre presenza di pioggia sul bacino, mentre l'AMSR-E fallisce in 6 casi.



Figura 3: Intensità di precipitazione rilevata in 11 episodi dal sensore AMSR-E e confrontata con la intensità media nel bacino del Trasimeno.



Figura 4: Intensità di precipitazione rilevata in 12 episodi dal sensore MODIS applicando l'algoritmo ECST e confrontata con la intensità media nel bacino del Trasimeno.

#### **BIBLIOGRAFIA**

[1] <u>http://nsidc.org/data/amsre/order.html</u>

[2] C. Reudenbach, G. Heinemann, E. Heuel, J. Bendix, M. Winiger, "Investigation of summertime convective rainfall in Western Europe based on a synergy of remote sensing data and numerical models", *Meteorol. Atmos. Phys.* 76, pp. 23-41, 2001.

[3] http://eospso.gsfc.nasa.gov/ftp\_docs/Aqua\_brochure.pdf.

[4] C. L. Parkinson "Aqua: An Earth-Observing Satellite Mission to Esamine Water and Other Climate Variables", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 41, pp. 173-183, 2003.

[5] http://modis.gsfc.nasa.gov/

[6] R. R. Ferraro and G. Marks, "Special sensor microwave Imager derived global rainfall estimates for climatological applications", *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 12, pp. 755-770, 1995.

[7] C. Kummerow, Y.Hong, W.S.Olson, S.Yang, R.F.Adler, J.McCollum, R.Ferraro, G.Petty and T.T.Wilheit, "The Evolution of the Goddard Profiling Algorithm (GPROF) for Rainfall Estimation from Passive Microwave Sensors", *J.Appl Meteorol.*, 40, pp. 1801-1820, 2001.

[8] J. McCollum, R. R. Ferraro, "Next Generation of NOAA/NESDIS TMI, SSM/I, and AMSR-E microwave land rainfall algorithms", *J. Geophys. Res.*, Atmospheres 108(D8), 2003.
[9] Levizzani V., F. Porcù, F. S. Marzano, A. Mugnai, E. A. Smith, F. Prodi, "Investigating a

[9] Levizzani V., F. Forcu, F. S. Marzano, A. Mughai, E. A. Shifui, F. Frodi, "Investigating a SSM/I microwave algorithm to calibrate Meteosat infrared instantaneous rainrate estimates", *Meteorol. Appl.*, 3, pp. 5-17, 1996.

[10] Weather underground: <u>http://www.weatherunderground.com/</u>

#### ANALISI E SVILUPPO DI MODELLI PER L'INDIVIDUAZIONE DI NUBI PER LA SIMULAZIONE DELLA TEMPERATURA DI BRILLANZA

P. Basili<sup>1</sup>, S. Bonafoni<sup>1</sup>, V. Mattioli<sup>1</sup>, P. Ciotti<sup>2</sup>, E. R. Westwater<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Dipartimento di Ingegneria Elettronica e dell'Informazione, Università di Perugia Via G. Duranti 93, 06125 Perugia patrizia.basili@diei.unipg.it

<sup>2</sup>Dipartimento di Ingegneria Elettrica e dell'Informazione, Università di L'Aquila 67040 Poggio di Roio, L'Aquila

<sup>3</sup>CIRES University of Colorado/NOAA ESRL Physical Science Division 325 Broadway, Boulder, CO 80305, USA

#### Abstract

Two cloud water models that can be included in the radiative transfer to simulate brightness temperatures from radiosonde data are analyzed. The capability of the models to detect the presence of clouds was evaluated and optimized by comparing the cloud base heights identified from the radiosoundings with those provided by a ceilometer. Then, the performances of the different cloud models are analyzed by comparing simulated brightness temperatures in the absence of scattering with those measured by a dual-channel microwave radiometer.

#### **INTRODUZIONE**

Le radiosonde forniscono informazioni dettagliate sul profilo verticale dell'atmosfera e sono quindi strumenti fondamentali per la generazione di database statistici per lo sviluppo di algoritmi per la stima di parametri atmosferici da sensori di telerilevamento. Poiché le radiosonde non misurano il contenuto di acqua allo stato liquido nelle nubi, la simulazione di temperature di brillanza (T<sub>B</sub>) alle microonde in condizioni di nuvolosità necessita di modelli per l'individuazione della nube e per valutarne i profili di densità di acqua liquida e ghiaccio. In questo lavoro vengono analizzati i due modelli attualmente più utilizzati nell'implementazione dell'equazione del trasferimento radiativo alle microonde in assenza di scattering: il modello sviluppato da Decker et al. [1] e il modello sviluppato da Salonen e Uppala [2, 3]. In questo tipo di modelli, la nube è identificata quando la misura di umidità relativa della radiosonda in quota supera il valore di una prestabilita funzione di soglia. In questo lavoro è presentata una modifica alla soglia inclusa nel modello di Salonen che risulta in miglior accordo con i dati sperimentali. In modo specifico, la base della nube identificata dalla soglia è un miglior accordo con le misure effettuate da un ceilometro colocato con il sito di lancio delle radiosonde. L'utilizzo di tale funzione di soglia produce inoltre un miglior accordo con le  $T_B$  misurate da un radiometro a microonde bicanale a 23.8 and 31.4 GHz (MWR) posto a terra. Vengono infine presentati i risultati dell'implementazione di una rete neurale per la simulazione di temperature di brillanza in condizioni di nuvolosità nel confronto con il radiometro. Per la nostra analisi sono stati utilizzati tre anni di dati (2003-2005) da radiosonde (di tipo Vaisala RS90), ceilometro e radiometro raccolti nel sito sperimentale di Southern Great Plains (SGP) in Oklahoma, USA, gestito dal programma ARM (Atmospheric Radiation Measurement) del Dipartimento dell'Energia (DOE) americano.

#### **MODELLI DI NUBE**

In questa sezione sono descritti brevemente i due modelli di nube la modifica alla funzione di soglia introdotta nel nostro lavoro e il confronto fra le soglie e il ceilometro nell'identificazione della base della nube.

Il modello di Decker identifica la nube confrontando l'umidità relativa atmosferica (RH) misurata da radiosonde con una funzione di soglia costante, che nella nostra analisi è stata posta pari a 90%. Il modello assume che il profilo di densità di acqua liquida nello strato di nube sia costante con la quota, di valore compreso fra 0.05 to 0.2 gm<sup>-3</sup> a seconda dello spessore [1].

Nel modello di Salonen la nube è identificata quando la misura di RH supera la seguente funzione di umidità critica Uc:

$$Uc = 1 - \alpha \sigma (1 - \sigma) [1 + \beta (\sigma - 0.5)] \tag{1}$$

dove  $\sigma = P(i)/P(0)$ , P(i) e P(0) sono rispettivamente i valori di pressione (hPa) al livello i e al suolo,  $\alpha = 1.0$  e  $\beta = \sqrt{3}$ . Il profilo di densità di acqua liquida all'interno della nube è funzione della quota a partire dalla base della nube e della temperatura.

Nel nostro lavoro i parametri  $\alpha \in \beta$  della funzione Uc sono stati ottimizzati utilizzando un adattamento non lineare ai minimi quadrati su un dataset di valori di RH e pressione misurati da radiosonda e corrispondenti alla base della nube fornita dal ceilometro. La metodologia utilizzata è descritta in [4] e parametri trovati corrispondono a  $\alpha = 0.59 \in \beta$ =1.37. Per semplicità, tale funzione di soglia verrà nel seguito identificata come Salonen06.

Le basi delle nubi identificate dai profili di RH utilizzando le funzioni di soglia di Decker, Salonen e Salonen06 sono state confrontate con quelle misurate dal ceilometro mediate in un intervallo di 20 minuti. I risultati, ottenuti per gli anni 2003-2005, sono riportati in Tabella 1. I confronti sono stati effettuati per i casi in cui la deviazione standard (std) della base della nube misurata dal ceilometro è risultata minore di 200 m, in modo tale da limitare i confronti con le radiosonde ai casi di uniformità del valore della base della nube per periodi estesi. In Tabella 1, la prima colonna riporta la percentuale di non corretta identificazione della nube da parte della soglia, comprensiva anche dei casi in cui la base è identificata ad una quota diversa (di  $\pm$  200 m) rispetto al ceilometro. La seconda colonna riporta in percentuale i casi in cui una nube vista dal ceilometro non è identificata dai modelli. Ok cloud fornisce la percentuale di corretta identificazione della nube (entro i 200 m rispetto al valore da ceilometro), rispetto al totale dei casi di nuvolosità, mentre ok\_clear la percentuale di cielo sereno rispetto al totale dei casi di cielo sereno. I risultati dimostrano che la nuova soglia identifica correttamente la nube nel 51% dei casi nuvolosi analizzati, rispetto al 36% della soglia di Salonen e il 31% della soglia di Decker.

Model	False_cloud	False_clear	ok_cloud	ok_clear
Decker	34.7 %	1.6 %	31.5 %	78.3 %
Salonen	50.5 %	0.4 %	35.7 %	55 %
Salonen06	27.2 %	1.2 %	51.1 %	80.9 %

TABELLA 1: Identificazione della nube: soglie di Decker, Salonen, and Salonen06 nel confronto con il ceilometro (2738 casi analizzati, 852 casi nuvolosi e 1886 casi di cielo sereno; RAOBs, 2003-2005)

I nostri risultati hanno inoltre evidenziato che la soglia costante del modello di Decker può identificare come nube uno strato di atmosfera chiara ad alta umidità relativa all'interno dello strato limite (errore in generale non presente utilizzando le altre soglie). Inoltre, nella media troposfera, non identifica strati nuvolosi a umidità relativa minore di 90%. Viceversa la funzione del modello di Salonen tende a identificare come nube strati di aria chiara nella media troposfera, a causa dei valori di RH troppo bassi della soglia Uc. Con il Salonen06 si ottiene una significativa diminuzione di tale errore, presentando valori più alti di RH per la soglia.

#### CONFRONTO CON IL RADIOMETRO

I modelli di nube di Decker e Salonen sono stati valutati confrontando le temperature di brillanza simulate in condizioni di nuvolosità e in assenza di scattering con quelle misurate dal radiometro bicanale a a 23.8 e 31.4 GHz. Nel modello di Salonen sono state applicate sia la funzione di soglia originaria che la funzione modificata (queste ultime simulazioni sono identificate come Salonen06). L'assorbimento dovuto al vapor d'acqua e all'ossigeno è stato considerato applicando il modello sviluppato da Rosenkranz e modificato nel 2003 [7]. In Figura 1 è mostrato il confronto con il radiometro per il canale a 31.4 GHz, in cui sono riportati i valori medi delle T<sub>B</sub> misurate nell'intervallo temporale (± 5 min) in cui la nuvola è identificata dalla soglia, per i casi di nuvolosità riportati in Tabella 1. Dai risultati si può notare come l'introduzione della nuova soglia nel modello di Salonen riduca la std di circa 2 K e aumenti la correlazione fra le misure. Inoltre sono ridotti gli alti valori, rispetto al radiometro, delle T<sub>B</sub> simulate con il modello di Salonen, dovuti all'eccessivo spessore associato alla nube dalla funzione di soglia originaria. Gli scatterplot del modello di Salonen (applicando entrambe le soglie) mostrano valori bassi delle T<sub>B</sub> simulate rispetto al radiometro (intorno ai 20 K dei valori simulati e fra i 20-30 K dei valori da radiometro) non presenti con il modello di Decker. Tali valori sono associati a nubi statiformi di piccolo spessore e suggeriscono la necessità di una modifica del modello di Salonen anche per il profilo di densità di acqua liquida all'interno della nube.

I casi di nuvolosità selezionati per le analisi sono stati anche utilizzati per lo sviluppo di una rete neurale che stimi le  $T_B$  in presenza di nuvolosità. Considerando la non linearità del problema di inversione, è stata considerata una rete neurale feedforward, avente, oltre lo strato in ingresso, uno strato nascosto a 8 neuroni con funzione di trasferimento a tangente iperbolica. Lo strato di uscita è composto da due neuroni con funzione di trasferimento lineare. In ingresso alla rete sono forniti i profili di temperatura e umidità relativa ottenuti dalle radiosonde, dopo averne effettuato la trasformazione in 8 componenti principali e la base della nube misurata dal ceilometro. Nella fase di training la rete è stata addestrata a stimare le  $T_B$  simulate dal modello del trasferimento radiativo. L'algoritmo di apprendimento utilizzato è di tipo Levenberg-Marquardt [8]. I risultati del confronto con il radiometro per i dati di test e per il canale a 31.4 GHz sono presentati in Figura 2. Le stime della rete neurale allenata con le  $T_B$  simulate con il Salonen06 producono un miglior accordo con le misure da radiometro in termini di correlazione e bias rispetto al Salonen. Le stime ottenute utilizzando il Salonen e il Salonen06 riducono la std di circa 1.3 K rispetto al Decker.

#### RINGRAZIAMENTI

Si ringrazia l'Atmospheric Radiation Measurement Program del Dipartimento dell'Energia americano per aver fornito i dati utilizzati in questo lavoro.

#### **BIBLIOGRAFIA**

- [1] M.T. Decker, E.R. Westwater, and F.O. Guiraud, "Experimental evaluation of ground-based microwave radiometric sensing of atmospheric temperature and water profiles," *Journal of Applied Meteorology*, vol. 17, pp. 1788–1795, 1978.
- [2] E. Salonen, W. Uppala, "New Prediction method of cloud attenuation," *Electronics Letters*, vol. 27, No.12, pp. 1106-08, June 1991.
- [3] A. Martellucci, J.P.V. Baptista and G. Blarzino, "New climatological databases for ice depolarisation on satellite radio links," COST Action 280, Propagation Impairment mitigation for millimetre wave radio systems, July 2002.
- [4] P. Basili, S. Bonafoni, V. Mattioli, P. Ciotti, E.R. Westwater, "Analysis and improvement of cloud models for brightness temperature simulation", Specialist Meeting on Microwave Radiometry and Remote Sensing Applications 2006, Puerto Rico, USA, 28 February - 3 March 2006.
- [5] P.W. Rosenkranz, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, private communication, March 2004.
- [6] M.T Hagan and M. Menhaj, Training feedforward networks with the Marquardt algorithm, *IEEE Trans. on Neural Networks*, vol. 5, pp. 989-993, 1994.



FIGURA 1: Confronto fra le  $T_B$  a 31.4 GHz misurate da radiometro e le  $T_B$  simulate da radiosonda applicando per il calcolo del contenuto di liquido il modello di nube di Decker (a), Salonen (b), Salonen06 (c).



FIGURA 2: Confronto fra le  $T_B$  a 31.4 GHz misurate da radiometro e le  $T_B$  stimate dalla rete neurale utilizzando per il training le TB simulate con il modello di nube di Decker (a), Salonen (b), Salonen06 (c).

#### ANALISI DI HORN CIRCOLARI CON DIELETTRICO CON IL METODO BOR-FEM

G. G. Gentili<sup>(1)</sup>, P. Bolli<sup>(2)</sup>, R. Nesti<sup>(3)</sup>, G. Pelosi<sup>(4)</sup>, L. Toso<sup>(5)</sup>

<sup>(1)</sup>Politecnico di Milano, Dip. di Elettronica e Info., Via Ponzio 34/5, I-20133 Milano, gentili@elet.polimi.it
 <sup>(2)</sup>Osservatorio Astronomico di Cagliari, Istituto Nazionale di Astrofisica, Loc. Poggio dei Pini, Strada 54, I-09012 Capoterra (CA)
 <sup>(3)</sup>Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Istituto Nazionale di Astrofisica, I-50125 Firenze
 <sup>(4)</sup>Dipartimento di Elettronica e Telecom., Università di Firenze, I-50134 Firenze
 <sup>(5)</sup>Antenna and Sub-Millimeter Wave Section, Electromagnetics Division, ESA-

ESTEC, Postbus 299, 2200 AG Noordwijk, Olanda.

#### Abstract

An analysis method for circular horns with arbitrary dielectric inclusions is presented. The method is based on a 2D high order Finite Element Method coupled to Mode Matching. Comparison with experimental data on a vacuum window horn for radiostronomy application validates the accuracy and efficiency of the method developed.

#### INTRODUZIONE

Horn circolari che presentano parti dielettriche sono piuttosto comuni nella pratica delle antenne ad apertura, sia per la possibilità di operare in polarizzazione lineare con componente cross-polare molto bassa (eccitando il modo  $HE_{11}$ ), sia per la possibilità di agire sul dielettrico in modo da aumentare il guadagno (horn con correzione a lente dielettrica) [1], [2]. Ulteriori impieghi dei dielettrici riguardano applicazioni in radioastronomia, dove il materiale dielettrico è usato separare la parte interna dell'horn dalla parte esterna. Nella parte interna, depressurizzata, vengono alloggiati il front-end del ricevitore con l'amplificatore a basso rumore, che necessita di temperature di funzionamento molto basse [3].

Questo lavoro descrive una tecnica di analisi di horn circolari basata su una combinazione del metodo del Mode-Matching (MM) con il metodo degli elementi finiti (FEM) nella sua formulazione per corpi di rivoluzione (BoR-FEM).

In letteratura si trovano esempi di applicazione del MM in combinazione col metodo dei momenti [2], [4] o con un'espansione in onde sferiche [5], mentre il BoR-FEM è stato usato come metodo a sé stante (con elementi fino al second'ordine) [6]-[10].

Le caratteristiche innovative del metodo presentato in questa memoria sono riassumibili come segue: combinazione BoR-FEM con MM, uso di elementi fino al terz'ordine, uso di condizioni di radiazione di tipo PML. Il metodo è stato validato per confronto con dati disponibili in letteratura e con misure realizzate all'Osservatorio Astrofisico di Arcetri su un horn con finestra a vuoto dielettrica.

#### ANALISI

Per l'applicazione del BoR-FEM partiamo dal seguente funzionale del campo elettrico **E**:

$$\int_{V} \nabla \times \mathbf{T} \cdot \overline{\boldsymbol{\mu}}_{r}^{-1} \cdot \nabla \times \mathbf{E} \, dV - k_{0}^{2} \int_{V} \mathbf{T} \cdot \overline{\boldsymbol{\epsilon}}_{r} \cdot \mathbf{E} \, dV = -\int_{\partial V} \mathbf{T} \cdot (\mathbf{i}_{n} \times \nabla \times \mathbf{E}) \, dS$$
(1)

dove **T** è una generica funzione di test,  $\bar{\mathbf{\epsilon}}_r$  è il tensore di permettività dielettrica relativa,  $\bar{\boldsymbol{\mu}}_r$  è il tensore di permeabilità magnetica relativa e  $\mathbf{i}_n$  è il versore normale uscente dal volume V. Per il campo elettrico usiamo la seguente espansione in coordinate cilindriche:

$$\mathbf{E}(\rho, z, \phi) = \sum_{q'=1}^{Q_t} e_t^{(q')} \mathbf{N}^{(q')}(\rho, z) \cos m\phi + \sum_{q'=1}^{Q_\phi} e_{\phi}^{(q')} \mathbf{i}_{\phi} \frac{N_{\phi}^{(q')}(\rho, z)}{\rho} \sin m\phi$$
(2)

dove m è l'indice azimutale (m=1 in questo lavoro),  $\mathbf{N}^{(q')}(\rho, z)$  sono elementi vettoriali 2D e  $N_{\phi}^{(q')}(\rho, z)$  sono elementi scalari 2D.

Applicando il metodo di Galerkin, si trova la seguente equazione matriciale

$$(\underline{\underline{C}} - k_0^2 \underline{\underline{X}}) \underline{\underline{e}} = j\omega \mu_0 \underline{\underline{h}}$$
(3)

Dove, ordinando gli indici q' e q" in un unico indice q, si trova

$$\underline{\underline{C}} = [C^{(p)(q)}], \quad C^{(p)(q)} = \int_{V} \nabla \times \mathbf{E}^{(p)} \cdot \overline{\boldsymbol{\mu}}_{r}^{-1} \cdot \nabla \times \mathbf{E}^{(q)} dV$$
(4)

$$\underline{\underline{X}} = [X^{(p)(q)}], \quad X^{(p)(q)} = \int_{V} \mathbf{E}^{(p)} \cdot \overline{\mathbf{\epsilon}}_{r} \cdot \mathbf{E}^{(q)} dV$$
(5)

$$\underline{\mathbf{h}} = [\mathbf{h}^{(p)(v)}], \quad \mathbf{h}^{(p)(v)} = \int_{\partial V} \mathbf{E}^{(p)} \cdot (\mathbf{i}_{n} \times \mathbf{H}^{(v)}) d\mathbf{S}$$
(6)

$$\underline{\mathbf{e}} = [\mathbf{e}^{(\mathbf{q})(\mathbf{v})}] \tag{7}$$

dove  $\mathbf{H}^{(v)}$  è un campo magnetico trasverso  $TE_{mn}$  o  $TM_{mn}$ . In questo lavoro si sono sperimentati elementi fino al terz'ordine. Con riferimento ad un triangolo in cui il lato i è opposto al punto i, e alla forma di Whitney associata al lato i

$$\mathbf{W}_{i} = \xi_{i-1} \nabla \xi_{i+1} - \xi_{i+1} \nabla \xi_{i-1}, \tag{8}$$

la forma generale degli elementi è mostrata in tab. 1.

Dalla soluzione del problema (3) è possibile calcolare la matrice impedenza generalizzata  $\underline{Z}$  all'apertura:

Ord.	1			Ord.	2			Ord.	3		
Var	tipo	No.	forma	Var	tipo	No.	forma	Var	tipo	No.	forma
N	e	3	$\mathbf{W}_{i}$	Ν	e	3	$\xi_{i-1} \boldsymbol{W}_i$	Ν	e	3	$\xi_{i-1}^2 W_i$
				"	e	3	$\boldsymbol{\xi}_{i+1} \boldsymbol{W}_i$	"	e	3	$\xi_{i+1}^2 \mathbf{W}_i$
				"	a	2	$\xi_i \mathbf{W}_i$	"	e	3	$\boldsymbol{\xi}_{i-1}\boldsymbol{\xi}_{i+1}\boldsymbol{W}_i$
								"	а	3	$\boldsymbol{\xi}_{i}\boldsymbol{\xi}_{i-1}\boldsymbol{W}_{i}$
								"	а	3	$\xi_i^2 \mathbf{W}_i$
$N_{\phi}$	р	3	ξ <sub>i</sub>	$N_{\phi}$	р	3	$\xi_i(2\xi_i-1)$	$N_{\phi}$	р	3	$\xi_i (3\xi_i - 1)(3\xi_i - 2) / 2$
				"	e	3	$4\xi_{i+1}\xi_{i-1}$	"	e	3	$9\xi_i\xi_{i+1}(3\xi_{i-1}-2)/2$
								"	e	3	$9\xi_i\xi_{i+1}(3\xi_{i+1}-2)/2$
								"	а	1	$27\xi_1\xi_2\xi_3$

Tabella 1. Elementi usati nella formulazione mista. Il tipo indica l'entità geometrica di riferimento.

$$\underline{\underline{Z}} = \underline{\underline{h}}^{\mathrm{T}} \underline{\underline{e}}$$
<sup>(9)</sup>

e quindi la matrice di scattering (in tensione)

$$\underline{\underline{S}} = (\underline{\underline{I}} + \underline{\underline{ZY}}_{c})^{-1} (\underline{\underline{I}} - \underline{\underline{ZY}}_{c})$$
(10)

dove  $\underline{I}$  è la matrice identità e  $\underline{Y}_c$  è la matrice diagonale delle ammettenze d'onda

modali. La matrice di scattering può quindi essere connessa alla matrice di scattering di un tratto di horn corrugato ottenuta in maniera estremamente efficiente con il MM. Nell'interconnessione è opportuno includere tutti i modi in propagazione ed alcuni modi sotto il taglio, ma comunque un sottoinsieme dei modi usati nell'analisi della corrugazione (i soli modi interagenti in maniera significativa).

#### RISULTATI

Il primo risultato riguarda l'uso di elementi di ordine elevato. In fig. 1 si mostra la dipendenza dell'errore dal numero di gradi di libertà per una guida circolare troncata. In fig. 2, in funzione del numero di gradi di libertà viene invece mostrato il tempo di calcolo per punto in frequenza per il caso di una guida circolare troncata (solutore diretto UMFPACK versione 4.4 su un pc Athlon 64, 4000+ con 2GB di RAM).

In fig. 3 sono mostrati dati di confronto per una guida circolare con finestra dielettrica [12]. Si mostrano infine in figura 5 e 6 i risultati di confronto tra simulazione e misure per un horn corrugato con finestra dielettrica realizzato e misurato presso l'Osservatorio Astrofisico di Arcetri (fig. 4).





Figura 1. Errore relativo per una guida circolare cortocircuitata.

**Figura 2.** Tempo di calcolo per una guida circolare troncata.



**Figura 3.** Confronto con [12] per una guida circolare caricata da anello dielettrico.



Figura 4. Horn corrugato con finestra a vuoto.



Figura 5. Simulazione e misure dell'horn di figura 3.



**Figura 6.** Coefficiente di riflessione per l'horn di figura 3. Punti: simulazione, linea a tratteggio: misure.

#### **BIBLIOGRAFIA**

- D. Olver, P. J. B. Clarricoats, A. A. Kishk, and L. Shafai, Microwave Horns and Feeds. New York: IEEE Press, 1994.
- [2] A. Kishk and L. Shafai, "Radiation characteristics of the short dielectric rod antenna: A numerical solution," IEEE Trans. Antennas Propag., vol. AP-35, no. 2, pp. 139-146, Feb. 1987.
- [3] G. G. Gentili, V. Natale, R. Nesti and G. Pelosi, "An Accurate Numerical Method for the Analysis of the Electromagnetic Effects of Vacuum Windows in Radio Astronomy Front-End Feeds", IEEE AP-Ursi International Symposium, July 2005, Washington D.C.
- [4] R. Bunger, F. Arndt, "FE/mode-matching/moment method analysis of horn antennas", IEEE AP-S, Vol. 3, June 1998, pp. 1710-1713.
- [5] J. M. Reiter, F. Arndt, "Efficient Hybrid Boundary Contour Mode-Matching Technique for the Accurate Full-Wave Analysis of Circular Horn Antennas Including the Outer Wall Geometry", IEEE Trans. Antennas Prop., Vol. 45, No. 3, March 1997, pp. 568-570.
- [6] D. Greenwood and J. M. Jin, "A novel efficient algorithm for scattering from a complex BOR using mixed finite elements and cylindrical PML," IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 47, no. 4, Apr. 1999.
- [7] E. A. Dunn, J. K. Byun, E. D. Branch, J. M. Jin, "Numerical Simulation of BOR Scattering and Radiation Using a Higher Order FEM", IEEE Trans. Antennas Prop., Vol. 54, No. 3, March 2006, pp. 945-952.
- [8] D. Greenwood, J.-M. Jin, "Finite-Element analysis of complex axisymmetric radiating structures", IEEE Trans. Antennas Prop., Vol. 47, No. 8, August 1999, pp. 1260-1266.
- [9] G. C. Chinn, L. W. Epp, D. J. Hoppe, "A hybrid Finite-Element method for axisymmetric waveguide-fed horns", IEEE Trans. Antennas Prop. Vol. 44, No. 3, March 1996, pp. 280-285.
- [10] J. M. Gil, J. Monge, J. Rubio, and J. Zapata, "A CAD-Oriented Method to Analyze and Design Radiating Structures Based on Bodies of Revolution by Using Finite Elements and Generalized Scattering Matrix", IEEE Trans. Antennas Prop., Vol. 54, No. 3, March 2006, pp. 899-907.
- [11] R. D. Graglia, D. R. Wilton, A. F. Peterson, "Higher order interpolatory vector bases for computational electromagnetics", IEEE Trans. Antennas Prop. Vol. 45, No. 3, March 1997, pp. 329-342.
- [12] E. Richalot, M. F. Wong, V. Fouad-Hanna, H. Baudrand, "Analysis of radiating axisymmetric structures using a 2-D finite-element and spherical mode expansion", Microwave and Optical Tech. Letters, Vol. 20, No. 1, Jan. 1999, pp. 8-13.

# IL METODO IBRIDO *MODE MATCHING - FINITE ELEMENT* (MM-FE) PER L'ANALISI E LA PROGETTAZIONE DI DISPOSITIVI FILTRANTI E ARRAY DI GUIDE D'ONDA DI GRANDI DIMENSIONI

Alice Pellegrini, Agostino Monorchio, Giuliano Manara

Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Pisa Via G. Caruso, 56122 Pisa e-mail: alice.pellegrini (a.monorchio, g.manara)@iet.unipi.it

#### Abstract

A new hybrid Mode Matching - Finite Element Method (MM - FEM) applied to the analysis and optimization of Frequency Selective Surfaces (FSSs) and large arrays of waveguide is presented. The methodology formulation and some preliminary numerical results are presented.

# INTRODUZIONE

Nell'attuale panorama delle telecomunicazioni, la richiesta di tecnologie versatili e di semplice implementazione, spinge l'attenzione verso il ruolo ricoperto da dispositivi filtranti in guida d'onda ad elevate prestazioni. In questo contesto, risultano sempre più numerose le applicazioni che fanno ricorso a superfici selettive in frequenza (FSS) e ad array di grandi dimensioni. In questo lavoro viene proposta una tecnica di analisi e di ottimizzazione di strutture filtranti riconducibili alla connessione in cascata di discontinuità in guida, non solo in grado di fornire soluzioni ottime in maniera rapida, ma anche accurate ed efficienti dal punto di vista computazionale. Viene altresì illustrato come tale metodologia di studio, opportunamente modificata, possa essere estesa anche al caso di array di guide d'onda di grandi dimensioni. Il metodo di ottimizzazione utilizzato in questo lavoro si basa sull'uso di tecniche evoluzionistiche, di natura stocastica, note come algoritmi genetici. Tali algoritmi vengono impiegati per la loro capacità di gestire un elevato numero di parametri. Data la complessità delle strutture in esame, è necessario che la tecnica di analisi non solo fornisca risultati accurati, ma sia in grado di adattarsi a problemi che presentino geometrie anche irregolari. A questo fine, la tecnica ibrida Mode Matching - Finite Elements Method (MM - FEM) si rivela particolarmente indicata. Tale metodologia, applicata ad un dominio computazionale opportunamente discretizzato, consente di trarre vantaggio dalla flessibilità del FEM e dall'accuratezza numerica ed efficienza del Mode Matching [1]. Tale tecnica ibrida, combinata con il metodo Spectral Decomposition (SD), viene applicata allo studio di array di guide d'onda di grandi dimensioni [2].

# FORMULAZIONE DEL METODO

Si consideri la superficie selettiva in frequenza di tipo induttivo rappresentata in Fig. 1. Si indichi con  $T_x$  e  $T_y$  la periodicità della cella elementare lungo x e lungo y rispettivamente, con  $\alpha$  l'angolo di *skewness* e con h lo spessore del piano metallico su cui sono praticati i fori della struttura. Al fine di illustrare la procedura di progettazione, si consideri un'onda piana che illumina la superficie selettiva in frequenza appena descritta con angolo di incidenza  $\theta$  come illustrato in Fig. 1. Applicando il teorema di Floquet, l'analisi della struttura periodica viene limitata allo studio della singola cella di periodicità. Come primo passo, il campo elettromagnetico nella regione di spazio libero è espanso in una serie completa di funzioni modali di base di Floquet con coefficienti complessi incogniti. Quindi, considerando ogni foro come uno spezzone di guida d'onda, il campo elettromagnetico su ogni apertura viene espanso su un set completo di funzioni modali ricavate numericamente tramite il metodo agli elementi finiti (FEM). Per rappresentare la componente traversa del campo e per evitare il problema delle soluzioni spurie, vengono impiegate le funzioni di Whitney. L'applicazione del metodo agli elementi finiti richiede un'opportuna discretizzazione del dominio di indagine. A tal fine, mediante l'approccio di Boyer – Watson, viene creata una mesh di triangoli pseudo-equilateri sull'apertura della guida d'onda (triangolazione di Delaunay). Le condizioni al contorno consistono nell'annullare la componente traversa del campo elettrico sulla regione di materiale PEC (Perfect Electric Conductor). Mediante le regole del Mode Matching, è possibile calcolare la matrice di scattering generalizzata (GSM - Generalized Scattering Matrix) della prima interfaccia aria - apertura. La GSM dell'intera struttura si ottiene connettendo, secondo le classiche regole di connessione di matrici, la GSM della prima interfaccia e quella della seconda interfaccia (apertura aria) ottenuta dalla prima mediante un'operazione di trasposizione [1]. A tal punto le caratteristiche filtranti della struttura sono completamente definite dall'andamento dei parametri di scattering in funzione della frequenza. È importante sottolineare che l'analisi qui presentata, relativa alle FSS di tipo induttivo, è di tipo generale: infatti, l'analisi di strutture filtranti e dispositivi in guida d'onda rientra come caso particolare di tali configurazioni qualora si considerino le opportune connessioni in cascata di discontinuità tra spezzoni differenti di guida d'onda e con opportune sostituzione dell'espansione di Floquet con quella del tratto di guida relativo usato al suo posto.

Per quanto riguarda la procedura di sintesi, è importante osservare che la tecnica ibrida basata sulla formulazione FEM consente di considerare anche forme dei fori irregolari per ottenere strutture non convenzionali. A tal fine, si è scelto di condurre l'operazione di triangolazione su forme ottenute dalle curve NURBS (*Non Uniform Rational B-Spline*). In particolare, l'algoritmo genetico utilizzato per la sintesi individua la miglior posizione dei punti di controllo della curva e il peso ad essi associato; ogni peso indica quanto ogni punto di controllo attrae la curva (Fig. 2).

I concetti finora illustrati possono essere applicati allo studio di *array* di guide d'onda di grandi dimensioni [2]. Data la non periodicità della struttura non è possibile applicare il teorema di *Floquet*. Tuttavia, applicando il criterio della decomposizione spettrale, è possibile ricondurre il problema finito ad un suo equivalente infinito e applicare la metodologia di progettazione (MM - FEM) appena illustrata. In breve, la struttura finita (Fig. 3 (a)) viene sostituita da un problema equivalente che presenta dimensioni infinite nelle direzioni degli assi coordinati e che viene illuminata da un'eccitazione (*gate*) confinata all'area occupata dall'*array* reale (Fig. 3 (b)). Il *gate* spaziale viene rappresentato mediante uno spettro di onde piane ciascuna con la propria polarizzazione e con il proprio angolo di incidenza. Tale decomposizione in onde piane consente di ricondurre il problema dello studio dell'*array* finito ad una somma di problemi di tipo infinito più facilmente risolvibili.

# RISULTATI

In questa sezione vengono presentati i risultati ottenuti applicando la metodologia di analisi e progettazione descritta. Al fine di dimostrare l'efficienza del metodo ibrido MM – FEM combinato con il criterio di decomposizione spettrale (SD), è stato analizzato un *array* di guide d'onda rettangolari illuminato da un'onda piana incidente in direzione ortogonale alla struttura. La geometria è caratterizzata da valori di periodicità nelle due direzioni pari a  $T_x = 18.84$  mm,  $T_y = 8.7$  mm rispettivamente e da guide rettangolari di dimensione a = 17.142 mm e b = 7.62 mm (Fig. 4(a)). In Fig. 4(b) viene riportato il modulo del coefficiente di riflessione attivo valutato per gli elementi disposti lungo l'asse y della fila centrale dell'*array*. I risultati ottenuti coincidono con quelli presenti in letteratura [3]. Al fine di dimostrare la versatilità e l'efficienza numerica del metodo ibrido MM – FEM combinato con l'algoritmo genetico, è stata ottimizzata una FSS spessa di tipo induttivo risonante alla frequenza di 5 GHz. In tale procedura, l'algoritmo genetico genera fori di forma non convenzionale. In Fig. 5(a) e 5(b) vengono riportati la FSS con aperture ottimizzate dall'algoritmo genetico e i parametri di *scattering* che la caratterizzano. In tale configurazione i parametri ottimali individuati dall'algoritmo sono:  $T_x = T_y = 52.525$  mm, h = 3.0 mm e  $\alpha = 90^\circ$ .

#### **RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI**

- [1] A. Monorchio, P. Grassi, G. Manara, "A Hybrid Mode-Matching Finite-Elements Approach to the Analysis of Thick Dichroic Screens with Arbitrarily Shaped Apertures", *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 1, no. 5, 2002.
- [2] T. Koleck, H. Diez, J.C. Bolomey, R. Mittra, "A Technique For Analyzing Finite Ferquency Selective Surfaces", Antennas and Propagation Society International Symposium, 1997IEEE, Vol.4, p.:2372 – 2375, 13-18 July 1997.
- [3] A. Cucini, M. Albani, S. Maci, "Truncated Floquet Wave Full-Wave (T(FW)2) Analysis of Large Periodic Arrays of Rectangular Waveguides" *IEEE Transactions On Antennas And Propagation*, vol. 51, No. 6, p.1373:1385, June 2003.



**Figura** 1 – Geometria della superficie selettiva in frequenza e sistema di riferimento



**Figura** 2 – Curva NURBS definita da n+1 punti di controllo



**Figura 3** – Equivalenza tra *array* finito e problema infinito: a) geometria dell'*array* finito illuminato da un'onda piana; b) geometria dell'*array* infinito illuminato da un'eccitazione di tipo *gate* 



**Figura 4** – a) *Array* di 20×20 guide d'onda rettangolari ( $T_x = 18.84 \text{ mm}$ ,  $T_y = 8.7 \text{ mm}$ , a = 17.142 mm, b = 7.62 mm); b) ampiezza del coefficiente di riflessione attivo per incidenza normale valutato per gli elementi disposti lungo l'asse y della fila centrale dell'*array*.



**Figura 5** – a) FSS con aperture non convenzionali ottimizzate dall'algoritmo genetico; b) coefficienti di riflessione e trasmissione per i modi TE e TM ( $T_x = T_y = 52.525$  mm, h = 3.0 mm e  $\alpha = 90^\circ$ )

# ANALISI EFFICIENTE AGLI ELEMENTI FINITI PER PROBLEMI ELETTROMAGNETICI CON PICCOLE VARIAZIONI GEOMETRICHE

Giacomo Guarnieri, Giuseppe Pelosi, Lorenzo Rossi, Stefano Selleri

Dipartimento di Elettronica e Telecomunicazioni (DET), Università di Firenze via C. Lombroso 6/17 - 50134 - Firenze

#### Abstract

In this work an innovative method for fast analysis of geometrical variations of electromagnetic field problems is proposed. The method is based on a geometrical perturbative approach for the solution of a linear differential operator in presence of small domain modifications. This general theory has been embedded in a classical finite element framework to achieve a very fast technique for the field evaluation in synthesis or tolerance investigation of electromagnetic problems.

# I - INTRODUZIONE

In questo lavoro viene proposta una tecnica veloce ed innovativa per lo studio di problemi elettromagnetici in cui il dominio sia sottoposto a piccole variazioni geometriche. Il problema è di grande interesse pratico, oltre che teorico, poiché problemi di sintesi o d'analisi dell'effetto delle tolleranze di lavorazione richiedono numerose analisi su geometrie sostanzialmente simili e che presentano solo piccole perturbazioni, spesso localizzate in una piccola parte del dominio d'analisi [1-2].

La tecnica fa uso di un metodo d'analisi agli Elementi Finiti (FE - Finite Elements) e si basa sulla possibilità di ricondurre le variazioni geometriche del dominio ad una perturbazione dell'operatore debole, cui deve soddisfare il campo elettromagnetico.

La tecnica è, tuttavia, generale nella sua idea di base e può essere applicata a qualunque tecnica numerica che si basi sul metodo dei residui pesati quale ad esempio il Metodo dei Momenti (MoM – *Method of Moments*).

Nella sezione seguente verrà introdotta la tecnica che permette di ricavare dal problema iniziale quello perturbato, nella terza sezione viene poi fornito un esempio di implementazione della tecnica in un semplice caso di interesse pratico esponendone i risultati raffrontati con l'analisi FEM tradizionale e verranno esposte valutazioni di tipo computazionale sull'efficacia del metodo. La quarta sezione trarrà infine le conclusioni.

#### **II - FORMULAZIONE DEL METODO**

La soluzione di un generico problema elettromagnetico lineare, che possa essere affrontata tramite un metodo proiettivo, consiste in definitiva nel dover risolvere un operatore integrodifferenziale lineare in forma debole:

$$\int_{\Omega} w(x) \mathscr{L}(f(x)) dx = \int_{\Omega} w(x) g(x) dx$$
(1)

avendo scelto le funzioni di peso  $w \in H^2(\Omega)$ , ed un opportuno metodo di proiezione. Una piccola perturbazione dell'operatore in (1) può essere calcolata come perturbazione della soluzione rispetto a quella che si otterrebbe nel caso di operatore non perturbato. Nel caso di nostro interesse la perturbazione è di tipo geometrico, quindi non influenza direttamente l'operatore integro-diffrenziale, ma al contrario perturba l'operatore in forma debole tramite l'integrale. In questi termini è possibile determinare la soluzione della (1) dalla soluzione di un sistema di equazioni disaccoppiate come esposto in [3]:

$$\int_{\Omega} w(x) \mathscr{L}(f_0(x)) dx = \int_{\Omega} w(x) g(x) dx$$

$$\int_{\Omega} w(x) \mathscr{L}(\varphi(x)) dx = -\delta \int_{\Omega} w(x) \mathscr{L}(f_0(x)) dx$$
(2)

avendo posto che la soluzione del problema perturbato f sia approssimata da  $\tilde{f} = f_0 + \varphi$  con  $f_0$  soluzione del problema non perturbato e  $\varphi$  la relativa perturbazione. La formulazione data dalle (2) è esatta a meno di termini superiori al primo.

La soluzione di questo nuovo problema può essere affrontata tramite la tecnica generale dei residui pesati. In particolare nel seguito verrà adottato un approccio di soluzione tramite elementi finiti nella formulazione di Galerkin: dopo aver operato un'opportuna discretizzazione del dominio  $\Omega$  in N elementi, si definiscono le funzioni interpolanti e si approssimano, su ogni elemento  $\Delta e$ , le funzioni incognite come:

$$f^{(e)}(x) = \sum_{j=1}^{N_e} f_j^{(e)} \alpha_j^{(e)}(x) \quad e \quad \varphi^{(e)}(x) = \sum_{j=1}^{N_e} \varphi_j^{(e)} \alpha_j^{(e)}(x)$$
(3)

essendo  $N_e$  il numero di gradi di libertà del singolo elemento. In questo modo il sistema (2) viene ricondotto alla seguente forma di elemento:

$$\sum_{j=1}^{N_e} \left[ \int_{\Delta e} \alpha_i^{(e)} \mathscr{L}\left(\alpha_j^{(e)}\right) dx \right] f_j^{(e)} = \int_{\Delta e} \alpha_i^{(e)} g^{(e)} dx \tag{4}$$

$$\sum_{j=1}^{N_e} \left[ \int_{\Delta e} \alpha_i^{(e)} \mathscr{Z}\left(\alpha_j^{(e)}\right) dx \right] \varphi_j^{(e)} = -\sum_{k=1}^{N_e} \left[ \delta \int_{\Delta e} \alpha_k^{(e)} \mathscr{Z}(\alpha_j^{(e)}) dx \right] f_k^{(e)}$$
(5)

che, ricomposta su tutto il dominio e riscritta in forma matriciale, determina il seguente sistema algebrico disaccoppiato

$$[M_0]f = g; (6)$$

$$[M_0]\varphi = -[\delta M]f_0; \tag{7}$$

L'unico termine in (4) e (5) che non sia già noto nella teoria degli elementi finiti è  $\delta M_{kj}^{(e)} = \delta \int_{\Delta e} \alpha_k^{(e)} \mathscr{L}(\alpha_j^{(e)}) dx$ , che compare in (6), dopo l'assemblaggio, come  $[\delta M]$ . Per poter procedere è opportuno scegliere di considerare un caso pratico, ad esempio di voler analizzare un dispositivo multiporta in guida. Per semplicità, ma senza perdere in generalità, in questo lavoro si considera un dispositivo che possa essere studiato con un'implementazione FEM bidimensionale sul piano E o sul piano H. L'operatore integro-differenziale sarà quindi quello scalare di Helmholtz:  $\mathscr{L} = (\nabla^2 + k_0^2)$ , con, per incognita, la componente del campo elettrico o magnetico perpendicolare al piano di

analisi. È noto [4] come, in questo caso la (6) possa essere risolta sulla base della conoscenza delle classiche matrici [S] e [T] che derivano dalla discretizzazione dell'operatore  $\mathscr{L}$  più tre matrici ausiliarie che tengono conto dell'interazione con le porte.

Per quanto riguarda (7) il primo membro è ancora riconducibile alle suddette matrici, mentre al secondo membro la matrice perturbata può essere riscritta come somma di una perturbazione delle matrici [S] e [T] come:  $\delta M_{kj}^{(e)} = -\delta S_{kj}^{(e)} + k_0^2 \delta T_{kj}^{(e)}$  dove le matrici di elemento perturbate possono essere scritte, applicando le regole della perturbazione:

$$\delta T_{kj}^{(e)} = \frac{\delta A^{(e)}}{A^{(e)}} T_{kj}^{(e)}, \quad \delta S_{kj}^{(e)} = -\left(\frac{\delta A^{(e)}}{A^{(e)}}\right) S_{kj}^{(e)} - \frac{\delta \left(\left(y_k - y_i\right)\left(y_j - y_i\right) + \left(x_k - x_i\right)\left(x_j - x_i\right)\right)}{4A^{(e)}}$$
(8)

Dove  $A^{(e)}$  e  $\delta A^{(e)}$  sono rispettivamente l'area di elemento e la sua variazione dovuta alla perturbazione della geometria e  $\delta((y_k - y_i)(y_j - y_i) + (x_k - x_i)(x_j - x_i))$  è la perturbazione del corrispondente elemento della matrice  $S^{(e)}$ , essendo  $\{i, j, k\}$  una permutazione dell'insieme  $\{1, 2, 3\}$ 

#### **III - RISULTATI NUMERICI**

Riportiamo di seguito i risultati ottenuti su un semplice problema d'analisi rappresentato dallo studio delle variazioni dei parametri *S* di un tratto di guida con un post dielettrico centrale (figura 1) di cui viene variato il raggio.

La guida d'onda è una WR90 (larghezza a = 22.86mm), il post dielettrico, costituito da un materiale a  $\varepsilon_r = 9.6$  ha raggio nominale r = 5.7mm.

Le variazioni considerate per il raggio sono al massimo  $\delta r = 0.2mm$ , pari quindi al 3.5%.

La figura 2 riporta, a sinistra, i valori del coefficiente di riflessione nella banda [10.9,11.5] GHz per tre valori di variazione del raggio, pari a  $\delta r = 0.1mm$ ,  $\delta r = 0.15mm$  e  $\delta r = 0.2mm$ . Per



*Figura 1*: Geometria del tratto di guida con post dielettrico

apprezzare meglio l'accuratezza dei risultati, la stessa figura 2 riporta, a destra, gli errori assoluti tra l'applicazione dell'analisi FEM diretta e l'analisi ottenuta con la tecnica FEM perturbativa qui proposta.

Da un punto di vista computazionale la tecnica risulta particolarmente efficiente nel caso in cui si debba ripetere la perturbazione più volte, ad esempio durante una procedura di ottimizzazione oppure per la valutazione della sensibilità parametrica di un progetto alle tolleranze di fabbricazione. Nella tabella I sono riportati i rapporti dei tempi di calcolo del metodo FEM diretto  $(T_d)$  e del metodo FEM-perturbativo proposto  $(T_p)$  applicati allo stesso problema consistente di un certo numero  $N_p$  di perturbazioni successive variando il numero elementi necessari alla discretizzazione del problema.

Al cresecere del rapporto tra i gradi di libertà totali e quelli nella zona perturbata, la tecnica risulta sempre più vantaggiosa, tale vantaggio viene anche mantenuto al crescere delle perturbazioni necessarie al tipo di analisi intrapresa.



**Figura 2:** A sinistra, parametro  $S_{11}$  calcolato tramite la tecnica proposta (linee) confrontato con la soluzione completa del problema (simboli); a destra, errore assoluto sul parametro  $S_{11}$  tra la tecnica diretta e la perturbativa

rubenu r connente un rempi di culcelle del due metodi								
Numero di	Numero di	Numero di	т /т					
Elementi totali	Elementi perturbati	perturbazioni N <sub>p</sub>	I d/ I p					
		3	1.793					
2833	1463	10	3.977					
		50	7.712					
		3	3.640					
5744	1647	10	5.356					
		50	9.715					

**Tabella I** – confronto tra i tempi di calcolo dei due metodi

# **IV - CONCLUSIONI**

La tecnica proposta, nei suoi limiti di applicabilità, risulta vantaggiosa rispetto ad una analisi diretta la dove si voglia ottimizzare o analizzare un problema con piccole variazioni. Il guadagno in termini di tempi di calcolo rilevato è ulteriormente migliorabile in quanto, in questa fase preliminare, non è stata applicata alcuna ottimizzazione alla soluzione dei sistemi lineari.

# BIBLIOGRAFIA

- [1] J.P. Webb, "Estimating and correcting errors in scattering parameters of multiport waveguide structures computed by the finite element method," *IEE Proc. Micron. Antennas Propag*, Vol. 152(6), Dec. 2005, pp. 413-417.
- [2] D. Nair, J.P. Webb, "Estimating errors in design sensitivities," *IEEE Trans. Magnetics*, 42(4), Apr. 2006, pp. 559-562.
- [3] R. Harrington, *Field computation by moment methods*, McMillan, New York (NY), 1968.
- [4] G.Pelosi, R. Coccioli, S.Selleri, *Quick Finite Elements for Electromagnetic Waves*, Artech House, London, 1998.

# ANALISI DELLE PRESTAZIONI DEL METODO DEGLI ELEMENT FINITI IN PRESENZA DI METAMATERIALI

S. Caorsi<sup>1</sup>, G. Cevini<sup>1</sup>, G. Oliveri<sup>2</sup>, M. Raffetto<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Dipartimento di Elettronica, Università di Pavia, Via Ferrata 1, 27100 Pavia, {salvatore.caorsi, gaia.cevini}@unipv.it

<sup>2</sup>Dipartimento di Ingegneria Biofisica ed Elettronica, Università di Genova Via Opera Pia 11A, 16145 Genova, {oliveri, raffetto}@dibe.unige.it

# Abstract

In this contribution we investigate the behaviour of finite element (FE) method based simulators when dealing with 3D scattering problems involving metamaterials. In particular it is shown that the performances of FE simulators when they are used to solve electromagnetic problems involving metamaterials are heavily influenced in terms of precision and speed of convergence of the iterative solvers.

# INTRODUZIONE

Nonostante lo studio dei metamateriali abbia una storia molto recente, l'interesse manifestato dalla comunità scientifica nei confronti di tale argomento è testimoniato dalle numerose pubblicazioni e conferenze ad esso dedicate [1, 2].

In questo periodo di rapida espansione delle attività dedicate a quest'argomento, la disponibilità di simulatori numerici in grado di modellizzare in modo affidabile dispositivi contenenti metamateriali rappresenta un obiettivo fondamentale [3-5], anche a livello commerciale [6].

Sebbene molti metodi numerici siano stati utilizzati per problemi che coinvolgono metamateriali (FDTD, FEM, MoM) [1, 2], spesso mancano i risultati necessari [7] sulla convergenza dell'approssimazione ottenuta. Ciò è vero in particolare quando si desidera modellare numericamente un metamateriale tramite i suoi parametri efficaci.

Per quanto riguarda il metodo degli elementi finiti (FEM) [8], i risultati ottenuti recentemente sulla convergenza dell'approssimazione permettono di considerare molti casi di interesse [9, 10].

Tuttavia tali risultati non rappresentano gli unici aspetti di interesse nella valutazione delle prestazioni di un simulatore numerico. Da un punto di vista pratico, la disponibilità di stime sull'errore dell'approssimazione può essere anche di maggior interesse al fine di poter ragionevolmente stabilire il numero di incognite necessario per ottenere una simulazione affidabile del componente di interesse [7, 8]. Se tali stime sono note in maniera più o meno approssimata per materiali standard [8], sono invece disponibili pochissime informazioni nel caso siano considerati metamateriali.

I risultati mostrati in [11, 12] rappresentano i primi passi in questa direzione. Per la loro importanza pratica, in [11, 12] sono stati considerati solo simulatori FEM tridimensionali. I risultati dedotti suggeriscono che potrebbe essere utile, in presenza di metamateriali "double-negative" (DNG), far uso di discretizzazioni più raffinate rispetto ai casi in cui sono presenti solo materiali tradizionali. Inoltre tali risultati evidenziano anche un impressionante deterioramento della velocità di convergenza del metodo del gradiente biconiugato nella soluzione di problemi che coinvolgono metamateriali: ciò

peggiora notevolmente le prestazioni dei simulatori basati sul FEM che sfruttano tale "solver" algebrico. Infine, è stato mostrato che la presenza di perdite permette un miglioramento della precisione del FEM e delle prestazioni del "solver" algebrico. In questo contributo, per le ragioni evidenziate in precedenza, consideriamo lo stesso simulatore tridimensionale basato su "edge elements" del primo ordine. Il problema considerato in [11, 12] è qui sostituito da un problema canonico tridimensionale di diffusione da sfera, per il quale è disponibile la soluzione analitica [13] necessaria per valutare la precisione della soluzione. Il risultato della nostra analisi è che l'effetto della presenza dei metamateriali già evidenziato per problemi monodimensionali e bidimensionali [11, 12] è anche maggiore nel caso di problemi intrinsecamente tridimensionali.

#### FORMULAZIONE DEL PROBLEMA

Per valutare le prestazioni di un simulatore basato sul metodo degli elementi finiti in presenza di metamateriali, ci concentriamo su un problema canonico di diffusione da sfera dielettrica omogenea.



Figura 1: Problema di diffusione da sfera dielettrica omogenea considerato.

Si consideri una sfera omogenea illuminata da un'onda piana incidente monocromatica descritta da  $\mathbf{E}_{inc} = \mathbf{x}e^{-jk_l z}$ , con  $k_1 = \omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$  (il pedice 1 si riferisce alla regione esterna alla sfera, il pedice 2 a quella interna) (si veda la Figura 1). Il problema è risolto mediante l'uso di un simulatore elettromagnetico agli elementi finiti [8]. Il dominio di indagine  $\Omega$  è rappresentato nel nostro caso da un cubo; nelle simulazioni effettuate si sono considerate condizioni al contorno di impedenza esatte su  $\partial \Omega$  (sfruttando la conoscenza della soluzione analitica).

Il simulatore numerico è implementato in modo classico ed è basato sul metodo di Galerkin [9, 14]. Al fine di effettuare un analisi corretta delle prestazioni di tale simulatore, si sono considerati solamente casi che comprendono materiali DNG con parte immaginaria della permettività dielettrica o permeabilità magnetica inferiori a -0.01, in modo da poter sfruttare i risultati presentati in [9, 10] sulla convergenza del metodo degli elementi finiti.

In tutti i casi simulati, la frequenza dell'onda incidente vale 300 MHz e il raggio della sfera dielettrica vale 0.2 m. Il dominio cubico  $\Omega$  che contiene la sfera ha lato pari a 0.5 m ed è diviso in  $(n-1)\times(n-1)\times(n-1)$  cubi, ognuno suddiviso a sua volta in 6

tetraedri. Nelle simulazioni effettuate, n è stato scelto pari a 11, 31, 51 o 71. Dal momento che non è di interesse in questa fase la massimizzione dell'efficienza del simulatore, non sono state prese in considerazione discretizzazioni non uniformi.

I campi sono stati calcolati lungo tre linee di 201 punti (uniformemente spaziati) parallele agli assi coordinati e passanti per il centro della sfera. Nella sezione seguente sono mostrati alcuni dei risultati ottenuti al variare delle parti reali ed immaginarie della permettività e permeabilità dielettrica della sfera e del mezzo circostante.

# **RISULTATI NUMERICI**

Al fine di valutare eventuali anomalie nel comportamento del FEM in presenza di metamateriali, siamo interessati a considerare i casi che evidenziano prestazioni impreviste. Dalle considerazioni ottenute in precedenza [11, 12], si evince che i casi di maggior interesse sui quali ci concentreremo si verificano in presenza di "scatteratori" DNG deboli.

I risultati ottenuti (non interamente riportati in questo lavoro per ragioni di spazio) confermano il peggioramento delle prestazioni dal punto di vista della precisione del FEM, e mostrano inoltre come, in particolare, la precisione del metodo è influenzata in misura maggiore che nei casi precedentemente considerati dalla presenza di metamateriali. A titolo di esempio, si riportano in Figura 2 i dati del modulo della componente x del campo elettrico lungo una linea parallela all'asse y passante per il centro della sfera per diverse caratteristiche dei mezzi considerati e diverse discretizzazioni. Si nota come l'errore nel caso di mezzi DNG sia significativo anche per discretizzazioni molto raffinate e perdite elevate rispetto a quando si considerano solo mezzi DPS.



Figura 2: Modulo della componente x del campo elettrico lungo una linea parallela all'asse y passante per il centro della sfera per caratteristiche dielettriche pari a  $\operatorname{Re}(\varepsilon_{r2}) = \operatorname{Re}(\mu_{r2}) = 3$ ,  $\operatorname{Im}(\varepsilon_{r1}) = \operatorname{Im}(\mu_{r2}) = 0$  (sinistra) e  $\operatorname{Re}(\varepsilon_{r2}) = \operatorname{Re}(\mu_{r2}) = -1.0$ ,  $\operatorname{Im}(\varepsilon_{r1}) = \operatorname{Im}(\mu_{r2}) = 0.3$  (destra).

Analoghe conclusioni si possono trarre analizzando i risultati ottenuti dal punto di vista della velocità di convergenza del metodo del gradiente biconiugato. I risultati ottenuti, non riportati per brevità, confermano infatti che il peggioramento delle prestazioni è superiore a quanto osservato in [11, 12].

# CONCLUSIONI

Nel presente contributo si è considerato un problema di diffusione tridimensionale da sfera dielettrica omogenea composta da metamateriali o materiali tradizionali. Tale problema è stato risolto mediante il metodo degli elementi finiti e la soluzione è stata confrontata con quella ottenuta mediante un classico approccio analitico. Sono state valutate sia la precisione della soluzione ottenuta sia la velocità di convergenza del "solver" iterativo considerato. I risultati ottenuti confermano che il deterioramento della precisione del metodo degli elementi finiti precedentemente osservato in problemi di diffusione monodimensionale e bidimensionale che comprendessero metamateriali risulta maggiore in problemi tridimensionali. Inoltre si è potuto osservare che le prestazioni del metodo del gradiente biconiugato sono notevolmente degradate nei problemi che coinvolgono metamateriali e ciò si verifica in misura maggiore di quanto non accada nella soluzione di problemi monodimensionali e bidimensionali e bidimensionali.

# BIBLIOGRAFIA

[1] "Special Issue on Metamaterials," IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 51, pp. 2546–2750, October 2003.

[2] "Special Issue on Metamaterials," IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 53, pp. 1413–1556, April 2005.

[3] C. D. Moss, T. M. Grzegorczyk, Y. Zhang, and J. A. Kong, "Numerical studies of left handed metamaterials," Progress in Electromagnetic research, vol. 35, pp. 315–334, 2002.

[4] M. K. Karkkainen, "Numerical study of wave propagation in uniaxially anisotropic lorentzian backward-wave slabs," Physical Review E, vol. 68, no. 2, pp. 026602–(1–6), 2003.

[5] R. C. Ziolkowski and E. Heyman, "Wave propagation in media having negative permittivity and permeability," Physical review E, vol. 64, October 2001. 056625.

[6] Faustus Scientific Corporation, "MEFiSToTM 2-Dimensional and 3-Dimensional Simulator." http://www.faustcorp.com.

[7] P. G. Ciarlet, *The finite element method for elliptic problems*. Amsterdam: North-Holland, 1978.

[8] J. Jin, The finite element method in electromagnetics. New York: John Wiley & Sons, 1993.

[9] P. Fernandes and M. Raffetto, "Existence, uniqueness and finite element approximation of the solution of time-harmonic electromagnetic boundary value problems involving metamaterials," COMPEL, vol. 24, no. 4, pp. 1450–1469, 2005.

[10] M. Raffetto, "Problemi elettromagnetici forzati in regime sinusoidale: considerazioni sulla convergenza dell'approssimazione ottenuta mediante il metodo degli elementi finiti," in Atti della XV RiNEm, (Cagliari, Italy), pp. 541–544, 13-16 September 2004.

[11] G. Cevini and M. Raffetto, "Performances evaluation of 3D FEM-based simulators in modelling scattering problems with metamaterials," in Proceedings of the 35th European Microwave Conference, (Paris, France), pp. 857–860, 4-6 October 2005.

[12] "Further comments on the performances of finite element simulators for the solution of electromagnetic problems involving metamaterials", by G. Cevini, G. Oliveri and M. Raffetto. Accepted for Publication in Microwave and Optical Technology Letters.

[13] J. A. Stratton, *Electromagnetic theory*. New York: McGraw-Hill, 1941.

[14] P. Monk, *Finite element methods for Maxwell's equations*. Oxford: Oxford Science Publications, 2003.

# APPLICAZIONE DEL METODO AGLI ELEMENTI FINITI PER LA RIDUZIONE DELLA DIAFONIA TRA LINEE A MICROSTRISCIA ACCOPPIATE

A. Toscano, S. Lauro, F. Bilotti, L. Vegni

Dipartimento di Elettronica Applicata, Università degli Studi "Roma Tre" Via della Vasca Navale 84, 00146 Roma toscano@ieee.org

#### Abstract

The crosstalk properties of microstrip lines loaded by non conventional materials such as chiral and bianisotropic media, metamaterials, etc. are investigated in this paper. The theoretical approach used is based on the variational formulation applied to a region filled by an arbitrary number of layers and in presence of an arbitrary number of metallizations (i.e. lines and ground planes of finite dimensions). In order to numerically solve the stationary equation for the electromagnetic field, a proper extension of the Finite Element Method (FEM) in conjunction with the Boundary Element Method (BEM) is applied. Some numerical results showing the effects of different complex media on the crosstalk between two coupled microstrip lines are, finally, presented.

# **INTRODUZIONE**

Grazie alla disponibilità di strumenti di calcolo sempre più potenti, è divenuto possibile risolvere con tecniche numeriche problemi elettromagnetici di notevole complessità. Tra i vari metodi di analisi il metodo degli elementi finiti si presenta come uno strumento di grande versatilità e capacità [1, 2]. Tale metodo viene utilizzato nel presente lavoro per risolvere problemi elettromagnetici come quelli schematizzati genericamente in Figura 1. Si associa a tale struttura un funzionale proprio di una formulazione variazionale vettoriale per un problema elettromagnetico non autoaggiunto, in presenza di condizioni al contorno il più possibile generali ed in presenza di un substrato complesso (ad es. un mezzo bianisotropo o metamateriale). Tale formulazione variazionale viene qui applicata per lo studio della diafonia tra due linee a microstriscia caricate su substrati non convenzionali.

# FORMULAZIONE DEL PROBLEMA ELETTROMAGNETICO

Si consideri la struttura tridimensionale rappresentata in Figura 1. Il materiale dielettrico si assume lineare e genericamente descritto in regime armonico dalle seguenti relazioni costitutive di un mezzo bianisotropo, non omogeneo e con perdite:

# $D = \underline{\epsilon} \bullet E + \xi \bullet H , \ B = \zeta \bullet E + \mu \bullet H$

Il problema è definito dalle equazioni di Maxwell e dalle seguenti condizioni al contorno:

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H} = \mathbf{0} & \text{sulle pareti magnetiche perfette} \\ \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H} = -\frac{1}{\eta} [\hat{\mathbf{n}} \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E})] & \text{sulle metalizzazioni non ideali} \\ \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H} |_{S_{est}} = 2k_0^2 \iint_{S_{est}} \hat{\mathbf{n}} \times (\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}) \cdot \underline{\mathbf{G}}_0(r, r') dS \\ \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E} = \mathbf{0} & \text{sul piano di massa} \\ \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H} = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H} |_{S_{est}} & \text{sulla superficie di interfaccia con il semispazio superiore} \end{cases}$$

L'ultima espressione lega il campo magnetico esterno alla struttura con il campo elettrico all'interno della struttura;  $k_0$  è il numero d'onda dello spazio libero,  $Z_0$  è l'impedenza caratteristica dello spazio libero, <u>**G**</u><sub>0</sub>(**r**, **r**') è la funzione diadica di

Green per lo spazio libero ed  $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$  è l'impedenza d'onda del mezzo.

Le condizioni al contorno per le componenti tangenziali di **H** possono riscritte in una forma più generale come

 $\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H} = \underline{\mathcal{B}}_i \cdot \mathbf{E} + \mathcal{C}_i$  sulla generica superficie  $S_i$ 

dove:

- $\underline{\mathcal{B}}$  rappresenta un operatore integro-differenziale e
- C rappresenta una densità di corrente elettrica superficiale equivalente.

Il problema elettromagnetico definito dalle equazioni di Maxwell e dalle condizioni al contorno, può essere riformulato in modo equivalente come:

$$\begin{cases} \delta F(\mathbf{E}, \mathbf{E}^{a}) = 0\\ \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E} = 0 \end{cases}$$

dove  $\mathbf{E}^{a}$  indica il campo aggiunto e il funzionale  $F(\mathbf{E}, \mathbf{E}^{a})$  è definito come:

$$\begin{split} F(\mathbf{E}, \mathbf{E}^{a}) &= \frac{1}{2} \{ \int_{V} [\nabla \times \mathbf{E} + j\omega \cdot \underline{\zeta} \cdot \mathbf{E}] \cdot (\underline{\mu}^{-1})^{\tau} \cdot [\nabla \times (\mathbf{E}^{a})^{*} - j\omega \underline{\xi}^{\tau} \cdot (\mathbf{E}^{a})^{*}] dV - \\ &- \omega^{2} \int_{V} \underline{\varepsilon} \times \mathbf{E} \times (\mathbf{E}^{a})^{*} dV - j\omega \int_{V} \mathbf{E} \cdot (\mathbf{J}^{a})^{*} dV + j\omega \int_{V} \mathbf{J} \cdot (\mathbf{E}^{a})^{*} dV + \\ &- j\omega \sum_{i=1}^{n} \int_{S_{i}} (\mathbf{E}^{a})^{*} \cdot (\underline{\mathcal{B}}_{i} \cdot \mathbf{E}) dS - j\omega \sum_{i=1}^{n} \int_{S_{i}} (\mathbf{E}^{a})^{*} \cdot \mathcal{C}_{i} dS + \\ &+ j\omega \sum_{i=1}^{n} \int_{S_{i}} \mathbf{E} \cdot (\mathcal{C}_{i}^{a})^{*} dS \} \end{split}$$

Dove V è il volume della regione di interesse e \* e  $\tau$  definiscono, rispettivamente, le operazioni di complesso coniugato e trasposizione.

Il volume viene suddiviso in M elementi ed in ogni elemento il campo elettrico  $\mathbf{E}$  e quello aggiunto  $\mathbf{E}^{a}$  sono esprimibili mediante le:

$$\begin{cases} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \simeq \sum_{i=1}^{N_{S}} \psi_{i} \mathbf{W}_{i}(\mathbf{r}) = \mathbf{\Psi}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{\psi} \\ \mathbf{E}^{a}(\mathbf{r}) \simeq \sum_{i=1}^{N_{S}} \psi_{i}^{a} \mathbf{W}_{i}(\mathbf{r}) = \mathbf{\Psi}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{\psi}^{a} \end{cases}$$

 $\mathbf{W}_{i}(\mathbf{r})$  è una opportuna funzione di interpolazione (una possibile scelta si trova in [1]), N<sub>S</sub> rappresenta il numero di punti di discretizzazione (nodi) sul generico elemento,  $\psi_{i}$  rappresenta il valore del campo ai nodi sul singolo elemento.

Considerando tutti gli M elementi all'interno della cavità il funzionale si può porre nella forma:

$$\mathbf{F}(\mathbf{E},\mathbf{E}^{a}) = \sum_{e=1}^{M} \mathbf{F}^{e}(\mathbf{E},\mathbf{E}^{a}) = \mathbf{v} \cdot \underline{\mathbf{A}} \cdot (\mathbf{v}^{a})^{*} + \mathbf{B} \cdot (\mathbf{v}^{a})^{*} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{C}$$

essendo:

• 
$$\mathbf{F}^{\mathbf{e}}(\mathbf{E}, \mathbf{E}^{\mathbf{a}}) = \mathbf{\Psi} \cdot \underline{\mathbf{A}}^{\mathbf{e}} \cdot (\mathbf{\Psi}^{\mathbf{a}})^{*} + \mathbf{B}^{\mathbf{e}} \cdot (\mathbf{\Psi}^{\mathbf{a}})^{*} + \mathbf{\Psi} \cdot \mathbf{C}^{\mathbf{e}}$$
  
 $\underline{\mathbf{A}}^{\mathbf{e}} = \int_{V} \{ [(\nabla \times \underline{\mathbf{W}})^{\tau} + j\omega(\underline{\zeta} \cdot \underline{\mathbf{W}})^{\tau}] \cdot (\underline{\mathbf{\mu}}^{-1})^{\tau} \cdot [\nabla \times (\underline{\mathbf{W}})^{*} - j\omega \underline{\xi}^{\tau} \cdot (\underline{\mathbf{W}})^{*}] dV$   
•  $-\omega^{2} \int_{V} [\underline{\mathbf{\epsilon}} \cdot \underline{\mathbf{W}}]^{\tau} \cdot (\underline{\mathbf{W}})^{*} \} dV - j\omega \sum_{i=1}^{n} \int_{S_{i}} [\underline{\mathbf{W}}^{*}]^{\tau} \cdot (\underline{\mathbf{\mathcal{B}}}_{i} \cdot \underline{\mathbf{W}}) dS$   
•  $\mathbf{B}^{\mathbf{e}} = j\omega \int_{V} \mathbf{J} \cdot \underline{\mathbf{W}}^{*} dV - j\omega \sum_{i=1}^{n} \int_{S_{i}} C_{i} \cdot \underline{\mathbf{W}}^{*} dS$   
•  $\mathbf{C}^{\mathbf{e}} = -j\omega \int_{V} (\mathbf{J}^{\mathbf{a}})^{*} \cdot \underline{\mathbf{W}} dV + j\omega \sum_{i=1}^{n} \int_{S_{i}} (C_{i}^{\mathbf{a}})^{*} \cdot \underline{\mathbf{W}} dS$ 

• v è il vettore [N x 1] costituito dai valori del campo elettrico E ai nodi.

I valori del campo elettrico ai nodi  $\mathbf{v}_i$  si ottengono risolvendo il sistema [N x N] di equazioni lineari:  $\mathbf{v} \cdot \underline{\mathbf{A}} = -\mathbf{B}$ , ottenuto imponendo la stazionarietà del funzionale.

#### **RISULTATI NUMERICI**

Come applicazione del metodo variazionale unitamente alla tecnica numerica ibrida FEM-BI (Finite Element Method – Boundary Integral) si è prodotto un codice numerico denominato FEM<sup>3</sup> con interfaccia visuale che permette di definire in modo molto semplice ed intuitivo strutture planari a microstriscia caricate con dielettrici bianisotropi con perdite, in presenza di piani di massa di dimensione finita e di metallizzazioni di forma arbitraria e non necessariamente perfettamente conduttrici. Il codice numerico è stato utilizzato per valutare le capacità di mutuo accoppiamento tra due linee a microstriscia caricate su substrati non convenzionali. A partire da questi valori e facendo uso della trasformata di Fourier discreta abbiamo, quindi, determinato l'andamento nel tempo della diafonia in prossimità delle quattro terminazioni. Dall'esame della Figura 2, appare evidente che l'uso di materiali bianisotropi può portare ad una riduzione significativa della diafonia in un sistema costituito da due linee a microstriscia accoppiate.

#### REFERENZE

- 1. J. L. Volakis, T. Ozdemir, and J. Gong, "Hybrid Finite Element Methodologies for Antennas and Scattering," IEEE Trans. Antennas Propagat., 45, pp.493-507, Novembre 1997.
- F. Bilotti, A. Toscano, and L. Vegni, "Analysis of Cavity-Backed Antennas with Chiral Substrates and Superstrate Using the Finite Element Method," Electromagnetics, "Special Issue on Finite Element Methods for Microwave Engineering," Vol. 24, No. 1–2, Marzo 2004, pp. 3-12.



Piano di massa

Figura 1: Geometria del problema.



Figura 2: Andamento nel tempo della diafonia in prossimità delle quattro terminazioni del sistema costituito da due linee a microstriscia accoppiate, a) mezzo isotropo ( $\varepsilon_r = 4.4$ ,  $\mu_r = 1$ ),

b) mezzo bianisotropo ( $\epsilon_r=2, \mu_r=1, \xi_{xy}=\xi_{yx}=\zeta_{xy}=\zeta_{yx}=j5\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$  ).

## FIBRE A CRISTALLO FOTONICO SOLID-CORE E AIR-GUIDING: ANALISI E PROGETTO TRAMITE IL METODO DEGLI ELEMENTI FINITI

L. Rosa<sup>1</sup>, M. Foroni<sup>1</sup>, F. Poli<sup>1</sup>, A. Cucinotta<sup>1</sup>, S. Selleri<sup>1</sup> M. Maini<sup>2</sup>, L. Vincetti<sup>2</sup>, G. Borsari<sup>2</sup>, M. Zoboli<sup>2</sup>

 <sup>1</sup> Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Parma, Viale G. P. Usberti 181/A, 43100 Parma *stefano.selleri@unipr.it* <sup>2</sup> Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Modena e Reggio Emilia, Via Vignolese 905, 41100 Modena *maurizio.zoboli@unimo.it*

#### Abstract

The finite element method has proved to be a powerful and reliable tool for the analysis and the design of photonic crystal fibers, new and exciting waveguides which can be exploited to enhance proper characteristics of the light for a huge range of applications, for example in telecommunications, sensing or biophotonics, unthinkable with standard optical fibers.

#### INTRODUZIONE

Le fibre a cristallo fotonico (Photonic Crystal Fibers – PCF), o fibre microstrutturate, sono una delle principali novità degli ultimi anni nel campo dell'ottica e della fotonica. Diversamente dalle fibre ottiche standard costituite da un nucleo e un rivestimento in silice caratterizzati da un basso salto dell'indice di rifrazione, le PCF sono ottenute realizzando nella silice un reticolo, non necessariamente periodico, di fori d'aria lungo tutta la loro lunghezza. Queste strutture permettono di confinare la luce per riflessione totale modificata o grazie all'introduzione di un band-gap fotonico che caratterizza il reticolo periodico di fori d'aria sulla sezione trasvera della fibra. La grande flessibilità nella disposizione, dimensione e forma dei fori d'aria, e anche nella scelta dei materiali che si possono diversificare rispetto alla silice pura, fornisce innumerevoli gradi di libertà, inimmaginabili con le fibre standard, per progettare opportunamente il salto d'indice, l'apertura numerica, la distribuzione spaziale della luce. Alte non linearità, dispersione controllabile a piacere, monomodalità su amplissimi intervalli frequenziali, propagazione guidata in aria o nei gas sono solo alcuni esempi che dimostrano il forte interesse che queste nuove fibre hanno suscitato, e tuttora suscitano, per esempio nel campo delle telecomunicazioni, della sensoristica o della biofotonica.

Il metodo degli elementi finiti (Finite Element Method – FEM) si è dimostrato da subito uno strumento particolarmente adatto allo studio delle PCF e alla progettazione di loro specifiche funzionalità. Infatti, la complicata geometria dei fori, l'assenza di particolari simmetrie e la complessa distribuzione dell'indice di rifrazione non pongono alcun limite alla sua applicazione, come invece può accadere per altri metodi di analisi numerica. In questo lavoro viene presentata una rassegna sull'utilizzo del FEM per lo studio di due categorie di PCF di notevole interesse applicativo, le fibre dette *solid-core*, che guidano la luce per riflessione totale modificata, e le *air-guiding*, che grazie al band-gap fotonico possono confinare la luce in core d'aria. A titolo di esempio, i due tipi di fibra sono illustrati in Fig. 1(a) e 1(b), assieme al modulo del campo magnetico a  $\lambda=1550nm$ . Si osservi come, nel secondo caso, il modo sia ben confinato all'interno del
nucleo in aria. In particolare, per quanto riguarda le prime fibre, verranno presentati alcuni risultati ove il FEM è utilizzato per progettare PCF con particolari proprietà di dispersione [1], [2]. Per quanto riguarda le seconde si presenteranno alcuni risultati relativi alle caratteristiche non lineari e alle perdite di confinamento [3], [4].



**Figura 1.** Struttura di una fibra a cristallo fotonico e distribuzione spaziale del modo fondamentale (a) con nucleo solido (*solid-core*) in un reticolo triangolare, (b) con nucleo in aria (*air-guiding*) in un reticolo a nido d'ape modificato con i seguenti parametri geometrici:  $d/\Lambda = 0.6$ ,  $d_c/\Lambda = 1.32$  e  $\Lambda = 1620$ nm.

## FORMULAZIONE

Tramite l'analisi modale è possibile ottenere la distribuzione spaziale delle componenti di campo e il valore della costante di propagazione dei vari modi che si propagano nella fibra in esame. Elaborando queste prime informazioni, si possono poi calcolare alcuni parametri di maggiore interesse ingegneristico, come la dispersione, la birifrangenza, l'area efficace, il coefficiente non lineare e quello Raman, e conseguentemente progettare alcuni utilizzi applicativi delle PCF considerate. La formulazione utilizzata allo scopo si basa sull'equazione vettoriale del rotore-rotore nel campo magnetico  $\overline{H}$ :

$$\overline{\nabla} \times (\overline{\varepsilon}_r^{-1} \,\overline{\nabla} \times \overline{H}) - k_o^2 \,\overline{\mu_r} \overline{H} = 0,$$

essendo  $\overline{\overline{\varepsilon}}_r$ ,  $\overline{\mu}_r$  e  $k_o$  rispettivamente il tensore di permittività dielettrica relativa, quello di permeabilità magnetica relativa e il vettore d'onda nel vuoto. Tramite la procedura standard del FEM, l'equazione viene trasformata in un sistema algebrico agli autovalori:  $[A]{\overline{H}} - \gamma^2 [B]{\overline{H}} = 0$ 

dove  $\{\overline{H}\}$  e  $\gamma$  sono il vettore campo magnetico e la costante di propagazione complessi incogniti. [A] e [B] sono matrici sparse note, espresse in funzione delle funzioni di forma utilizzate. In particolare si sono scelti elementi triangolari di tipo *edge elements* di ordine superiore che assicurano l'essenza di modi spuri. Il sistema algebrico è risolto tramite un solutore basato sul metodo di Arnoldi. Le condizioni al contorno implementate sul bordo esterno della finestra di calcolo sono note come Perfectly Matched Layer (PML). Condizioni al contorno di conduttore elettrico o magnetico perfetto possono essere utilizzate per sfruttare le simmetrie delle strutture e ridurre così le dimensioni delle matrici e i tempi di calcolo.

## FIBRE A CRISTALLO FOTONICO SOLID-CORE

Nelle PCF solid-core l'indice di rifrazione del core  $n_{co}$  risulta maggiore dell'indice medio del cladding pari ad una media pesata in funzione della distribuzione del campo tra l'indice della silice e quello dell'aria. Per i modi guidati la condizione di guidaggio risulta  $n_{co} > n_{eff} = \beta / k_0 > n_{FSM}$  dove  $\beta$  è la costante di fase del modo guidato e  $n_{FSM}$  è l'indice medio del cladding fortemente dipendente dalla lunghezza d'onda  $\lambda$  e dalla struttura. Quest'ultima proprietà permette di progettare le caratteristiche del cladding e quindi la dipendenza di  $n_{FSM}$  da  $\lambda$  al fine di ottenere particolari proprietà di dispersione.



**Figura 2:** Variazione dei parametri geometrici di PCF triangolari per ottenere (a) dispersione negativa elevata e (b) dispersione piatta in banda C.

In Fig. 2(a) sono riportati alcuni risultati che mostrano come sia possibile progettare il cladding microstrutturato della fibra per ottenere dispersioni negative molto elevate atte alla compensazione di tratte molto lunghe. In Fig. 2(b), invece, si illustra la possibilità di ottenere dispersione piatta in terza finestra, in particolare in banda C, agendo sui diametri dei fori d'aria dei primi tre giri attorno al nucleo.

Inoltre, la possibilità di agire sulla distribuzione spaziale del campo consente di ottimizzare l'overlap con possibili droganti e di raggiungere alti valori di intensità, e quindi di non linearità, utili in numerose applicazioni quali gli amplificatori [5], [6], [7].

# FIBRE A BAND-GAP FOTONICO AIR-GUIDING

Nelle fibre a nucleo cavo la propagazione in aria è possibile quando il cristallo fotonico che costituisce il cladding ha un band-gap che è attraversato dalla linea d'aria, con indice unitario, e nel contempo l'indice efficace  $n_{eff}$  del modo sostenuto nel difetto centrale è minore di tale valore, ovvero  $n_{eff} = \beta/k_0 < 1$ , come illustrato in Fig. 3(a).



**Figura 3:** (a) Curva di dispersione, (b) perdite di confinamento e (c) andamento spettrale del coefficiente non lineare del modo fondamentale per la fibra di Fig. 1(b).

Anche in questo caso tuttavia il numero finito di fori d'aria nel cladding rende i modi intrinsecamente di tipo leaky. La Fig. 3(b) riporta allora le curve delle perdite di confinamento, il cui tipico andamento ad U all'interno del band-gap permette di confermare come le perdite di leakage possano essere trascurabili solo restando al centro del band-gap e, naturalmente, considerando un sufficiente numero di giri di fori

d'aria sulla sezione trasversa. Poiché, come mostrato in Fig. 1(b), il campo è principalmente confinato in aria, queste fibre presentano un parametro di non linearità  $\gamma$  estremamente basso. Inoltre il coefficiente di non linearità  $n_2$  è diverso nell'aria e nella silice e quindi è necessario ridefinire  $\gamma$  come segue:

$$\gamma = \gamma_{aria} + \gamma_{Silice} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_{2_{aria}}}{A_{eff_{aria}}} + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n_{2_{Silice}}}{A_{eff_{Silice}}} \operatorname{con} \qquad A_{eff_i} = \frac{\left(\int\limits_{A_i} \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \hat{z} \, dS\right)^2}{n_{0_i}^2 \varepsilon_0^2 c^2 \int_{\infty} \left|\vec{E}\right|^2 dS}$$

essendo  $n_{2aria}=2.6E-20 \ m^2/W$  e  $n_{2Silice}=2.9E-23 \ m^2/W$ . In Fig, 3(c), dove sono riportati tali andamenti al variare della lunghezza d'onda, si osserva chiaramente come il contributo della silice al parametro  $\gamma$  risulti trascurabile, nonostante la sua non linearità sia tre ordini di grandezza più grande di quella dell'aria. Il risultato complessivo per questa fibra, a 1550 nm, risulta essere  $\gamma=3.5E-3$  1/(WKm) ovvero più di due ordini di grandezza inferiore a quello delle fibre standard.

## CONCLUSIONI

Si è mostrato come il metodo degli elementi finiti sia in grado di descrivere efficacemente il comportamento delle fibre a cristallo fotonico e costituisca pertanto un valido strumento per progettare fibre con desiderate proprietà. In particolare si sono riportati alcuni casi di progettazione di PCF a dispersione piatta, con basse perdite di leakage e in grado di propagare la luce in aria. Si è visto come la complessità delle strutture in esame, in particolare la geometria e l'elevato salto d'indice, non costituisca un particolare problema per il metodo di cui sono stati riportati esempi applicativi basati su una formulazione complessa e completamente vettoriale.

## BIBLIOGRAFIA

[1] F. Poli, A. Cucinotta, M. Fuochi, S. Selleri, L. Vincetti, "Characterization of microstructured optical fibers for wideband dispersion compensation", *Journal of Optical Society of America A*, **20**, pp. 1958-1962, ottobre 2003.

[2] F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, A.H. Bouk, "Tailoring of flattened dispersion in highly nonlinear photonic crystal fibers," *IEEE Photonics Technology Letters*, **16**, pp. 1065-1067, aprile 2004.

[3] L. Vincetti, "Confinement losses in honeycomb fibers," *IEEE Photonic Technology Letters*, **16**, 9, pp. 2048-2050, settembre 2004.

[4] Luca Vincetti, Federica Poli, Stefano Selleri, "Confinement Loss and Nonlinearity Analysis of Air-Guiding Modified Honeycomb Photonic Bandgap Fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, **18**, n. 3, pp. 508-510, febbraio 2006.

[5] A. Cucinotta, F. Poli, S. Selleri, L. Vincetti, and M. Zoboli, "Amplification Properties of Er3+-doped Photonic Crystal Fibers", IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, **21**, pp. 782-788, marzo 2003.

[6] F. Poli, L. Rosa, M. Botticini, M. Foroni, A. Cucinotta, S. Selleri, "Multi-Pump Flattened-Gain Raman Amplifiers Based on Photonic-Crystal Fibers", *IEEE Photonics Technology Letters*, **17**, n. 12, pp. 2556-2558, dicembre 2005.

[7] F. Poli, F. Adami, M. Foroni, L. Rosa, A. Cucinotta, S. Selleri, "Optical parametric amplification in all-silica triangular-core photonic crystal fibers," *Applied Physics B*, **81**, pp. 251-255, luglio 2005.

### A FLEXIBLE PAYLOAD ARCHITECTURE FOR S-BAND MOBILE BROADCASTING TO MULTIPLE SHAPED-BEAMS

P. Angeletti<sup>(1)</sup>, P. Gabellini<sup>(2)</sup>, N. Gatti<sup>(2)</sup>

<sup>(1)</sup> EUROPEAN SPACE AGENCY Keplerlaan 1 - 2200 AG - Noordwijk ZH - The Netherlands piero.angeletti @esa.int (+31 71 565 8502)

<sup>(2)</sup> SPACE ENGINEERING S.P.A Via dei Berio, 91 - I-00155 - Roma – Italy piero.gabellini@space.it (+39 06 22595 242), nicola.gatti@space.it (+39 06 22595 269)

#### Abstract

The paper will present the proposed architecture and the optimization results of a flexible payload for S-band mobile broadcasting to multiple shaped-beams. A key element in the payload is constituted by the high power section which provides RF power generation and distribution to feeds with appropriate amplitude and/or phase beamforming constraints to realize different shaped coverages. The outcome of the design and optimization activity is a promising architectural solution showing a high degree of coverage reconfigurability as well as an almost full freedom in power-to-beam allocation.

### **INTRODUCTION**

Satellite systems for multimedia broadcasting to mobiles have been proposed to adopt multiple shaped beams antennas realizing coverages coinciding with different linguistic geographical regions [1]. In recent effort to identify candidate missions for the European @SAT program [1], a feasibility study for an S-band Satellite Multimedia Broadcasting Mobile System (S-MBMS) was performed [1]. The target coverage, shown in Figure 1, was defined to be "national" spots covering a given European country or language homogeneous area (Table 1) including France, Italy, Germany, United Kingdom and Spain from a geostationary orbital location tentatively identified as 31 degrees E.

Outstanding satellite performances are required to provide high data rates and quality of service to low-cost and small-size mobile terminals. Considering the noticeable effective aperture required in S-band from the geostationary orbit, the most promising antenna architecture is based on large size reflectors fed by complex arrays (Array Fed Reflector - AFR).

Due to the critical schedule, targeting a 2010 launch, the optical configuration was assumed to be based on the results of the ongoing Large Deployable Reflector (LDR) Program. The European-Russian development of Alcatel Alenia Space (Italy) and NPO EGS is aiming at the realization of a twelve meter projected aperture diameter deployable reflector [1]. Together with other missions the LDR development was targeting similar Point-to-Point and broadcasting missions in L/S-band [1] with an optical configuration well matching the current scenario.

The optics configuration summarized in Table 2 and shown in Figure 2 has been assumed. The number of feeds (32) has been selected in order to have the power assigned to each beam distributed on a number not too small of feeds and then reduce risk of multipaction.

The capability to realize very large reflectors apertures is just the first element to account for an effective design of the overall satellite payload architecture. An equally difficult task is that of assuring high RF power handling capability as well as flexibility in its allocation, as described in the next section. The complexity of the problem is further increased by the need to reuse as much as possible the scarce available S-band ( $2.17 \div 2.20$  GHz). To this purpose a frequency reuse was envisaged within the two beam pairs #1 (UK) vs. #5 (IT) and #3 (SP) vs. #4 (D), being subject to a tentative C/I requirement of 18 dB.

### HIGH POWER SECTION OPTIMIZATION

The high power section is responsible for RF power generation and distribution to feeds. Several different configurations with different beamforming approaches can be considered suitable candidates. Among them a Multi-Matrix Semi-Active Array [1] has been selected as the baseline architecture where beamforming is carried out at Hybrids Inputs according to either Amplitude & Phase or Phase-Only approach [1], as shown in the block diagrams of Figure 3 and described in the following:

### • Multi-Matrix Semi-Active Array with Amplitude & Phase Beamforming at Hybrids Input

The stack of Butler-like hybrid matrices between High Power Amplifiers (HPAs) and Feeds allows a partial reshuffling of the amplitude and phase degrees of freedom at the input of the hybrids with respect to those at feed level. Furthermore an appropriate selection of the feeds to connect to the hybrids allows achieving an equalization of the powers to be generated by the amplifiers, thus increasing the power efficiency. Full exploitation of the amplitude and phase degrees of freedom is retained with good radiation performances. Losses are introduced proportionally (NxlogN) to the order (N) of the hybrids.

### • Multi-Matrix Semi-Active Array with Phase-Only Beamforming at Hybrids Input

Similar to the previous configuration with phase only beamforming. Considering that all the amplifiers works at the same operating point on a power pooling base, the configuration offers good power efficiency. The task of the hybrids is to achieve a proper power tapering at feed level while maintaining equal amplitude at hybrid input. A limited exploitation of the degrees of freedom, i.e. only phases, leads to some limitation in the radiation performances, nevertheless the hybrid matrices are able to convert the input phase profile to an output power tapering not too far from the previous configuration. Its moderate performance degradation can be traded-off vs. increased power efficiency.

To limit the output losses, an architecture based on 4x4 Butler-like hybrid matrices has been considered, where the feeds-to-hybrids routing scheme is based on the maximization of average distance among feeds connected to the same matrix. Possible optimizations of routing layout could be foreseen to further improve the global performances.

An optimization of the described payload configuration aimed at maximization of Edge Of Coverage (EOC) Gain along with the sidelobe suppression in the co-channel coverages was carried out leading to the performance results reported in Table 3 for both Amplitude & Phase and Phase-Only optimization. Phase-Only EOC Gain contour plots for all the beams are shown in Figure 4, while Gain and C/I contour plots of co-channel beams #1 (UK) and #5 (IT) are shown respectively in Figure 5 and Figure 6 in order to appreciate interference suppression provided by the optimization.

The constraints on the sidelobes can have a direct impact on the achievable gain. Trade-offs showed that a suppression target of 18 dB, while being well suited from the communication system point of view, still produces a limited effect on the gain reduction.

The following considerations drove the final selection of the candidate high-power section:

### • Signal sharing at Amplifier Level

The Phase Only @ Hybrids Input configuration results superior in terms of balance of beams signal load and in terms of real power pooling (refer to Figure 7).

#### TWTA Saturated Power Sizing

To account for powers non-uniformity, HPA saturation point must be oversized in the case of Amplitude & Phase Beamforming @ Hybrids Input.

### • DC Power Consumption

HPA oversizing drives the Amplitude & Phase Beamforming @ Hybrids Input configuration to a higher DC power consumption.

### CONCLUSIONS

The paper presented the architecture and the optimization results of a flexible payload for S-band mobile broadcasting to multiple shaped-beams.

Thanks to an advanced antenna numerical optimization it has been proven possible to achieve good gain maximization while maintaining control of the beam-to-beam isolation.

The outcome of the design and optimization activity is a promising architectural solution based on the semi-active multi-matrix antenna configuration with phase only beamforming at HPA level. The selected architecture shows an almost full freedom in power-to-beam allocation.

### REFERENCES

 P. Angeletti, P. Gabellini, N. Gatti, "Optimization of a Flexible Payload Architecture for S-Band Mobile Broadcasting to Multiple Shaped-Beams", submitted to the 24th AIAA International Communications Satellite Systems Conference, 2006

Beam #	Code	Countries		
1	UK	United Kingdom, Ireland		
2	FR	France including Corsica, Belgium, Luxembourg, French Switzerland		
3	SP	Spain including Balear Islands, Portugal		
4	D	Germany, Austria, The Netherlands, Denmark, Czech Republic, German Switzerland		
5	IT	Italy, including Sicily and Sardinia		

**Table 1: Service Area Definition** 



Parameter	Value	
Reflector Projecterd Diameter	12.0 m	
Focal Length	6.3 m	
Clearance	3.0 m	
Feed Diameter	0.107 m	
Number of Feeds	32	

**Table 2: Reflector Antenna Main Parameters** 



**Figure 2: Optics Configuration** 



Figure 3: Block Diagrams of the 2 Baseline Power Sections: Amplitude & Phase (left) and Phase-Only (right) at Hybrids Input

Perf.	Beam	Code	A & P	<b>P-Only</b>
Figure	#		Optim.	Optim.
	1	UK	42.2	40.4
FOC	2	FR	40.9	40.1
Gain	3	SP	40.8	39.3
	4	D	40.9	40.3
	5	IT	40.2	39.0
	1	UK	23.1	18.3
	2	FR	NA	NA
C/I	3	SP	23.0	18.6
	4	D	23.4	18.6
	5	IT	18.0	18.2



 Table 3: Performance Figures @ Optimization

 for Maximum EOC Gain with SL Suppression

Figure 4: Gain Plots for Phase-Only Optimizat.



Figure 5: UK vs. IT Beam Gain Plots after Phase-Only Optimization for MAX Gain with SL Suppr.



Figure 6: UK vs. IT Beam C/I Plots after Phase Only Optimization for MAX Gain with SL Suppr.



Figure 7: HPA Sharing in Semi-Active Multi-Matrix Configurat. with A&P and P-O Beamforming

# ATTENUATION DUE TO RAIN ON FSO

Carlo Capsoni<sup>1</sup>, Roberto Nebuloni<sup>2</sup>, Michele D'Amico<sup>1</sup>

 <sup>1</sup> Dipartimento di Elettronica e Informazione, Politecnico di Milano, Piazza L. da Vinci 32, 20133 Milano, ITALY (capsoni@elet.polimi.it)
 <sup>2</sup> Istituto di Elettronica e di Ingegneria Informatica e delle Telecomunicazioni CNR, Via Ponzio 34/5, 20133 Milano, ITALY (nebuloni@elet.polimi.it)

### Abstract

Two years of experimental measurements gathered by the optical link at Politecnico di Milano (together with ancillary meteorological observations) are used to investigate the impact of attenuation due to rain on the availability of Free Space Optics communication systems. It is shown that rain attenuation is not negligible, and in areas where fog is absent it can reduce system availability if the link margin is small.

# **INTRODUCTION**

There is a growing interest in the telecommunication community towards the use of Free Space Optics (FSO) links for short and very short path applications requiring the availability of very large bandwidth. In fact, the advantages of FSO communications over classical microwave links and fiber systems are low equipment cost, and flexible, licence free, installation. FSO components are largely derived from the well-established fiber optic technology: accordingly, the frequency bands used are basically the first and third optical windows.

The most popular applications of FSO are interconnection between buildings belonging to the same company/organization; link between base stations in a dense broad band access network, backup of the telecommunication network during emergency situations; last mile connections and so on.

Unfortunately, laser beam propagation in the atmosphere is severely affected by aerosol scattering and atmospheric turbulence which limit the path length for a given link availability; these effects are much worse than in the case of microwave relay links. Specifically, impairments are due to: a) air turbulence that produces beam spreading, beam wander, scintillation and degradation of the coherence of the wave front [1], and b) hydrometeors (rain and snow) and suspended water particles (fog represents the worst meteorological situation for FSO) that introduce extra losses due to scattering [2]. This paper is focused on the attenuation caused by rain, that is frequently experienced in the spring-summer period in our region.

## **ATTENUATION DUE TO RAIN**

Rain is the most frequent type of atmospheric precipitation in temperate climate. It causes various degradations at frequencies above 10 GHz where the wavelength becomes comparable to the size of raindrops. At microwave frequencies, the effects of rain have been extensively studied and the microphysical aspects of main concern are nowadays well-established [3]. In particular, to estimate the specific attenuation  $\gamma$  [dB/km] (caused by rain of a given intensity *R* [mm/h]) the size distribution of raindrops

(DSD), the terminal velocity v [m/s] and the scattering cross section of each particle must be known. The raindrop radius r [mm] ranges from tenths of mm to about 4 mm; larger drops are hydro-dynamically unstable and tend to break up. Being the dimension of a raindrop several hundred times the optical wavelength, the electromagnetic modelling is greatly simplified and, assuming in a first approximation the spherical shape (strictly speaking drops are better approximated by oblate spheroids), the asymptotic formulas for large particles can be applied. A more accurate approximation of the scattering cross section for very large particles is provided by the anomalous diffraction theory [4], not used here. We refer to scattering cross section instead of extinction cross section because the refractive index of water at optical frequencies is substantially real, hence scattering dominates. The terminal velocity (in stagnant air) of falling drops used in the computation of R has been here assumed:

$$v(r) = 9.65 - 10.3e^{-1.2r}$$
 [m/s] (1)

Rain is constituted by a population of particles of different size. A generally accepted analytic form of the DSD is the gamma distribution:

$$n(r) = N_0 r^{\mu} e^{-\Lambda r} \qquad [mm^{-1}m^{-3}] \qquad (2)$$
  
$$N_0 = 6 \times 10^{-4} e^{(3.2 - \ln 5)\mu - \ln 5} \qquad [m^{-3}mm^{-1-\mu}] \qquad (3)$$

$$\Lambda = 0.2 \left[ R / (33.31N_0 5^{\mu+1} \Gamma (4.67 + \mu)) \right]^{-1/(4.67 + \mu)} \qquad [mm^{-1}]$$
(4)

where  $\mu$  is the shape parameter, which approximately ranges between -2 and 3 and  $\Gamma$  is the gamma function. Accordingly, *R* is given by:

$$R = 4.8\pi \int_{0}^{+\infty} r^{3} v(r) n(r) dr \qquad [mm/h] \qquad (5)$$

Note that  $\mu$  is related to  $N_0$  by Eq.(3) so that Eq.(2) is, in fact, a two parameter function. If  $\mu$ =0, (eq.2) takes the form of the standard Marshall-Palmer DSD, a well established average distribution worldwide accepted for its good statistical validity. Nevertheless, if the possible variations of the fade levels from event to event have to be accounted for, the variability of the DSD must be considered.

The usual equation:

$$\gamma = 4.34 \left| n(r)\sigma_{sca}(r)dr \right|$$
 [dB/km] (6)

has been used to evaluate the attenuation experienced by an optical wave in the presence of rain. The results are reported in Table 1 for the 0.785  $\mu$ m wavelength. The values at 1.550  $\mu$ m (not shown here) exhibit negligible differences. Note the significant variation of  $\gamma$  with the shape of the DSD: at 50 mm/h, for instance,  $\gamma$  may change from less than 12 dB/km to about 21 dB/km, with a percent difference in excess of 70% (this difference is much higher than that at microwave frequencies).

### **EXPERIMENTAL RESULTS**

The experimental set up is constituted by the commercial optical link Terescope 3000 by Optical Access (now MRV), formed by two identical transceivers able to transmit both data (up to 155Mbps) and a single carrier at 0.785  $\mu$ m. Each transmitter uses three identical and independent semiconductor laser diodes (nominal output power of 10 mW) assembled in triangular shape and the beam divergence is 2.5 mrad. The receiver has a field of view of 2.8 mrad, a receiving area of 0.021 mm<sup>2</sup> and is sampled every 1 s. The link is installed within the campus Leonardo of the Politecnico di Milano

(Italy) at about 20 m above ground, and its length is 319 m. At one side there is a meteorological station (temperature, relative humidity, pressure solar radiation and rain intensity), an ultrasonic anemometer and a visibilimeter. The set up has been collecting data almost continuously since 2003. Here we will present the analyses carried out on two years of data, collected from April 2004 to March 2006.

Fig. 2 shows, as an example, the time plot of attenuation measured by the link (dotted line) on July 31<sup>st</sup>, 2005. On the same figure, the attenuation predicted by the rain gauge measurements according to 3 different DSDs is shown. Please note the general agreement of the predictions and the effect of the choice of DSD on the results. Predictions were computed by assuming a constant rain rate, equal to the measured one, along the whole path (and this is not strictly true, of course); moreover, the time resolution of the two instruments is different: the raingauge provides only one-minute averages of the rain rate.

An overall picture of the optical link performance is given in Fig. 3 where different Cumulative Distribution Functions (CDF) of specific attenuation are plotted. There, you can see the yearly CDF (dark solid and dashed lines) for the two years separately, and the CDF relative to rain events only. The behaviour of the two years is nearly the same on the average, being the two corresponding CDF almost superimposed. From the figure it can be easily deduced that this set up is unable to provide the performance usually required to a TLC link on yearly basis, despite the short path length. When only rain is present, attenuation is significantly lower (for a given level of probability); however, the attenuation can still be large enough to cause outage for a significant amount of time if the link's margin is small.

# CONCLUSIONS

The paper presents the experimental results of the effect of rain on a FSO link, 319 m in length, installed in the Politecnico di Milano campus (suburb of Milan city). It is shown that rain attenuation is not negligible, and in areas where fog is absent, rain results to be the major impairment. Attenuation due to rain only can be large enough to cause outage for a significant amount of time is the link's margin is small.

# REFERENCES

- [1] Andrews L.C., and R. L. Phillips, *Laser beam propagation through random media*, SPIE Optical Engineering Press, 1998.
- [2] Deirmendjian D., "Far-infrared and submillimeter wave attenuation by clouds and rain", J. Appl. Meteorol., vol. 14, pp. 1584-1593, 1975.
- [3] COST Action 255 Final Report, Chapter 3.2: "Precipitation, Clouds and other related non-refractive effects", Editor J.P.V. Poiares Baptista, ESA Publication Division, The Netherlands, ISSN: 0379-6566, ISBN: 92-9092-608-2255.
- [4] Evans B.T.N., and G.R. Fournier, "Simple approximation to extinction efficiency valid over all size parameters", Appl. Opt., vol. 29, pp. 4666-4670, 1990.

	1 mm/h	5 mm/h	10 mm/h	25 mm/h	50 mm/h	100 mm/h
Marshall/Palmer	1.45	4.07	6.35	11.44	17.85	27.86
Gamma (µ=-2)	2.83	5.16	6.68	9.40	12.18	15.78
Gamma (µ=-1)	1.66	3.98	5.80	9.55	13.92	20.31
Gamma (µ=0)	1.31	3.67	5.73	10.32	16.11	25.13
Gamma (µ=1)	1.15	3.57	5.81	11.09	18.08	29.47
Gamma (µ=2)	1.06	3.53	5.93	11.77	19.79	33.27
Gamma (µ=3)	1.00	3.51	6.04	12.37	21.27	36.58

Table 1. Specific attenuation as a function of R at IR wavelengths for different DSDs



**Fig 1.** Link attenuation measured during showers on 31 July 2005 and corresponding estimated attenuation though the rain rate assuming two different DSD models. The maximum rain rate (60 mm/h) occurred at 18:46.



**Fig 2.** Cumulative Distribution Functions (CDF's) of the specific attenuation experienced by the optical link. Drawn are two yearly curves and the corresponding curves in the presence of rain (normalized to the probability of having rain).

### PULSE RESPONSE FOR SIGNAL PROPAGATION IN DEBYE'S DIELECTRICS

P. Savi, I.S. Stievano, I. A. Maio

Dipartimento di Elettronica, Politecnico di Torino, C.so Duca degli Abruzzi, 24, Torino patrizia.savi@polito.it

### Abstract

Time Domain Reflectometry (TDR) is widely used to estimate the permittivity of liquid and mixed dielectrics. An important application of this technique occur in soil science, where the various type of soil are often described as dielectric media modelled by the Debye permittivity model. This paper addresses the evaluation of the dielectric permittivity of a medium from its reflection response. This is an inverse problem in which the medium propagation behavior is used to infer its constitutive relations. This problem is well posed if the reflection responses have enough information on the permittivity. The information content is assessed by studying the propagation in a Debye's dielectric as a function of the permittivity parameters.

### **INTRODUZIONE**

Lo studio della propagazione di onde elettromagnetiche in dielettrici dispersivi è un problema comune a molti ambiti scientifici, e.g. radarmeteorologia, sistemi biologici, geologici, e campi ad alta energia. In questo lavoro tale problema è affrontato nell'ambito della misura di proprietà dielettriche con tecniche riflettometriche nel dominio del tempo (Time Domain Reflectometry, TDR). Queste tecniche sono molto utilizzate per l'analisi delle proprietà dielettriche dei suoli e per la determinazione del contenuto di acqua in essi presente [1].

La determinazione dello spettro di permettività dielettrica di un mezzo a partire dalla sua risposta riflettometrica richiede la soluzione di un problema inverso. La risolubilità del problema dipende dall'influenza della permettività incognita sulle forme d'onda misurate, e tale influenza è legata alle proprietà di propagazione dei fronti d'onda nel mezzo in esame.

In questo lavoro viene studiata la propagazione di impulsi e fronti d'onda in dielettrici descritti dal modello di Debye:

$$\epsilon_r(j\omega) = \epsilon_\infty + (\epsilon_s - \epsilon_\infty) / (1 + \frac{j\omega}{\omega_{rel}}) \tag{1}$$

e sono evidenziati alcuni legami tra l'andamento delle forme d'onda misurate e i parametri del modello di Debye che sono importanti per valutare la risolubilità del problema inverso [2].

### **DEFINIZIONE DEL PROBLEMA**

Lo studio svolto è basato su un modello idealizzato di un sistema di misura TDR il cui equivalente elettrico è mostrato in Fig. 1. In questo equivalente, il generatore adattato rappresenta la sorgente del sistema di misura; il tratto di linea di trasmissione ideale con ammettenza caratteristica  $Y_0$  rappresenta il cavo di collegamento tra il generatore e la sonda di misura TDR; il tratto di linea in circuito aperto di ammettenza caratteristica  $Y_a$  e ritardo  $\tau_a$  rappresenta la sonda.



Figura 1. Equivalente elettrico di un sistema di misura TDR idealizzato.

Il coefficiente di riflessione alla discontinuità cavo-sonda,  $S_{11}(s)$ , nel dominio della frequenza può essere scomposto nella seguente somma di contributi:

$$\bar{S}_{11}(S) = \bar{\Gamma}(S) + [1 - \bar{\Gamma}^2(S)]\bar{P}^2(S) + [1 - \bar{\Gamma}^2(S)][-\bar{\Gamma}(S)\bar{P}^4(S)] + \dots$$
(2)

dove  $S = s/\omega_{rel}$  è la frequenza complessa normalizzata (corrispondente al tempo normalizzato T =  $t \omega_{rel}$ ),  $\bar{\Gamma}(S) = (1 - \mathcal{Y}\eta)/(1 + \mathcal{Y}\eta)$  è il coefficiente di riflessione parziale alla discontinuità cavo-sonda;  $\bar{P}(s) = \exp(-S\tau\eta)$  è il fattore di propagazione lungo la sonda TDR, e  $\eta = \sqrt{1 + (\epsilon - 1)/(1 + s)}$ ,  $\mathcal{Y} = Y_a \sqrt{\epsilon_{\infty}}/Y_o$ ,  $\tau = \tau_a \sqrt{\epsilon_{\infty}} \omega_{rel}$ ,  $\epsilon = \epsilon_s/\epsilon_{\infty}$ .



Figura 2. Andamento dell'impulso principale del fattore di propagazione per  $\tau = 0.7, 3, 5, 9, 15$ . ( $\epsilon_s = 7, \epsilon_{\infty} = 5$ ). Curva continua: soluzione numerica. Curva a punti: approssimazione analitica [3].

#### ANALISI DELLA PROPAGAZIONE

Nel dominio del tempo, il termine  $R(S) = [1 - \overline{\Gamma}^2(S)]\overline{P}^2(S)$  esprime il primo contributo di riflessione dal fondo della sonda. È il contributo più importante per la determinazione della permettività perchè contiene tutta l'informazione sulla propagazione nel mezzo che riempie la sonda ed è l'oggetto del presente studio. In esso, il fattore  $[1 - \overline{\Gamma}^2(S)]$  è il coefficiente di trasmissione alla discontinuità cavo-sensore; il fattore  $\overline{P}^2(S)$  rappresenta il quadrato del fattore di propagazione lungo la sonda. Per il problema in esame  $\overline{P}^2(S)$  può essere riscritto come segue:

$$\bar{P}^{2}(S) = e^{-2\,S\,\tau - \tau(\epsilon - 1)} + e^{-2\,S\,\tau} \left\{ e^{-2\,S\,\tau \left(\sqrt{1 + \frac{\epsilon - 1}{1 + S}} - 1\right)} - e^{-\tau(\epsilon - 1)} \right\}$$
(3)

Nella risposta all'impulso di  $\overline{P}^2(S)$  si evidenziano così un precursore (primo termine) costituito da un impulso ideale di ampiezza  $A_f = \exp[-\tau(\epsilon - 1)]$  e ritardo  $2\tau$ ; e un impulso principale (il termine entro parentesi) che inizia in  $2\tau$  ed è il risultato del processo di dispersione.



Figura 3. a) Andamenti delle funzioni  $|1 - \overline{\Gamma}^2(S)|$  (curva a punti),  $|\overline{P}^2(S)|$  (curve tratteggiate) e R(S) (curve continue) per  $\tau = 0.05, 0.1, 0.175, 0.4, 0.7, 1$ ,  $\epsilon = 7$  ed  $\epsilon_{\infty} = 5$ . b) Andamenti delle funzioni R(S) (curve continue) e  $|1 - \overline{\Gamma}^2(0)\overline{P}^2(S)|$  (curva tratteggiata) per gli stessi valori dei parametri.

L'evoluzione dell'impulso principale è studiata analiticamente in [3]. Per valori di  $\tau$  sufficientemente grandi, l'impulso ha una forma a campana simmetrica con il massimo in  $2\tau\sqrt{\epsilon}$  di valore  $A_r = A\epsilon^{1/4}/\sqrt{(\epsilon-1)\tau}$ , e ampiezza a semi altezza  $1/A_r$ . Al crescere di  $\tau$ , l'impulso principale si attenua e si allarga mantenendo il prodotto della altezza per ampiezza a semi altezza costante (A<sup>2</sup>).

In questa analisi, l'evoluzione dell'impulso principale per valori di  $\tau$  arbitrari è ottenuta mediante FFT inversa e la tecnica di finestratura descritta in [4]. Un esempio dell'andamento dell'impulso principale per diversi valori di  $\tau$  è riportato in Fig. 2 dove la curva a tratto continuo è ottenuta per via numerica. quella tratteggiata con le formule riportate in [3]. Il risultato numerico e l'approssimazione analitica concordano per  $\tau \ge 3$ ; in tali condizioni ha luogo il processo di attenuazione ad area costante. Per valori di  $\tau$  inferiori l'impulso principale è asimmetrico ed inizia simultaneamente al precursore.

In R(S) il contributo del fattore di propagazione è filtrato dal fattore  $|1 - \overline{\Gamma}^2|$ ; tale effetto è di facile studio nel dominio della frequenza. Nella figura 3a è riportato un esempio degli andamenti di  $|\overline{P}|^2$ ,  $|1 - \overline{\Gamma}^2|$  e del loro pro-



Figura 4. Risposta al gradino di R(S) per  $\tau = 0.2, 5$  ( $\epsilon_s = 7, \epsilon_{\infty} = 5$ ). La linea tratteggiata è il contributo del precursore.

dotto. Si può osservare che il contributo  $|1 - \overline{\Gamma}^2|$  ha un andamento di tipo passa alto, ma per valori di  $\tau$  sufficientemente grandi la banda di  $|\overline{P}|^2$  diventa minore di quella di  $|1 - \overline{\Gamma}^2|$  e l'effetto passa alto nel prodotto svanisce. Questo effetto risulta ancora più evidente dai risultati riportati in figura 3b dove sono riportati gli andamenti di  $|[1 - \overline{\Gamma}^2(S)]\overline{P}^2|$  (linea continua) e della sua approssimazione  $|[1 - \overline{\Gamma}^2(0)]\overline{P}^2|$  (linea tratteggiata) ottenuta considerando il valore di  $\Gamma$  in bassa frequenza. Per valori di  $\tau > 1$  le curve coincidono a conferma del fatto che in tale condizione domina il termine  $|\overline{P}^2|$  e pertanto, per grandi valori di  $\tau$ , a meno del fattore  $[1 - \overline{\Gamma}^2(0)]$ , la risposta all'impulso è sempre rappresentata dagli impulsi di figura 2 e l'approssimazione analitica [3] vale anche per l'onda osservata in riflessione. Per piccoli valori di  $\tau$  invece, l'analisi mostra che il fattore  $|1 - \overline{\Gamma}^2|$  enfatizza il precursore e l'asimmetria dell'impulso principale.

La risposta osservata in un sistema di misura TDR con banda infinita contiene la convoluzione della risposta all'impulso di R(S) con un gradino ideale. Due esempi di fronti riflessi per un sistema TDR con banda infinita sono mostrati in Fig. 4. Per piccoli valori di  $\tau$ , il fronte riflesso è formato da un gradino ideale che ha l'ampiezza del precursore ed è localizzato in  $T = 2\tau$ , e dall'integrale degli impulsi asimmetrici di Fig. 2. Per grandi  $\tau$ , il precursore è trascurabile e il fronte riflesso è l'integrale degli impulsi simmetrici di Fig. 2. Il fronte ha una sagoma simmetrica rispetto al punto medio che è localizzato in  $T = 2\tau\sqrt{\epsilon}$ . Nel caso di  $\tau$  grande, il fronte riflesso contiene solo informazioni su  $\epsilon$  e quindi è scarsamente utile alla stima della parte di alta frequenza della permettività del mezzo. Similmente, gli echi successivi al termine R(S) contengono fattori  $\bar{P}^{2n}$ , n > 1, e hanno proprietà analoghe. Si può infine osservare che la forma e il ritardo del fronte riflesso per grandi  $\tau$  giustificano uno dei metodi di stima della permettività che utilizza il valore del ritardo del primo massimo della derivata della forma d'onda misurata [5].

### CONCLUSIONI

La propagazione in un mezzo con permettività di tipo Debye (1) dà luogo ad una risposta all'impulso con caratteristiche qualitative diverse a seconda che il valore del parametro  $\tau$  sia piccolo oppure grande. Nelle forme d'onda misurate, il tipo di risposta all'impulso è riconoscibile dalla forma del fronte riflesso dal fondo della sonda: fronti simmetrici indicano misure eseguite in condizioni di grandi  $\tau$ . In tali condizioni, la banda del segnale trasmesso è limitata dalla dispersione e la forma d'onda misurata contiene informazioni solo sulla parte di bassa frequenza della permettività. Lo studio svolto prova quindi che, per stimare lo spettro di permettività da misure TDR, è importante che il sistema di misura operi con piccoli valori del parametro  $\tau$ .

### **BIBLIOGRAFIA**

- T.J. Heimovaara, "Frequency domain analysis of time domain reflectometry waveforms.
   Measurement of the complex dielectric permittivity of soil", *Water resources Research*, vol. 30, no. 2, pp. 189-199, Feb. 1994.
- [2] P. Savi, I.A. Maio, "Sensitivity Study for Dielectric Permittivity Estimation via TDR Measurements", *Mediterranean Microwave Symposium*, Genova, 2006.
- [3] T.M. Roberts, P.G. Petropoulos, "Asymptotics and energy estimates for electromagnetic pulses in dispersive media", J. Opt. Soc. Am., A/vol. 13, no. 6, 1012, pp. 1204-1217, June 1996.
- [4] Gustavsen, "Validation of frequency-dependent transmission line models", *IEEE Trans. on Power Delivery*, Vol. 20, no. 2, pp. 925-933, April, 2005.
- [5] D.A. Robinson, et al. "On the effective measurement frequency of time domain reflectometry in dispersive and nonconductive dielectric materials", *Water resources Research*, vol. 41, W02007, pp. 1-9, 2005.

### PROPAGAZIONE DI SEGNALI MODULATI IN UN MEZZO DNG

### Giuseppina Monti, Luciano Tarricone

### Dip. Ingegneria dell'Innovazione, Università di Lecce Via Monteroni, 73100, Lecce-Italy luciano.tarricone@unile.it

#### Abstract

Using a signal expansion into Gaussian Pulse functions, the propagation of amplitude- and phasemodulated signals in a double-negative medium is studied; the proposed approach, whose accuracy is demonstrated by using a proprietary FDTD code, provides an immediate approximate form of a modulated signal after the propagation in the dispersive medium.

### **I. INTRODUZIONE**

I materiali a Doppia Negatività (DNG), detti anche Left-Handed (LH), costituiscono una classe di metamateriali di grande interesse nell'ambito delle applicazioni alle frequenze delle microonde ed ottiche. La loro prima realizzazione risale al 2000 (D. R. Smith [1]), e consiste di strati alterni di materiali a Singola negatività (SNG) sintetizzati per mezzo di inclusioni metalliche in un substrato dielettrico. Nel 2002, diversi autori (Caloz [2], Oliner [3], Antoniades [4]), proposero un metodo alternativo a quello di Smith per la sintesi di un materiale DNG: il comportamento LH viene ottenuto caricando periodicamente una linea di trasmissione con una rete L-C a costanti concentrate in topologia passa-alto. La realizzabilità di tale struttura in tecnologia planare ne ha reso di fatto possibile l'utilizzo nei circuiti a microonde, aprendo nuovi scenari per l'impiego dei materiali DNG ([4], [5]). È comunque importante osservare che i materiali LH, in entrambe le realizzazioni appena menzionate, presentano valori dei parametri costitutivi dipendenti dalla frequenza; è utile, dunque, eseguire per essi uno studio della propagazione di segnali a banda finita, al fine di valutare possibili effetti di distorsione dovuti al loro comportamento dispersivo.

A tal fine, in questo contributo, vengono presentati risultati relativi allo studio della propagazione di segnali modulati all'interno di un mezzo DNG; in particolare, si considererà una modulazione di ampiezza ed una modulazione di fase.

### **II. METODO DI ANALISI**

- Impulso Gaussiano in un mezzo dispersivo: Si consideri un'onda piana, con pulsazione  $\omega_0$ , sia x la direzione di propagazione, e z la direzione di polarizzazione lineare del campo elettrico, la cui ampiezza si assume essere modulata da una Gaussiana; sotto tali ipotesi, l'espressione nel dominio del tempo del campo elettrico è data da:

$$\mathbf{E}(t,\omega_0) = E_z(t,\omega_0)\mathbf{z} = A(t,\sigma)\cos(\omega_0 t)\mathbf{z}; A(t,\sigma) = S\exp\{-(t-\tau)^2\sigma^{-2}\} = S\exp\{-(t')^2\sigma^{-2}\}.$$
 (1)

Si assuma adesso che l'onda incida normalmente su uno slab, adattato al mezzo che lo circonda, e caratterizzato dalla seguente funzione di trasferimento:

$$H_d(\omega) = \exp\{-(\alpha(\omega) + j\beta(\omega))d\}$$

Dove  $\alpha(\omega)$ , che si ipotizzerà essere costante nella banda di interesse, e  $\beta(\omega)$  sono rispettivamente la costante di attenuazione e di fase del mezzo costituente lo slab, mentre d è lo spessore dello stesso. Utilizzando  $H_d(\omega)$ , e sostituendo a  $\beta(\omega)$  il suo sviluppo in serie di Taylor arrestato al secondo termine ( $\beta(\omega) = \beta_0 + \beta'_0(\omega - \omega_0) + 0.5\beta''_0(\omega - \omega_0)^2 = \hat{\beta}(\omega)$ ), l'espressione nel

dominio del tempo del segnale trasmesso dallo slab, calcolata per mezzo di una trasformata inversa di Fourier, è data da ([6]):

$$E_{z}(t,d) = \exp(-\alpha d)S\sigma \left(4\sqrt{\pi}\sqrt{\sigma^{4} + (2\beta_{0}^{"}d)^{2}}\right)^{-1} \exp\left[-(t'-\beta_{0}'d)^{2}(\sigma^{4} + 4\beta_{0}^{"2}d^{2})^{-1}\sigma^{2}\right] \times \left\{\sqrt{\sigma^{2} + j(2\beta_{0}^{"}d)} \exp\left\{j\left[\beta_{0}d - \omega_{0}t' - 2\beta_{0}^{"}d(t'-\beta_{0}'d)^{2}(\sigma^{4} + (2\beta_{0}^{"}d)^{2})^{-1}\right]\right\}\right\} + \sqrt{\sigma^{2} - j(2\beta_{0}^{"}d)} \exp\left\{-j\left[\beta_{0}d - \omega_{0}t' + 2\beta_{0}^{"}d(t'-\beta_{0}'d)^{2}(\sigma^{4} + (2\beta_{0}^{"}d)^{2})^{-1}\right]\right\}\right\} = E_{GP}(t,d,\sigma)$$
(2)

- propagazione di una somma di Gaussiane in un mezzo dispersivo: si dimostrerà, ora, la possibilità di approssimare un segnale modulato, con una somma di Gaussiane, e che, di conseguenza, il risultato dato dalla (2), può essere utilizzato per lo studio della propagazione di tale segnale in uno slab di materiale dispersivo.

Si consideri una funzione del tempo x(t), soddisfacente le seguenti ipotesi:

(H.1): x(t) è definita e continua ovunque in *T*, tranne che in un numero finito di punti;

(H.2): 
$$\int_{-\infty}^{+\infty} x(t)dt = \int_{T} x(t)dt = E.$$

È possibile dimostrare, [7], che, utilizzando una somma di Riemann, ed introducendo la famiglia di funzioni:

$$\delta_{\sigma}(t) \stackrel{\circ}{=} G_{\sigma}(t) = \left(\sqrt{\pi}\sigma\right)^{-1} \exp\{-t^2/\sigma^2\}.$$

la funzione x(t) può essere approssimata come segue:

$$x_{\sigma}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\sigma}(t-u)x(u)du .$$

$$(CRLH descritto in Sez. III.$$

$$\int_{\Delta t_k} x(t)dt \approx x(t_{Mk})\Delta t \Rightarrow x_{\sigma,N}(t) \approx \Delta t \sum_{k=1}^{N} x(t_{Mk})G_{\sigma}(t-t_{Mk}), \ \Delta t = T/N, \ T = \{\Delta t_1 \cup \Delta t_2 ... \cup \Delta t_N\}.$$

$$(3)$$

La (3) fornisce un'espressione approssimata del segnale x(t) come somma di Gaussiane, con uguale varianza, centrate negli istanti  $t_{Mk}$  uniformemente distribuiti in T, e pesate dal valore assunto da x(t) in tali istanti.

Si consideri, ora, un generico segnale modulato, quale quello definito dalla prima parte della (1), si supponga, anche, che l'inviluppo complesso A(t) soddisfi le condizioni (H.1), (H.2); è dunque possibile espanderlo in una somma di Gaussiane:  $A_{\sigma,N}(t) \approx \Delta t \sum_{k=1}^{N} A(t_{Mk}) G_{\sigma}(t - t_{Mk})$ . Di

conseguenza, riprendendo il risultato ottenuto per la propagazione di un singolo impulso, si ha:

$$E_{z,\sigma,N}(t,d) = \sum_{k=1}^{N} E_{z,\sigma,k}(t,d) = \Delta t \sum_{k=1}^{N} \{A(t_{Mk}) E_{GP}(t-t_{Mk},d,\sigma)\}$$
(4)

Il risultato appena ottenuto è di validità generale, e, come dimostrano gli esempi riportati di seguito, può essere utilizzato per ottenere un'espressione analitica approssimata di un generico segnale modulato dopo la propagazione in un mezzo dispersivo.

### III. MEZZI ANALIZZATI

Nel seguito si assumerà che lo slab sia costituito da un mezzo DNG circondato da spazio vuoto e ad esso adattato ad  $\omega_0$ ; si considereranno due diverse realizzazioni del mezzo DNG di seguito descritte.

*Mezzo SRR-wire:* Come già detto, fu Smith [1] ad ottenere la prima realizzazione di un mezzo DNG, alternando degli arrays di sottili fili metallici con degli arrays di split-ring resonator



(SSR) entrambi realizzati su un substrato dielettrico. I parametri costitutivi di tale mezzo possono essere descritti mediante il *lossy Drude medium model* ([8]):

$$\varepsilon_r(\omega) = \left[1 - \omega_{pe}^2 / \omega(\omega + j\Gamma_e)\right] = \varepsilon_R + j\varepsilon_I \cdot \mu_r(\omega) = \left[1 - \omega_{pm}^2 / \omega(\omega + j\Gamma_m)\right] = \mu_R + j\mu_I .$$
(5)

Dove  $\omega_{pe}$  è la pulsazione di plasma dei fili metallici,  $\omega_{pm}$  la pulsazione di risonanza degli SRR, e  $\Gamma_e = \Gamma_m$  è il fattore di dissipazione dovuto alle perdite nei conduttori. Ponendo  $\omega_p = \omega_{pe} = \omega_{pm} = \sqrt{2}\omega_0$  e  $\Gamma_e = \Gamma_m = \Gamma = 2x10^7 (@) \omega_0 = 2\pi(10GHz)$ , il mezzo descritto dalla (5) presenta un comportamento DNG per  $\omega < \sqrt{\omega_p^2 - \Gamma^2} \approx \omega_p$ , e soddisfa l'ipotesi assunta di mezzo adattato allo spazio vuoto ad  $\omega_0$ ; si può, infatti, ricavare che:

$$\beta(\omega) \approx -\sqrt{|\varepsilon_R \mu_R|} [1 - j(\varepsilon_i / |\varepsilon_R|)] = = -(\omega/c) [1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + \Gamma^2)] - j \omega_p^2 \Gamma / \omega(\omega^2 + \Gamma^2)] \Rightarrow$$
  

$$\beta(\omega_0) \approx -\beta_{free\_space}(\omega_0), \ \eta(\omega_0) \approx -\eta_{free\_space}$$
(6)

*CRLH medium:* consideriamo adesso la realizzazione a linee di trasmissione di un mezzo LH, in particolare faremo riferimento alla cella elementare mostrata in fig. 1, la cui ripetizione periodica costituisce il mezzo definito da Caloz Composite Right/Left Handed (CRLH), [5]. Alle frequenze per cui il mezzo così ottenuto appare omogeneo (i.e. d<< $\lambda$ ), si ottiene:  $\bar{\mu} = L_0 - 1/(\omega^2 Cd)$ ,  $\bar{\varepsilon} = C_0 - 1/(\omega^2 Ld)$ , da cui l'espressione della costante di fase:

$$\beta_{CRLH}d = \beta_{TL}d + \beta_{LH}d = \omega\sqrt{L_0C_0} = \phi_{TL} - \left(\omega\sqrt{LC}\right)^{-1} \approx -\left(\omega\sqrt{LC}\right)^{-1} \stackrel{\circ}{=} \beta_{LH}(\omega).$$
(7)

La (7) rende evidente la natura duale di un mezzo CRLH, che, assumendo  $\sqrt{L_0C} = \sqrt{LC_0}$  (caso bilanciato), si comporta come LH per pulsazioni inferiori a  $\omega_0 = 1/\sqrt{L_0C}$ , e come RH altrove. Nel seguito assumeremo che le linee di trasmissione della cella elementare presentino una lunghezza elettrica tale da poter ritenere valida l'approssimazione, per niente limitativa, assunta in (7) (i.e.  $\phi_{TL} \approx 0$ ) ed un'impedenza caratteristica pari a  $Z_0=50\Omega$ ; la condizione di adattamento allo spazio vuoto è stata soddisfatta assumendo i seguenti valori per gli elementi a costanti concentrate: L = 18.2376 nH; C = 7.2954 pF.

### **IV. ALCUNI ESEMPI DI APPLICAZIONE**

*Modulazione di ampiezza:* Verrà considerato innanzitutto il caso della propagazione nel mezzo SRR-wire, descritto nella precedente sezione, di un segnale come nella (1), dove si assume che A(t) sia una funzione a Coseno Rialzato (RC, mostrato nell'inserto della fig. 2a):

$$\begin{aligned} RC(t',\rho,T_0,T) &= S, |t'| \leq T_0/2; RC(t',\rho,T_0,T) = S\{1 - \sin[\pi/\rho(|t'|/4T - 0.5)]\}, |t'| \geq T_0/2 \cup |t'| \leq T_0/2 + 4\rho T; \\ \rho &= 0.1, \ T = 0.78ns, \ t' = [t - 2T(1+\rho)], T_0 = 4(1-\rho)T, \ T_0 = 4(1-\rho)T \end{aligned}$$

In questo caso, l'espressione analitica esatta del segnale all'uscita dello slab è difficile da calcolare, mentre, per mezzo della (4), una sua espressione approssimata può essere determinata immediatamente sostituendo ad esso la sua espansione in gaussiane;

$$A(t) \to A_{\sigma,N}(t) \approx \Delta t \sum_{k=1}^{N} RC(t_{Mk}) G_{\sigma}(t - t_{Mk}) \Longrightarrow E_{z}(t,d) \approx \Delta t \sum_{k=1}^{N} \{RC(t_{Mk}) E_{GP}(t - t_{Mk},d,\sigma)\}.$$
(8)

In fig 2a sono riportati i risultati ottenuti implementando in MATLAB la (8), per diversi valori dello spessore dello slab SRR-wire (i parametri usati per l'espansione in Gaussiane sono:  $\sigma = 0.02ns$ ,  $N = 200 \Rightarrow \Delta t = 0.01716ns$ ), mentre, la fig. 2b mostra i risultati della stessa analisi eseguita per mezzo di un codice FDTD proprietario (il codice implementa il metodo delle Differenze Finite nel Dominio del Tempo in formulazione Total Field/Scattered Field ed utilizza il metodo delle Equazioni Differenziali Ausiliarie per trattare con materiali dispersivi, [9]); è evidente il perfetto accordo dei risultati ottenuti con i due approcci, che dimostra la validità delle approssimazioni assunte per giungere alla (4).

*Modulazione di ampiezza e di fase:* Si presenteranno adesso, i risultati relativi alla propagazione nel mezzo CRLH descritto nella precedente sezione, di un segnale con modulazione di ampiezza e di fase:

$$A(t) = RC(t', \rho, T_0, T) \exp\{+j\varphi(t)\}, \quad \varphi(t) = \sum_{1}^{N_b} Bit(i)(\pi/2T_b) rect[iT_b - 4\alpha T - (i-1)T_b] + \theta(i);$$
  
$$\theta(i) = \sum_{k=1}^{i} Bit(k)(\pi/2T_b) - iBit(i)(\pi/2) + \theta(i-1); \quad N_b = 16, \\ \rho = 0.4, \\ T_0 = N_b x T_b = 40 \ \mu s, \\ T = 7.143 \ \mu s;$$

Avendo indicato con  $rect(T-\tau)$  la funzione gradino, che assume un valore unitario per  $0 \le |t-\tau| \le T$ , ed è nulla altrove. La sequenza di bit simulata è: Bit = {+1,-1,+1,+1,+1,-1,-1,-1,+1,-1,+1,-1,+1}. Le fig 3a,b mostrano l'ampiezza, la parte reale ed immaginaria di A(t), rispettivamente alla porta di ingresso e di uscita di un mezzo CRLH, che si suppone composto di 12 celle unitarie.

### **V. CONCLUSIONI**

In questo contributo è stata dimostrata la possibilità di ottenere un'espressione analitica approssimata di un segnale modulato dopo la propagazione in uno slab di materiale DNG, utilizzando un'espansione in gaussiane dello stesso. La flessibilità e l'accuratezza del metodo sono state provate studiando la propagazione di segnali con modulazione di ampiezza e di fase e confrontandone i risultati con quelli ottenuti per mezzo di un codice FDTD proposto, proprietario. L'approccio la cui implementazione in MATLAB richiede tempi di calcolo irrisori, può dunque essere molto ultile al fine di un'immediata valutazione di possibili effetti distorcenti dovuti al comportamento dispersivo di taluni materiali, quali quelli DNG.

#### References

- D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser and S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity", *Physical Rev. Lett.*, vol. 84, no. 18, pp. 4184-4187, May 2000.
- [2] C. Caloz and T. Itoh, "Application of the transmission line theory of left-handed (LH) materials to the realization of a microstrip LH line", *IEEE Anten. and Propagat. Soc. Symp.*, pp. 412-415, June 2002.
- [3] A. A. Oliner, "Periodic-structure negative-refractive-index medium without resonant elements", *IEEE APS/URSI Int. Symp. Dig.*, p. 41, June 2002.
- [4] M. A. Antoniades and G. V. Eleftheriades, "Compact, linear, lead/lag metamaterial phase shifters for broadband applications", *IEEE Anten.* and Wireless Propagat. Lett., vol. 2, pp. 103-106, July 2003.
- [5] C. Caloz, and T. Itoh, "Novel Microwave Devices and Structures Based on the Transmission Line Approach of Metamaterials", *IEEE Trans. on Anten. and Prop.*, vol. 51, Issue 10, pp. 2558-2571, 2002.
- [6] G. Monti, L. Tarricone, "On the propagation of a gaussian pulse in a double-negative slab", *Proceedings of European Microw. Conf.*, pp. 1419-1422, 2005.
- [7] H. W. Sorenson and D. L. Alspach, "Recursive Bayesan Estimation Using Gaussian Sums", *Automatica*, vol. 7, pp. 465-479, 1971.
- [8] R. W. Ziolkowski and E. Heyman, "Wave propagation in media having negative permittivity and permeability", *Physical Rev. E*, vol. 64, 056625, pp. 1-15, Oct. 2001.
- [9] L. Catarinucci, G. Monti, L. Tarricone, "A Parallel-Grid-Enabled Variable-Mesh FDTD Approach for the Analysis of Slabs of Double-Negative Metamaterials", *IEEE AP-S Int Symp. USNC/URSI Nat. Radio Science Meeting*, July 2005.



Fig. 2: Propagazione di un segnale con ampiezza modulata da un RC (Sez. IV.) nel mezzo SRR-wire descritto nella Sez. III a) risultati ottenuti implementando la (8) in MATLAB; b) risultati ottenuti per mezzo di un codice FDTD proprietario. L'inserto di a) mostra l'inviluppo del segnale simulato.



Fig. 3: Inviluppo Complesso di un segnale con modulazione di fase e di ampiezza (vedi Sez. IV) all'ingresso (a) ed all'uscita (b) di un mezzo CRLH costituito da 12 celle elementari quali quella descritta in Sez. III — Parte Reale, — Parte Immaginaria, ••• Ampiezza.

# Impiego della Camera Riverberante nella Sperimentazione sulla Propagazione nei Sistemi Wireless

P. Corona, G. Ferrara, M. Migliaccio, A. Sorrentino

Università di Napoli "Parthenope", Dipartimento per le Tecnologie Via Medina 40, 80133 Napoli, Italy antonio.sorrentino@uniparthenope.it

## Abstract

In this paper the Reverberating Chamber (RC) is first employed to test a Global System for Mobile Communications (GSM) electromagnetic signals. The RC is exploited to physically generate a realistic noise and therefore testing the wireless channels by means of the Bit Error Rate (BER).

# **INTRODUZIONE**

Nella comunità elettromagnetica la Camera Riverberante (RC) è stata sempre utilizzata per risolvere problemi di Compatibilità Elettromagnetica (EMC) [1][3] o per valutare l'esposizione di campioni biologici [2][4] a campi elettromagnetici tempo varianti.

Il notevole sviluppo nell'ultimo ventennio delle comunicazioni *wireless*, ha dato origine ad un nuovo modo di utilizzo e di interpretazione della RC [5] vista come il canale attraverso il quale si propagano onde elettromagnetiche a cui è associata un'informazione binaria. Le variazioni continue della geometria della RC e le proprietà statistiche del campo al suo interno, suggeriscono di usare tale tipo di cavità come simulatore di canale radio mobile in cui il fenomeno del *multipath* è generato dal processo di scattering dovuto alle pareti metalliche di cui la camera è costituita e dalla variabilità della geometria generata dalla rotazione degli agitatori al suo interno.

Il Global System for Mobile Communications (GSM) è il sistema che più di tutti ha beneficiato dello sviluppo della tecnologia wireless; oggi sono circa 1.5 miliardi gli utenti che nel mondo utilizzano i terminali GSM per differenti tipi di servizi quali ad esempio voce o scambio di dati. In questo lavoro sono presentate delle misure sul segnale GSM realizzate nella RC dell'Università degli Studi di Napoli Parthenope (già Istituto Universitario Navale), ponendo particolare attenzione agli effetti della riverberazione sul segnale ricevuto.

## CANALI RADIOMOBILI

Nei sistemi di comunicazione *wireless* al ricevitore arrivano una serie di contributi, repliche del segnale trasmesso riflesse da ostacoli posti lungo il cammino tra antenna trasmittente ed antenna ricevente, provenienti da diverse direzioni e con diversi ritardi temporali. Un tale tipo di propagazione, prende il nome di *multipath* e genera, in ricezione, il fenomeno del *fading* con campo ricevuto aleatorio la cui ampiezza ha una distribuzione di tipo Rayleigh e la cui fase è uniformemente distribuita tra 0 e  $2\pi$ . Tali "scenari" di propagazione, in cui non è presente un collegamento diretto tra sorgente e destinazione, prendono il nome di NLOS (Non-Line-of-Sight). Nei casi in cui, in

ricezione, oltre alle repliche del segnale trasmesso è presente il contributo diretto, l'inviluppo del campo ricevuto avrà una distribuzione differente da quella precedente. Si parla in questo caso propagazione LOS (Line-of-Sight) con distribuzione di campo di tipo Rice.

In RC, il *multipath* è generato dal processo di *scattering* dovuto alle pareti metalliche di cui la cavità è costituita e dalla variabilità della geometria generata dalla rotazione degli agitatori al suo interno. Se le due antenne, quella trasmittente e quella ricevente, non sono affacciate, ovvero non è presente alcun collegamento in linea di vista tra sorgente e destinazione, l'ampiezza del campo, internamente alla camera, ha una distribuzione di tipo Rayleigh con fase uniformemente distribuita tra 0 e  $2\pi$ . Nel caso in cui è presente un collegamento diretto tra trasmittente e ricevitore, la distribuzione dell'inviluppo del campo è di tipo Rice; un tale tipo di distribuzione è governata dal fattore di Rice, *K*, rapporto tra la parte coerente del segnale (quella relativa al contributo diretto) e quella incoerente (*multipath*). Caricando la camera con materiale di tipo assorbente, è possibile controllare la parte incoerente del segnale, modificando cosi il fattore di Rice della distribuzione di campo all'interno della stessa; i due casi limite di distribuzione verso cui è possibile spingersi mediante utilizzo di materiale assorbente sono quella di tipo Rayleigh (*K*=0) e quella gaussiana (*K*>30). Il canale Rayleigh e quello gaussiano sono i due casi limite a cui nella realtà i canali radiomobili tendono [6].

## **ESPERIMENTI E RISULTATI**

Da quanto finora detto, la RC può essere utilizzata come un simulatore di canale radio mobile, esprimendo con tale locuzione non un software nel quale inserire dati ed ottenere stringhe di valori numerici in uscita, ma un luogo fisico in cui effettuare misure che simulano quanto avviene nella realtà. Le misure descritte in questa sezione sono state realizzate nella RC dell'Università degli Studi di Napoli Parthenope. Tale camera è una cavità cubica avente lato di 2m ed al cui interno sono presenti tre agitatori metallici (Fig.1) le cui dimensioni sono 1.80mx0.45m (S1), 1.80mx0.25m (S2), 1.20mx0.25m (S3). Le velocità di rotazione di S1, S2, ed S3 sono rispettivamente 180, 390, 320 rpm. Le antenne utilizzate in sede di misura sono state due *double-ridged waveguide horn* operanti nel range di frequenze 1-18 GHz poste su un piedistallo di polistirolo a circa un metro dal pavimento. L'antenna eccitatrice (T) è stata collocata, entrando nella RC, alla sinistra della porta di ingresso, in prossimità della parete laterale; quella ricevente (R) invece, in prossimità della mezzeria della camera. Il segnale utilizzato è stato il segnale



Fig.1: Struttura della camera riverberante dell'Università Parthenope.

GSM alla frequenza di lavoro di 1.8 GHz con frequenza di campionamento posta ad 1.6 MHz. Il software utilizzato per la gestione della strumentazione e la successiva elaborazione dei dati è stato il LabVIEW della National Instruments. In tutte le misure effettuate si è utilizzato un NI PXI 1042 Q sia per la trasmissione che per la ricezione e successiva demodulazione del segnale. Nella Fig.2 sono visualizzate le misure ottenute in RC sia con agitatori fermi (Fig.2-a) sia con gli stessi in movimento.



Fig.2: Costellazione del segnale ricevuto con geometria statica (a), con agitatore lento in fase di rallentamento (b), con agitatore lento a regime (c), con tre agitatori a regime (d).

Come i grafici testimoniano, la riverberazione provoca una degradazione della qualità del segnale ricevuto con conseguente aumento del BER (Bit Error Rate), scelto come indicatore della qualità della trasmissione (Tab.1),

AGITATORI IN FUNZIONE	BER CALCOLATO
NESSUNO (geometria statica)	0,00
S1 velocità di circa 100 rpm	0,00
S1 a regime	1,009E-3
S1, S2, S3.	7,056E-3

Tab.1: Valori del BER calcolati per differenti geometrie della camera

La rotazione degli agitatori all'interno della camera riverberante, genera la tempo varianza del canale di trasmissione introducendo un allargamento dello spettro (*spread Doppler*) del segnale. Note le caratteristiche del canale fisico di simulazione utilizzato, è stato possibile simulare, a calcolatore, lo stesso canale seguendo lo schema a blocchi riportato in Fig.3.



Fig.3: Schema a blocchi. Simulazione di un canale di tipo Rayleigh



Fig.4: Misura in camera riverberante con S1 in fase di rallentamento (a); simulazione a calcolatore (b)



Fig.5: Misura in camera riverberante con S1 in fase di rallentamento (a); simulazione a calcolatore (b)

In Fig.4-5-6 sono riportate le misure eseguite in RC con le simulazioni realizzate utilizzando il modello di canale proposto. Le misure sono state eseguite per differenti velocità di rotazione di S1 (Tab.1). I dati relativi alle tre simulazioni di fianco rappresentate sono riportati in Tab.2. Le simulazioni sono state ottenute modificando in modo opportuno il parametro di Doppler spread, come mostra la tabella; il numero di campioni e la varianza di fading, il rapporto segnale-rumore necessari ad ottenere le costellazioni misurate rimangono costanti nei tre casi mostrati. Il parametro di Doppler spread è inversamente proporzionale al tempo di coerenza



del canale; è quindi possible avere una prima indicazione sulla rapidità di variazione del canale radio mobile.

Fig.6: Misura in camera riverberante con S1 in fase di rallentamento (a); simulazione a calcolatore (b)

Misura	Varianza	Doppler	Contributi	Eb/N0 (dB)	BER
	del Fading	Spread (Hz)	di Fading		
Misura 1	5,00E-1	15,00	350000	40	0,00
Misura 2	5,00E-1	20,00	350000	40	0,00
Misura 3	5,00E-1	25,00	350000	40	0,00

Tab.2: Parametri relativi alle simulazioni

## CONCLUSIONI

Il lavoro mostra la possibilità di impiego della RC come simulatore di canali radio mobili. Date le caratteristiche del campo al suo interno, la cavità lavora come un canale Rayleigh, in assenza di collegamento in linea di vista tra antenna trasmittente e ricevente, o come canale Rice quando un collegamento di tal tipo è presente. La rotazione degli agitatori crea uno *spread Doppler*, nello spettro del segnale ricevuto, inversamente proporzionale al tempo di coerenza del canale. Maggiore è la riverberazione all'interno della cavità, maggiore è la rapidità con cui varia temporalmente il canale, peggiori sono le prestazioni del sistema di trasmissione. Il lavoro esposto è un primo approccio all'impiego di una struttura di tal tipo per l'analisi e la risoluzione di problemi che affliggono la trasmissione dei segnali in sistemi *wireless* sia nei casi LOS che in quelli NLOS.

# BIBLIOGRAFIA

- [1] P.Corona, G.Latmiral, E.Paolini, L.Piccoli, "Use of the Reverberating Enclosure for Measurements of Radiated Power in the Microwave Range", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.18, no.2, pp.54-59, 1976.
- [2] G.d'Ambrosio, F.Di Meglio, G.Ferrara, "Multimode Time-Varying Enclosure for Exposure and Dosimetry in Bielectromagnetic Experiments", *Alta Frequenza*, vol.XLIX, no.2, pp.89-95, 1980.
- [3] A.K.Mitra, T.F.Frost, "Power Transfer Characteristics of a Microwave Reverberation Chamber", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.38, no.2, pp.197-200, 1996.
- [4] J.Wang, O.Fujiware, T.Uda, "New Approach to Safety Evaluation of Human Exposure to Stochastically Varying Electromagnetic Fields", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol.36, no.4, pp.971-976, 2005.
- [5] K.Madsen, P.Hallbjörner, "Reverberation Chamber for Mobile Phone Antenna Tests", Reverberating Chamber Anechoic Chamber and OATS Users Meeting, USA, 4-6 June, 2001.
- [6] S.R.Sanders, "Antenna and Propagation for Wireless Communication Systems", *Wiley*, 1999.

### DISPOSITIVI OTTICI PER IL CONTROLLO SPETTRALE DEI SEGNALI

F. Baronio, C. De Angelis Dipartimento di Elettronica per l'Automazione, Università di Brescia Via Branze 32, 25123 Brescia fabio.baronio@ing.unibs.it

G. Sanna, P. Bassi Dipartimento di Elettronica Informatica e Sistemistica, Università di Bologna Viale Risorgimento 2, 40126 Bologna

C. Manzoni, M. Marangoni, R. Ramponi, G. Cerullo Dipartimento di Fisica, Politecnico di Milano Piazza L. Da Vinci 32, 20133 Milano

### Abstract

Frequency shifts of optical pulses can be achieved exploiting propagation in nonlinear crystals. Spectral blue-shifts and red-shifts, originating from a phase-mismatched second harmonic generation process under conditions of strong group-velocity mismatch, can be efficiently controlled by acting on pulse intensity and phase-mismatch. We show theoretically and experimentally that spectral blue-shifts and spectral red-shifts in a range of 100 nm are achieved by propagating 40 fs pulses with a 70 nm spectrum centered at 1450 nm in a 25-mm-long periodically poled stoichiometric lithium tantalate crystal. This crystal can be exploited for the realization of a single-pass device that tunes the carrier frequency output from a femtosecond fiber laser with continuity and over a broad range.

### **INTRODUZIONE**

Effetti ottici che intervengono durante la propagazione di impulsi ultracorti in dielettrici non lineari possono essere sfruttati per effettuare manipolazioni delle proprietà spaziali, temporali e spettrali dei segnali luminosi [1]. In particolare, spostamenti spettrali non lineari potrebbero essere sfruttati per la realizzazione di dispositivi che permettano di sintonizzare la frequenza portante di impulsi ottici a femtosecondi in modo continuo ed in una vasta gamma spettrale. Questi dispositivi, che sono potenzialmente molto più semplici degli amplificatori parametrici ottici [2], potrebbero aumentare le prestazioni dei laser in fibra [3] che sono molto compatti ed efficienti e operano a frequenza fissa. Negli ultimi decenni, molti studi teorici e sperimentali, riguardanti la propagazione di impulsi ultra-corti in mezzi dielettrici con non linearità del terzo ordine (ad esempio, semiconduttori, fibre ottiche, gas), hanno dimostrato che l'effetto non lineare di self-steepening, dovuto alla propagazione di segnali ottici in dielettrici con indice di rifrazione dipendente dall'intensità, causa una auto-modulazione di fase asimmetrica e di conseguenza una modulazione spettrale [4-7]. In mezzi dielettrici del secondo ordine, processi di interazione *cascading* permettono di ottenere efficienti interazioni cubiche indotte. L'auto-modulazione di fase (SPM) di un segnale ottico alla frequenza fondamentale (FF) può essere ottenuta grazie all'interazione con l'onda generata in seconda armonica (SH). In presenza di differenti velocità di gruppo per le onde FF ed SH, l'automodulazione di fase è accompagnata da un effetto di steepening quadratico indotto [8], che può determinare spostamenti controllabili dello spettro dell'impulso FF. Spostamenti spettrali di 1 nm (verso il rosso) sono stati osservati per la prima volta in guide d'onda in niobato di litio con inversione periodica dei domini non lineari (PPLN) studiando l'intrappolamento spaziale di impulsi di 4 ps con uno spettro centrato a 1500 nm [9,10]; spostamenti spettrali di 10 nm (verso il blu) sono stati dimostrati in BBO, propagando impulsi di 120 fs con uno spettro di 10 nm centrato a 790 nm [11]. In questo lavoro mostriamo sperimentalmente che spostamenti spettrali di impulsi ottici di 40 fs, che si propagano in cristalli di tantalato di litio (PPLT), possono essere controllati efficientemente in una gamma di 100 nm. L'origine fisica degli spostamenti spettrali si attribuisce ad un effetto di *steepening* efficace ed è discussa con l'aiuto di un modello analitico semplice che sottolinea i parametri che governano la modulazione asimmetrica di fase e lo spostamento spettrale degli impulsi.

## **ANALISI TEORICA**

Si considera una interazione non lineare di tipo I di un'onda FF e di un'onda SH che viaggiano in un mezzo con elevata non linearità quadratica, in geometria di quasi messa al passo in fase (QPM). Presupponendo QPM di primo ordine, le equazioni che governano l'interazione sono:

$$j\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\beta_{FF}}{2}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \chi_{FF}vw^*e^{-j\Delta kz} = 0$$

$$j\frac{\partial v}{\partial z} - j\delta\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\beta_{SH}}{2}\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} + \chi_{SH}w^2e^{j\Delta kz} = 0$$
(1)

dove w(z,t) e v(z,t) sono gli inviluppi dei campi elettrici (in V/m) dell'onda FF ed SH, rispettivamente;  $\beta$  rappresenta la costante di propagazione,  $\beta$ ' l'inverso della velocità di gruppo,  $\beta$ '' la dispersione della velocità di gruppo (GVD),  $\delta = \beta'_{FF} - \beta'_{SH} e \Delta k = 2\beta_{FF} - \beta_{SH} + 2\pi/\Lambda$  il disadattamento di fase, dove  $\Lambda$  è il periodo di QPM;  $\chi_{FF} = 2\chi^{(2)}/\lambda n_{FF} e \chi_{SH} = 2\chi^{(2)}/\lambda n_{SH}$ , con  $\chi^{(2)}$  coefficiente non lineare, n indice di rifrazione,  $\lambda$  lunghezza d'onda FF. Si considera il caso usuale dove soltanto l'onda FF è iniettata nel mezzo dielettrico. In caso di grande disadattamento tra le onde, un'equazione per il campo FF può essere derivata dalle equazioni (1) [8]:

$$j\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\beta_{FF}}{2}\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{\chi_{FF}\chi_{SH}}{\Delta k}|w|^2 w - 2j\delta\frac{\chi_{FF}\chi_{SH}}{\Delta k^2}|w|^2\frac{\partial w}{\partial t} = 0$$
(2)

L'equazione (2) rappresenta un'equazione di Schroedinger non lineare generalizzata [5]. Un'analisi approssimata (in assenza di dispersione) della Eq. (2) è stata effettuata in [11]. Tuttavia, soluzioni analitiche esatte della Eq. (2) sono state trovate in [4-7], sia in presenza che in assenza di dispersione. L'ultimo termine presente nell' Eq. (2) è responsabile dello *steepening* degli impulsi, che provoca la distorsione spettrale. Nel caso di GVD trascurabile, la soluzione generale W (z, t) = w(z,t) =  $\rho(z,t)\exp(j\phi(z,t))$  della Eq. (2) può essere scritta come [6]:

$$\rho^2 = f(t + z\gamma \rho^2) \tag{3a}$$

$$\phi = z \kappa \rho^2 + g(t + z\gamma \rho^2)$$
(3b)

dove  $f(t)=\rho(t,0)^2$  è il profilo iniziale, g(t) la distribuzione di fase iniziale,  $\gamma = 2\delta\chi_{FF}\chi_{SH}/\Delta k^2 e \kappa = \chi_{FF}\chi_{SH}/\Delta k.$ 

L'asimmetria indotta nell'ampiezza dell'impulso è descritta dal termine proporzionale a z nell' Eq. (3a). Come evidente nell' Eq. (3a), per  $\gamma < 0$  (il caso usuale poiché l'onda SH è più lenta dell'onda FF), sia disadattamenti positivi che negativi provocano *steepening* del fronte posteriore dell'impulso FF, dovuto al trascinamento dell'onda SH più lenta. Questo effetto è direttamente proporzionale al parametro  $\delta$ ; è inversamente proporzionale a  $\Delta k^2$  ed aumenta con l'intensità dell'impulso FF in ingresso. L' asimmetria in frequenza è descritta dai termini proporzionali a *z* nell' Eq. (3b). Nel caso di distribuzione di fase iniziale nulla, la variazione della frequenza istantanea risulta:

$$\delta \omega = -\frac{\partial \varphi}{\partial t} = -z\kappa \frac{\partial \rho^2}{\partial t} \qquad (4)$$

### **RISULTATI NUMERICI E SPERIMENTALI**

Per l'osservazione sperimentale ed il controllo efficiente degli spostamenti spettrali si è scelto un cristallo di PPLT per la sua elevata non linearità e l'alta soglia di danno ottico. Il cristallo presenta differenti regioni con periodi di inversione dei domini non lineari che variano da  $\Lambda = 17.7 \,\mu\text{m}$ . a  $\Lambda = 21 \,\mu\text{m}$ . Alla temperatura di 160°C usata negli esperimenti questi periodi corrispondono a lunghezze d'onda di adattamento di fase da 1440 nm a 1560 nm. La disponibilità di periodi differenti dà la possibilità di sintonizzazione il disadattamento di fase senza cambiare lo spettro dell'impulso di ingresso. Gli impulsi ultracorti FF sono derivati da un amplificatore parametrico ottico non collineare (NOPA). Il NOPA genera impulsi di 70nm sintonizzabili nel vicino infrarosso (1300-1500 nm) con durate temporali intorno ai 40 fs (FWHM in intensità) ed energia fino a 1 µJ. La lunghezza del cristallo corrisponde a 2.5 volte la lunghezza di dispersione dell'onda FF. Gli impulsi sono focalizzati sul cristallo di PPLT con uno "spot-size" di 80µm. All'uscita del campione le caratteristiche spettrali degli impulsi sono rilevate da uno spettrometro. Gli esperimenti sono stati effettuati misurando i profili spettrali dell'impulso FF di uscita in funzione dell'intensità di ingresso per differenti condizioni di disadattamento  $\Delta k$ . A bassa intensità (0.1 GW/cm<sup>2</sup>), indipendentemente dal disadattamento, lo spettro di impulso FF di uscita è indistinguibile da quello in ingresso. Per  $\Delta k$  negativo, e alte intensità, si osserva uno spostamento spettrale verso il blu degli impulsi FF iniettati. Tipici risultati sperimentali ottenuti iniettando impulsi FF a 1450 nm con  $\Delta kL = -80\pi$  sono riportati in fig. 1(a). E' stato osservato che lo spostamento spettrale aumenta all'aumentare dell'intensità, con un valore massimo di circa 40 nm ad un'intensità di 20 GW/cm<sup>2</sup>. Come mostrato in fig. 1(b), gli spettri sperimentali sono riprodotti fedelmente tramite le simulazioni numeriche che risolvono le Eqs. (1). L'inserto di fig. 1(b) mostra l'evoluzione dello spettro di FF durante la propagazione nel cristallo non lineare, dimostrando la saturazione dell'effetto di deriva spettrale. Stiamo attualmente indagando la possibilità di eliminare o, quanto meno, ridurre l'effetto di saturazione della deriva spettrale ottimizzandone l'efficienza e il controllo tramite l'adozione di un passo del reticolo  $\Lambda(z)$  variabile lungo la direzione di propagazione. Per disadattamento positivo  $\Delta k > 0$ , e alte intensità, si sono osservati spostamenti spettrali verso il rosso degli impulsi iniettati. Tipici risultati sperimentali e numerici per impulsi FF a 1490 nm con  $\Delta kL = -80\pi$  sono mostrati in fig. 2. Per un'intensità di 7 GW/cm<sup>2</sup> si osserva uno spostamento di 40 nm, accuratamente descritto dalle simulazioni numeriche. A più alta intensità (20 GW/cm<sup>2</sup>) si osservano spostamenti ancora più marcati (~90 nm), che non possono essere riprodotti quantitativamente dal modello numerico a causa di auto-focalizzazione spaziale (instabilità spaziali di break-up) che conduce ad un aumento dell'intensità locale.



Fig. 1. Spettri sperimentali (a) e numerici (b) dell'onda FF all'uscita del cristallo: I = 0.1 GW/cm<sup>2</sup> (linea punto-punto); I = 7 GW/cm<sup>2</sup> (linea tratto-punto); I = 20 GW/cm<sup>2</sup> (linea continua). Il disadattamento è  $\Delta kL$  = -80 $\pi$ . L'inserto mostra l'evoluzione spettrale FF nel piano  $\lambda$ -z per I = 20 GW/cm<sup>2</sup>.



Fig. 2. Spettri sperimentali (a) e numerici (b) dell'onda FF all'uscita del cristallo: I = 0.1 GW/cm<sup>2</sup> (linea punto-punto); I = 7 GW/cm<sup>2</sup> (linea tratto-punto); I = 20 GW/cm<sup>2</sup> (linea continua). Il disadattamento è  $\Delta kL = 80\pi$ .

## CONCLUSIONI

In questo lavoro dimostriamo sperimentalmente che spostamenti spettrali indotti tramite i processi non lineari quadratici possono essere controllati efficientemente con l'intensità dell'impulso di ingresso e con il passo di inversione dei domini non lineari nel dispositivo. La configurazione proposta può essere sfruttata per la realizzazione di un dispositivo per lo spostamento in frequenza di impulsi a femtosecondi emessi da laser in fibra non sintonizzabili.

### RINGRAZIAMENTI

Il lavoro è finanziato nel contesto del progetto PRIN 2005 "Controllo spettrale e temporale degli impulsi a femtosecondi tramite processi non lineari di secondo ordine".

- 1. Y. S. Kivshar and G. P. Agrawal, Optical solitons (Academic press, 2003).
- 2. G. Cerullo and S. De Silvestri, Rev. Sci. Instrum 74, 1 (2003).
- 3. J. Limpert et al., Opt. Express 11, 818 (2003).
- 4. F. De Martini, C.H. Townes, T.K. Gustafson, and P.L. Kelley, Phys. Rev. 164, 312 (1967).
- 5. D. Anderson and M. Lisak, Phys. Rev. A 27, 1393 (1983).
- 6. A.S. Rodrigues, M. Santagiustina, and E.M. Wright, Phys. Rev. A 52, 3231 (1995).
- 7. P. Guerreiro et al., Opt. Lett. 21, 659 (1996).
- 8. C. Menyuk, R. Schiek, and L. Torner, J. Opt. Soc. Am. B 11, 2434 (1994).
- 9. P. Pioger et al., Opt. Lett. 27, 2182 (2002).
- 10. F. Baronio et al,. J. Opt. B 6, S182 (2004).
- 11. F. Ilday et al., J. Opt. Soc. Am. B 21, 376 (2004).

## MODELLIZZAZIONE DEL LASER INJECTION LOCKED PER APPLICAZIONI RADIO OVER FIBER

Alessandra LENA <sup>(1)</sup>, Giovanni TARTARINI <sup>(1)</sup> Lorenzo ROSA <sup>(2)</sup>, Stefano SELLERI <sup>(2)</sup> Enrico Maria FABBRI <sup>(3)</sup>, Pier FACCIN <sup>(3)</sup>.

<sup>1</sup> Dip. Elettronica Informatica Sistemistica – Università di Bologna - *gtartarini@deis.unibo.it* <sup>2</sup> Dip. Ingegneria dell'Informazione – Università di Parma - *stefano.selleri@unipr.it* <sup>3</sup> ANDREW WIRELESS SYSTEMS Srl – Faenza - *pier.faccin@andrew.com* 

### Abstract

In the framework of the study of transmitters for Radio-over-Fibre Communications, the Injection-Locked Laser's performance has been analyzed. The Injection-Locked Laser has been modelled through an accurate set of Rate Equations obtained by properly modifying the solitary laser's set, and evaluated by means of two different numerical approaches. The results obtained, even though based on different rationales, are in good agreement and highlight significant improvements in comparison with the solitary laser's behaviour, like bandwidth enhancement, noise and frequency chirping reduction, along with an advantageous performance/cost compromise.

## INTRODUZIONE

Quando si effettua una modulazione di tipo analogico della portante ottica, come succede nei servizi di televisione via cavo (CATV) o nella tecnica Radio over Fiber (RoF), attraverso la quale è possibile nei sistemi di telefonia cellulare connettere le stazioni radio base con unità remote di antenna, o effettuare la copertura di zone a scarsa visibilità radio, le prestazioni globali dei collegamenti sono spesso determinate dalle caratteristiche del trasmettitore ottico utilizzato. L'utilizzo della modulazione diretta della sorgente laser in questi casi offre molti vantaggi rispetto all'utilizzo di un modulatore esterno in termini di semplicità dell'elettronica di pilotaggio, basso consumo di potenza, dimensioni ridotte e costo competitivo. Al tempo stesso, però, questa scelta determina prestazioni tendenzialmente inferiori in termini di potenza trasmessa, banda disponibile di modulazione, distorsione del segnale trasmesso, presenza di rumore e di indesiderato effetto di chirp.

La tecnica injection locked può rivelarsi una soluzione particolarmente vantaggiosa in questo contesto. In essa, infatti, un laser ad elevata potenza ma di bassa coerenza, detto slave, viene pilotato da un laser a bassa potenza e ad elevata coerenza, chiamato master. In funzione della potenza iniettata dal master nello slave, descritta dal *tasso di iniezione*, e della differenza tra le frequenze di risonanza intrinseche dei due dispositivi, detta *detuning*, il laser slave può acquisire le caratteristiche spettrali del master, con emissione di radiazione estremamente coerente e di elevata potenza, accompagnata da allargamento della banda di funzionamento del dispositivo e riduzione delle non linearità, del rumore e del chirp rispetto all'impiego del laser slave solitario modulato direttamente. Il costo aggiuntivo del laser master rispetto all'impiego del laser solitario può essere ammortizzato utilizzando lo stesso master per diversi collegamenti, dato che la modulazione diretta viene effettuata sul laser slave.

Simili prestazioni risultano particolarmente interessanti non solo nel contesto delle comunicazioni RoF, ma ad esempio anche nei sistemi ottici coerenti, dove è richiesto

un metodo efficiente per sincronizzare un segnale ottico con una portante generata localmente.

In questo lavoro si presentano i risultati di modelli di simulazione che sono stati sviluppati per uno studio teorico e sperimentale sull'utilizzo del Laser Injection-Locked nei sistemi RoF. Il modello del dispositivo injection locked è stato ottenuto a partire dalle Rate Equations per il laser solitario, modificate al fine di introdurre il contributo iniettato dal master. I modelli numerici per l'analisi delle prestazioni del dispositivo si basano rispettivamente su un software commerciale che sfrutta in Metodo degli Elementi Finiti (Comsol Multiphysics) e su un codice Matlab sviluppato in proprio.

Attraverso entrambi i modelli (che, come verrà spiegato nel seguito, presentano caratteristiche fra loro complementari) sono state studiate le condizioni di stabilità, l'emissione a regime del dispositivo ed il suo comportamento nel dominio del tempo e della frequenza. I risultati ottenuti da questi diversi approcci sono in buon accordo tra loro, ed evidenziano le caratteristiche migliorative del laser injection locked che, come detto sopra, può rappresentare una scelta competitiva per la realizzazione di trasmettitori da utilizzare in collegamenti ottici di tipo RoF.

## MODELLIZZAZIONE DEL LASER INJECTION LOCKED

A partire dalle Rate Equations del laser solitario, che descrivono le variazioni nel tempo rispettivamente del numero di fotoni S, del numero di portatori N, e della fase  $\Phi$  del campo ottico, è possibile ricavare un nuovo sistema di equazioni per il laser injection-locked, descritto dal sistema di equazioni:

$$\frac{dS(t)}{dt} = G_N [N(t) - N_{TH}] S(t) + \frac{2}{\tau_L} r_{inj} S(t) \cos(\phi_M - \phi) + R_{SP}$$
$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{I}{q} - \gamma_N \{G_N [N(t) - N_{TH}] + \gamma_p\} S(t)$$
$$\frac{d\varphi(t)}{dt} = -(\omega - \omega_{th}) + \frac{1}{2} \alpha G_N [N(t) - N_{TH}] + \frac{1}{\tau_L} r_{inj} \sin(\phi_M - \phi)$$

Il sistema può essere anche espresso in maniera alternativa sostituendo l'incognita S(t), che rappresenta il numero di fotoni in cavità ed è proporzionale alla potenza del campo ottico, con A(t), legata ad S(t) dalla relazione  $S(t) = A^2(t)$  [1], [2]. Nel sistema stesso  $G_N$  è il termine lineare del guadagno del mezzo attivo,  $R_{sp}$  è il tasso di emissione spontanea,  $\tau_l$  è il cosiddetto round trip time della cavità laser,  $r_{inj}$  è il tasso di iniezione,  $(\omega - \omega_{th})$  è il cosiddetto detuning in termini di pulsazione,  $\phi_m$  è la fase del campo ottico del master, I/q è la densità di corrente di polarizzazione,  $\gamma_N = \gamma$  sono rispettivamente il reciproco del tempo di vita dei portatori e dei fotoni in cavità, e infine  $\alpha$  è il cosiddetto linewidth enhancement factor. Nello studio del rumore all'interno del dispositivo, alle tre equazioni precedenti sono stati poi aggiunti i termini di Langevin, rispettivamente  $F_s(t)$ ,  $F_n(t) e F_{\Phi}(t)$ , variabili aleatorie gaussiane a valor medio nullo e varianza dipendente dai valori di S (o A) e N al variare del tempo [3].

Lo studio del comportamento del dispositivo nel dominio del tempo e della frequenza, a partire dal sistema di Rate Equations precedentemente descritto, è stato effettuato con due diversi strumenti di simulazione. Uno di essi, sviluppato in ambiente Matlab, fa uso del solutore commerciale Comsol Multiphysics (CMP), che utilizza il Metodo degli Elementi Finiti (FEM) per la risoluzione delle equazioni differenziali rispetto alle variabili spaziali, qualora ciò risulti necessario, ed utilizza il metodo delle differenze finite per la risoluzione rispetto al tempo. L'altro simulatore, che è costituito da codici

Matlab redatti appositamente, risolve le equazioni differenziali nel dominio del tempo, senza mettere in conto una eventuale dipendenza spaziale delle grandezze in gioco.

Da questa breve descrizione si può capire il motivo per il quale sono stati sviluppati due codici di simulazione. Il primo di essi presenta una generalità maggiore, in quanto attraverso il suo utilizzo sarà possibile studiare il comportamento di laser reali qualora sulla sezione traversa grandezze come il guadagno o la densità di corrente di iniezione non presentino valori costanti. Il secondo codice, d'altro canto, essendo stato sviluppato in proprio, risulta accessibile in ogni sua riga di comando e quindi più facilmente aggiornabile, qualora ciò risulti necessario. Infine, i due simulatori, essendo stati sviluppati in maniera indipendente, sono stati strumento di validazione l'uno per l'altro. Prima di risolvere il sistema di equazioni differenziali riportato sopra, è stato effettuato un lavoro di simulazione che ha portato all'analisi di stabilità del dispositivo ed alla conseguente individuazione delle coppie di valori di  $r_{inj}$  e di detuning appartenenti alla regione di locking stabile.

La risoluzione delle Rate Equations è stata poi effettuata dapprima in presenza di corrente modulante di tipo sinusoidale in ingresso, corrispondente a  $I = I_{bias} + I_{RF} \cdot cos(\omega_{RF} t)$ ; al variare di  $\omega_{RF}$ , si è risolto il sistema di equazioni differenziali per determinare la risposta in frequenza del dispositivo. Per studiare il Rumore Relativo di Intensità (RIN) si è invece studiata l'emissione del dispositivo in presenza della sola corrente continua di polarizzazione, inserendo i termini di rumore nelle equazioni sopra riportate che descrivono il sistema.

## CONFRONTO DEI RISULTATI OTTENUTI

Per poter confrontare i risultati ottenuti con i due diversi simulatori sviluppati, le grandezze in gioco che compaiono nelle Rate Equations, (guadagno, densità di corrente di iniezione, ecc.) sono state assunte costanti sulla sezione traversa del laser. Inoltre, al fine di avere un ulteriore test di validazione, è stato preso in considerazione un laser injection locked già analizzato in [1], ove sono anche riportati valori dei parametri fisici del laser studiato. I risultati relativi alla banda di modulazione si ottengono attraverso lo studio della risposta in frequenza del laser injection-locked, e sono riportati nelle Figure 1.a e 1.b. Nella prima di esse il detuning è fissato (-5 GHz in frequenza), mentre viene variato il tasso di iniezione. La curva a tratto continuo rappresenta la risposta relativa al laser solitario: la banda di modulazione, pari approssimativamente a 3 GHz in questo caso, già per detuning pari a -5GHz e  $r_{inj} = 40\%$  (curva tratteggiata) diviene di circa 10 GHz. Viene quindi confermato l'allargamento della banda di modulazione del dispositivo dovuto alla presenza di iniezione. In Fig. 1.b viene invece raffigurata la risposta al variare del detuning per un  $r_{inj} = 40\%$ . Si noti in entrambe le figure l'accordo tra le curve calcolate con i due diversi simulatori sviluppati. Tale accordo è confermato anche con riferimento ai risultati pubblicati in [1].

Con riferimento al dispositivo studiato per detuning pari a -5GHz e  $r_{inj} = 40\%$  gli andamenti del RIN e del frequency chirp sono rappresentati in Fig. 2.a e 2.b, rispettivamente. Il RIN, che presenta un picco in corrispondenza della frequenza di rilassamento, in presenza di injection viene smorzato e traslato in frequenza, migliorando le prestazioni del sistema. Anche il fenomeno indesiderato del chirp presenta una riduzione rispetto al valore che aveva nel laser solitario. Anche in questo caso è possibile apprezzare l'accordo fra i risultati ottenuti con i due diversi simulatori sviluppati, i quali costituiscono quindi uno strumento di calcolo accurato e generale per lo studio dei laser injection locked.

### RINGRAZIAMENTI

Questo lavoro è stato finanziato con fondi della Regione Emilia Romagna (Piano Telematico, Progetto *InSeBaLa*), e con fondi MIUR.



**Figura 1.** Risposte alla modulazione diretta di un dispositivo laser injection locked al variare (a) del tasso di iniezione e (b) del detuning.



**Figura 2.** (a) RIN del laser solitario (tratteggio) e del laser iniettato calcolato tramite Comsol M.P. (marcato con pallini) e tramite il codice Matlab (linea continua); (b) frequency chirp per il laser solitario (linea continua) e per il laser iniettato (tratteggio) calcolati con il codice Matlab.

## **BIBLIOGRAFIA**

[1] A. Murakami, K. Kawashima, K. Atsuki; IEEE JQE, Vol. 39, N. 10, Ottobre 2003.

- [2] A. Murakami; IEEE JQE, Vol. 39, N. 3, Marzo 2003.
- [3] N. Schunk, K. Petermann; IEEE JQE, Vol. QE-22, N. 5, Maggio 1986.

# FIBRA A CRISTALLO FOTONICO CON DOPPIO CLADDING PER EDFA OPERANTI IN BANDA S

L. Vincetti, M. Maini, G. Borsari, M. Zoboli

Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione, Università di Modena e Reggio Emilia Via Vignolese 905b, 41100 Modena vincetti.luca@unimore.it

## Abstract

A compact S-band erbium-doped fiber amplifiers based on a double cladding photonic crystal fiber is presented. ASE suppression in C-band is obtained by mean of leakage loss due to coupling of fundamental mode and outer cladding modes.

# INTRODUZIONE

La difficoltà nel realizzare amplificatori ottici operanti in banda S costituisce uno dei principali ostacoli all'impiego di questa banda nei sistemi di comunicazione ottici a divisione di lunghezza d'onda. Diverse sono le tecniche analizzate in questi ultimi anni per ottenere amplificazione in banda S [1]-[5]. Tra queste, una delle più promettenti è indubbiamente quella in cui viene utilizzata una fibra di silice drogata con erbio (Erbium Doped Fiber -EDF) con un filtraggio distribuito lungo la fibra per sopprimere l'emissione spontanea amplificata (Amplified Spontaneous Emission - ASE) in banda C. Tale filtraggio può essere ottenuto attraverso le perdite per curvatura, sia nelle fibre a cladding depresso [3], che nelle fibre coassiali [4], oppure attraverso le perdite per confinamento nelle fibre con cladding segmentato [5].

Le fibre a cristallo fotonico (Photonic Crystal Fiber - PCF) sono state recentemente proposte come valida alternativa alle fibre convenzionali per realizzare amplificatori ottici, in quanto, grazie alla loro grande flessibilità di progetto, permettono di migliorare le prestazioni dell'amplificatore [6], [7].

In questo lavoro viene proposto l'uso di una fibra a cristallo fotonico a doppio cladding per realizzare un amplificatore EDF in banda S. La soppressione dell'ASE in banda C è ottenuta dall'accoppiamento tra il modo fondamentale e i modi leaky del cladding. Poiché l'accoppiamento è fortemente dipendente dalla lunghezza d'onda, è possibile ottenere una fibra che presenta basse perdite per confinamento in banda S e alte perdite in banda C. L'analisi numerica è stata effettuata attraverso un solutore modale complesso basato sul metodo degli elementi finiti, combinato con il solutore delle equazioni dell'amplificatore, basato sull'algoritmo di Runge-Kutta. I risultati preliminari qui riportati dimostrano la possibilità di ottenere amplificazione in banda S con guadagni dell'ordine dei 23*dB* con fibre di una decina di metri di lunghezza.

# PROGETTO DELLA FIBRA

La fibra proposta è mostrata in figura 1, in cui viene riportato un quarto della sezione trasversa. Essa è costituita da un core di silice drogata circondato da due diversi cladding, entrambi con reticoli triangolari con spaziatura  $\Lambda = 3.7 \mu m$ , ma con un numero e una dimensione dei fori d'aria differenti. Il cladding interno è formato da 3 anelli di fori di diametro  $d_1 = 1.1 \mu m$ , mentre il cladding esterno da 7 anelli di diametro  $d_2 =$ 

 $0.68\mu m$ . In corrispondenza del core si ha un'area di raggio  $r = 0.81\mu m$  con un indice di rifrazione maggiore di quello della silice. Il salto d'indice percentuale vale 0.69%.



Figura 1: quarto di geometria della fibra a cristalli fotonici a doppio cladding.

In figura 2 vengono riportate le distribuzioni del campo magnetico del modo fondamentale della fibra e di uno dei modi del cladding, in particolare di quello con indice efficace maggiore. Esso è localizzato in corrispondenza del cladding esterno, essendo  $d_1 > d_2$ . Entrambi i modi sono leaky, ma, mentre il primo rimane ben confinato nell'intorno del core, il secondo presenta delle perdite per confinamento molto elevate. Tali perdite sono state quantificate attraverso il seguente parametro:

$$CL = \alpha \cdot 20 \cdot \log_{10}(e)$$

con  $\alpha$  costante di attenuazione del modo, calcolata attraverso un solutore modale complesso basato sul metodo degli elementi finiti [8]. Nel calcolo si è tenuto conto della dispersione della silice attraverso l'equazione di Sellmeier.



Figura 2: distribuzione del campo magnetico del modo fondamentale(sinistra) e di un modo del cladding esterno (destra).

In figura 3 vengono riportate le curve di dispersione dei due modi e le perdite di confinamento della fibra. Per basse lunghezze d'onda la differenza tra gli indici efficaci è sufficientemente elevata da rendere di fatto disaccoppiati i due modi e quindi basse le perdite. All'aumentare della lunghezza d'onda, per effetto della riduzione della

differenza tra gli indici efficaci, aumenta l'accoppiamento e quindi le perdite. Esse raggiungono il valore massimo in corrispondenza della condizione di sincronismo, che per la fibra in esame si manifesta per  $\lambda_m = 1540nm$ . Oltre questa lunghezza d'onda i due modi tornano ad essere non degeneri e conseguentemente le perdite ad abbassarsi.



Figura 3: curve di dispersione del modo fondamentale e del primo modo del cladding (sinistra) e andamento spettrale della perdite per confinamento (destra).

## RISULTATI

L'andamento delle perdite per confinamento mostrate in figura 2 è stato sfruttato nell'amplificatore in banda S con lo scopo di filtrare l'ASE in banda C. Il valore di picco, in corrispondenza di  $\lambda_m = 1540$ nm, vale poco meno di 50dB/m, elevato a tal punto da garantire una potenza ASE sufficientemente bassa per tutta la lunghezza dell'amplificatore; al contrario, in banda S le basse perdite non compromettono l'amplificazione dei segnali.

L'amplificatore proposto ha un area drogata di raggio  $r_d = 1.6\mu m$ , con una concentrazione di ioni d'erbio pari a  $1.0 \times 10^{25}$  *ioni/m*<sup>3</sup>. La pompa, alla lunghezza d'onda di 980*nm*, è copropagante e ha una potenza iniziale di 100*mW*. Nelle simulazioni sono stati considerati 31 canali equispaziati, nell'intervallo di lunghezze d'onda da 1490*nm* a 1520*nm*, per una potenza totale in ingresso  $P_s = -10dBm$ .



Figura 4: andamento spettrale del guadagno (sinistra) e della cifra di rumore (destra) dell'amplificatore.

I risultati mostrati in figura 4 si riferiscono all'andamento spettrale del guadagno e della figura di rumore dell'amplificatore, per differenti lunghezze  $L_F$  della fibra drogata. Aumentando  $L_F$ , l'amplificatore tende ad aumentare il guadagno in corrispondenza delle  $\lambda$  più corte a scapito dei segnali a  $\lambda$  maggiore. Si ottiene un valore massimo del

guadagno di circa 23*dB*, per  $\lambda = 1510nm$ , con  $L_F$  compresa tra 9*m* e 11*m*. La figura di rumore varia da un minimo di 4*dB* per  $\lambda = 1490nm$  ad un massimo di 8*dB* per  $\lambda = 1520nm$ , rimanendo sostanzialmente indipendente dalla lunghezza della fibra. Attualmente l'attività è improntata sull'ottimizzazione dei parametri dell'amplificatore e della PCF al fine di equalizzare sia il guadagno che la figura di rumore. I risultati di questo studio verranno illustrati in fase di presentazione del lavoro.

# CONCLUSIONI

In questo lavoro è stato proposto l'impiego di una fibra a cristallo fotonico con doppio cladding realizzata in silice drogata con erbio per realizzare un amplificatore ottico in banda S. Grazie infatti alla forte dipendenza dalla lunghezza d'onda dell'accoppiamento tra il modo fondamentale e quelli del cladding è possibile ottenere delle perdite di confinamento che sopprimono il contributo dell'ASE in banda C senza ostacolare l'amplificazione dei segnali in banda S. I risultati numerici dimostrano la possibilità di ottenere guadagni dell'ordine di 23*dB* e figure di rumore comprese tra 4*dB* e 8*dB*.

# BIBLIOGRAFIA

- [1] J. Bromage, H. J. Thiele e L. E. Nelson, "Raman amplification in the S-band", in *Proc. Optical Fiber Communication (OFC02), Anaheim, CA 2002.*
- [2] S. Aozasa, T. Sakamoto, T. Kanamori, K. Hoshino e M. Shimizu, "Gain-shifted thulium-doped fiber amplifiers employing novel high concentration doping technique", *Electron. Lett., vol. 36, pp. 418-419, 2000.*
- [3] P. Vavassori, M. Foroni, F. Poli, A. Cucinotta e S. Selleri, "S-band EDFA with ASE suppression induced by bending loss of depressed-cladding active fiber", *in Proc. Optical Amplifiers and their Applications OAA05, Budapest, Hungary, 2005.*
- [4] K. Thyagarajan e C. Kakkar, "S-band single-stage EDFA with25dB gain using distributed ASE suppression", *Photon. Technol. Lett.*, vol 16, pp.2448-2450, Nov. 2004.
- [5] C. Kakkar e K. Thyagarajan, "Segmented-clad fiber design for tunable leakage loss", J. Lightwave Technol., vol. 23, pp. 3444-3452, Nov. 2005.
- [6] A. Cucinotta, F. Poli e S. Selleri, "Design of erbium-doped triangular photoniccrystal-fiber-based amplifiers", *Photon. Technol. Lett.*, *vol 16, pp.2027-2029, Sep.* 2004.
- [7] A. Cucinotta, F. Poli, S. Selleri, L.Vincetti e M. Zoboli, "Amplification properties of Er3+-doped photonic crystal fibers", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology, vol. 21, n. 3, pp. 782-788, March 2003.*
- [8] S. Selleri, L. Vincetti, A. Cucinotta e M. Zoboli, "Complex FEM modal solver of optical waveguides with PML boundary conditions", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 359-371, April 2001.

# **RIFRAZIONE DISCRETA NEGATIVA IN SCHIERE DI GUIDE D'ONDA A CRISTALLO FOTONICO**

A. Locatelli, M. Conforti, D. Modotto, C. De Angelis

Dipartimento di Elettronica per l'Automazione, Università di Brescia Via Branze 38, 25123 Brescia daniele.modotto@ing.unibs.it

### Abstract

We report a systematic analysis of anomalous refractive effects at interfaces between two photonic crystal waveguide arrays. Discrete negative refraction can be easily predicted from the sign of the coupling coefficient between adjacent waveguides regardless of handedness of propagation.

## **INTRODUZIONE**

Dopo la pubblicazione del primo lavoro teorico di Veselago [1], i materiali con indice di rifrazione negativo (NIM, "Negative Index Media") hanno attratto un sempre crescente interesse, anche per la possibilità di sfruttare le loro proprietà in dispositivi ottici innovativi [2]. Negli ultimi anni un notevole sforzo è stato di conseguenza dedicato alla progettazione e alla realizzazione di metamateriali microstrutturati che consentissero di ottenere un indice di rifrazione negativo alle frequenze ottiche. In questo contesto, fenomeni di rifrazione anomala all'interfaccia fra l'aria e schiere di guide d'onda convenzionali e cristalli fotonici sono stati predetti in letteratura [3, 4].

In questo lavoro si riporta una analisi sistematica del fenomeno della rifrazione anomala all'interfaccia fra due schiere di guide d'onda a cristallo fotonico. A causa della natura "discreta" della propagazione elettromagnetica in schiere di guide d'onda, si parlerà qui di rifrazione negativa di tipo discreto, in analogia con il fenomeno della diffrazione discreta, ben nota nelle schiere di guide d'onda accoppiate. Si dimostra qui in particolare che la rifrazione negativa discreta può essere facilmente predetta in base al segno del coefficiente di accoppiamento fra due guide d'onda adiacenti, indipendentemente dalla natura destrorsa o sinistrorsa della propagazione elettromagnetica.

## ANALISI TEORICA

La propagazione della luce in schiere uniformi di guide d'onda a cristallo fotonico può essere studiata per mezzo di un sistema di equazioni accoppiate che descrivono l'evoluzione delle ampiezze  $A_n$  dei modi di Bloch:

$$j\frac{\partial A_n}{\partial z} + \beta A_n + C(A_{n+1} + A_{n-1}) = 0$$
(1)

dove  $\beta$  è la costante di propagazione della singola guida d'onda e C il coefficiente di accoppiamento fra due guide d'onda adiacenti [5]. Un'espressione di C che tenga conto della variazione longitudinale della forma del modo può essere ottenuta ricorrendo alla teoria perturbativa; per la polarizzazione TM si ottiene:
$$C = \frac{k_0^2 \int\limits_W \delta \varepsilon_r u_1^* u_2 dW}{2\beta \int\limits_W |u_1|^2 dW - 2j \int\limits_W u_1^* (\partial u_1 / \partial z) dW}$$
(2)

dove  $u_{1,2}(x,z)$  sono i modi di Bloch delle singole guide d'onda,  $k_0$  è il numero d'onda del vuoto,  $\delta \varepsilon_{r}(x,z)$  è la perturbazione introdotta nel cristallo fotonico dalla presenza del difetto e W è il dominio della cella elementare.

Si noti in particolare che il secondo termine al denominatore può essere diverso da zero (e necessariamente reale) solo in guide a cristallo fotonico e non in guide convenzionali. Per quanto riguarda il segno della costante di propagazione B, essa ha lo stesso segno della velocità di fase. In guide convenzionali, che sfruttano la riflessione interna totale, la costante di propagazione e l'indice efficace sono entrambi positivi e la propagazione elettromagnetica è di tipo destrorso: il metamateriale si dice PIM ("Positive Index Media"). In guide a cristallo fotonico, al contrario, l'ingegnerizzazione della struttura permette di ottenere valori negativi della costante di propagazione e cioè propagazione elettromagnetica di tipo sinistrorso e l'indice efficace è negativo. Per esempio una guida d'onda NIM può essere ottenuta inserendo in un cristallo fotonico una guida convenzionale a formare un difetto lineare [6]. Si consideri ad esempio un reticolo quadrato (con costante reticolare a) di colonne di raggio R=0.35a di AlGaAs (n=3.34) in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (n=1.5); la rimozione di una riga di colonne e l'inserimento di una lastra di AlGaAs di spessore w=0.5*a* costituisce il difetto. In figura 1 si mostra nell'inserto una visione schematica della guida NIM così ottenuta e la corrispondente struttura a bande. In questo caso la velocità di gruppo è positiva e la costante di propagazione è negativa.



Fig. 1. Struttura a bande della guida d'onda NIM.



Fig. 2. Struttura a bande dell'accoppiatore NIM: supermodi pari (linee continue) e dispari (linee tratteggiate). La figura a) corrisponde all'accoppiatore con due colonne fra le guide; la figura b) all'accoppiatore con tre colonne fra le guide.

Per quanto riguarda il segno del coefficiente di accoppiamento C fra due guide adiacenti, si noti che C= $(\beta_{pari}-\beta_{dispari})/2$ . Di conseguenza, in guide d'onda convenzionali accoppiate, C è sempre positivo. E' stato già dimostrato, invece, che in accoppiatori a cristallo fotonico C può essere sia positivo sia negativo [5,7]. Si consideri per esempio un accoppiatore con due colonne fra le guide come in figura 2a: in questo caso il modo fondamentale è il modo pari e C è positivo; se si prende invece in esame il caso di un accoppiatore con tre colonne fra le guide (come in figura 2b) il modo fondamentale è dispari e C risulta negativo. Il valore di C che si ottiene dalle costanti di propagazione

dei supermodi pari e dispari risulta in ottimo accordo con la formula (2) qui ricavata usando una teoria perturbativa.

## APPLICAZIONI

Dopo avere determinato la costante di propagazione  $\beta$  della guida d'onda isolata e il coefficiente di accoppiamento C fra due guide d'onda consecutive, le proprietà della schiera uniforme di guide d'onda si possono considerare acquisite. Infatti, dall'equazione (1), la relazione di diffrazione al primo ordine risulta nota  $(k_z=\beta+2C\cos(k_xd))$  e i fenomeni di rifrazione possono essere di conseguenza analizzati. La natura destrorsa o sinistrorsa della propagazione elettromagnetica si determina in base al segno del prodotto interno fra vettore d'onda e velocità di gruppo (segno positivo (negativo) corrisponde a propagazione destrorsa (sinistrorsa)); ne segue che per debole accoppiamento fra le guide si ha propagazione destrorsa nella schiera (RHA, "Right-Handed Array") se le guide d'onda sono a indice positivo e al contrario propagazione sinistrorsa nella schiera (LHA, "Left-Handed Array") se le guide della schiera sono a indice negativo. Ne segue che scegliendo la spaziatura fra le guide si possono avere sia LHA sia RHA con segno del coefficiente di accoppiamento C sia positivo sia negativo. Nel seguito verranno quindi considerati quattro casi possibili di rifrazione all'interfaccia fra materiali LHA e RHA al variare del segno di C.



Fig. 3. Curve isofrequenza nel piano (kx, kz): la prima schiera di guide d'onda (linea continua) e la seconda schiera di guide d'onda (linea tratteggiata), vettori d'onda (frecce più sottili) e velocità di gruppo (frecce più spesse). a) interfaccia RHA-RHA, C di uguale segno nei due mezzi; b) interfaccia RHA-LHA, C di segni opposti nei due mezzi; c) interfaccia RHA-RHA, C di segno opposto nei due mezzi; d) interfaccia RHA-LHA, C di uguale segno nei due mezzi.

Nel caso riportato in figura 3a si considera l'interfaccia fra due strutture RHA con segno positivo di C: si tratta dell'analogo del caso di due schiere convenzionali e si osserva rifrazione positiva. In figura 3b si considera invece una interfaccia RHA-LHA con C di segno opposto e si osserva rifrazione negativa. In figura 3c si ha un'interfaccia RHA-RHA con segni opposti di C e si osserva ancora rifrazione negativa. In figura 3d si ha un'interfaccia RHA-LHA con uguale segno di C e rifrazione positiva. In definitiva si evince che la rifrazione discreta negativa è causata dal cambio di segno di C e non è necessariamente associata a un cambio di segno dell'indice efficace.

Soluzioni esatte delle equazioni di Maxwell nel dominio del tempo sono state quindi ottenute usando un metodo vettoriale agli elementi finiti per validare i risultati teorici fin qui discussi.





Nella figura 4a si mostra l'evoluzione dell'intensità del campo in una struttura con doppia interfaccia RHA-RHA e C con segni opposti (caso 3c) in cui il campo di ingresso eccita 5 guide della schiera. La rifrazione negativa è evidente su entrambe le interfacce dell'esempio e il campo esce dalla seconda interfaccia con un angolo di trasmissione uguale all'angolo di incidenza. Nella figura 4b si analizza invece la rifrazione ad una interfaccia LHA-RHA fra due mezzi con lo stesso segno di C (caso 3d): la rifrazione positiva è evidente.

## CONCLUSIONI

E' stata presentata l'analisi della rifrazione negativa discreta in schiere di guide d'onda a cristallo fotonico. Si è dimostrato che il fenomeno può essere descritto e predetto sulla base del segno del coefficiente di accoppiamento fra le guide della schiera e che non dipende dal segno dell'indice efficace nelle schiere.

Ricerca finanziata dal Ministero dell'Istruzione dell'Università e della Ricerca nell'ambito dei progetti FIRB (progetto RBAU01XEEM).

[1] V.G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of  $\varepsilon$  and  $\mu$ ", Sov. Phys. Usp. **10**, 509 (1968).

[2] J.B. Pendry, "Negative Refraction Makes a Perfect Lens", Phys. Rev. Lett. 85, 3966 (2000).

[3] T. Pertsch, T. Zentgraf, U. Peschel, A. Brauer, F. Lederer, "Anomalous Refraction and Diffraction in Discrete Optical Systems", Phys. Rev. Lett. **88**, 093901 (2002).

[4] C. Luo, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, J.B. Pendry, "All-angle negative refraction without negative effective index", Phys. Rev. B **65**, 201104 (2002).

[5] A. Locatelli, M. Conforti, D. Modotto, C. De Angelis, "Diffraction engineering in arrays of photonic crystal waveguides", Opt. Lett. **30**, 2894 (2005).

[6] W.T. Lau, S. Fan, "Creating large bandwidth line defects by embedding dielectric waveguides into photonic crystal slabs", Appl. Phys. Lett. **81**, 3915 (2002).

[7] C.M. de Sterke, L.C. Botten, A.A. Asatryan, T.P. White, R.C. McPhedran, "Modes of coupled photonic crystal waveguides", Opt. Lett. 29, 1384 (2004).

# MODELLIZZAZIONE DI SOLITONI DI GAP SPAZIALI IN ARRAY DI GUIDE NON LINEARI

# A. Armaroli, S. Valentini, G. Bellanca, S. Trillo

Dipartimento di Ingegneria, Università di Ferrara, Via Saragat 1, 44100, Ferrara phone: +39-0532-974986, fax: +39-0532-974870, email: andrea.armaroli@unife.it

#### Abstract

Self-trapping in arrays of evanescently coupled optical waveguides with Kerr nonlinear response is investigated by two different modeling approaches. Results show that the coupled mode equations describe accurately the gap soliton self-trapped solutions that can propagate from beams interfering at Bragg angles.

### INTRODUZIONE

I metamateriali, e nello specifico i dispositivi a band-gap fotonico, offrono interessanti opportunità sul controllo del flusso luminoso. A frequenze ottiche, esse vengono ulteriormente incrementate se si aggiunge, al regime di funzionamento lineare, quello non lineare. La non linearità, infatti, introduce flessibilità addizionali ed apre l'orizzonte a nuovi concetti ed applicazioni [1]. In un cristallo fotonico, ad esempio, la non linearità del mezzo rende accessibile la propagazione a frequenze che si troverebbero invece, nel caso lineare, all'interno di una banda fotonica proibita. Una particolare tipologia di soluzioni di questo tipo, detti solitoni di gap (Gap-Soliton, GS) spaziali, è stata prevista all'interno di mezzi periodici composti da due dielettrici con non linearità di tipo cubico (mezzi Kerr) [3]. Una generalizzazione di tale struttura è ottenibile utilizzando un array di guide ottiche. A causa dell'accoppiamento, la luce iniettata lungo l'asse normalmente non resta confinata ma tende a disperdersi. Per angoli di incidenza corrispondenti ai differenti ordini di Bragg, il meccanismo dominante è invece quello della riflessione, con conseguente nascita di bande proibite nel numero d'onda longitudinale (costante di propagazione). Tuttavia, per valori elevati dell'intensità del campo, due fasci luminosi in arrivo sulla struttura con angoli di Bragg opposti possono interferire e formare un solitone di gap in grado di propagarsi lungo l'array pur avendo un vettore d'onda longitudinale all'interno della banda proibita. La descrizione di questo fenomeno è stata inizialmente sviluppata sulla base di una versione semplificata (trascurando la diffrazione) della Teoria del Modi Accoppiati (CMT) [3]. In seguito, si è assunto come riferimento un modello basato su uno sviluppo con coefficienti periodici della equazione parassiale delle onde. L'analisi condotta in questo lavoro dimostra invece la possibilità di utilizzo della CMT per la caratterizzazione sperimentale dei GS [7] per un range elevato di valori di interesse nei casi sperimentali, ed indica anche dove l'approccio CMT debba essere usato con cautela.

## MODELLI MATEMATICI

Si consideri un mezzo periodico privo di perdite con indice di rifrazione  $n_{1,2} = n_0 \pm \Delta n/2 \left[\Delta n = n_2 - n_1 > 0\right]$  e spessore  $d_{1,2}$ , caratterizzato da una larghezza  $d = d_1 + d_2 \equiv$ 

 $2\pi/k_g$  lungo la coordinata trasversa X. Considerando un'approssimazione 1+1D ( $\partial_Y = 0$ ), nel limite di debole disomogeneità e di validità dell'ipotesi parassiale, sviluppando in serie di Fourier il contributo relativo al termine periodico lineare dell'indice di rifrazione  $\Delta n_p \equiv \Delta n_{lin} + n_{2I} |E(X,Z)|^2$  come  $\Delta n_{lin}(X) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \Delta n_m \exp(imk_g X)$ , si ha:

$$i\frac{\partial E}{\partial Z} + \frac{1}{2k}\frac{\partial^2 E}{\partial X^2} + k_0 \Delta n_p(X)E + \chi |E|^2 E = 0$$
(1)

dove  $\chi = k_0 n_{2I}$  è il coefficiente non lineare complessivo e l'inviluppo complesso del campo elettrico E = E(X, Z) in propagazione lungo l'asse Z è supposto normalizzato, in modo che  $|E(X, Z)|^2$  ne fornisca direttamente l'intensità. Nel caso lineare  $(\chi = 0)$ , si ha riflessione per effetto Bragg in corrispondenza di angoli di incidenza del campo  $\phi_{Bm}$  rispetto all'asse Z pari a  $\phi_{Bm} = \sin^{-1}\left(\frac{mk_g}{2k}\right) = \sin^{-1}\left(\frac{m\lambda}{2\Lambda}\right)$  che, considerando solo valori positivi di m, corrispondono ad onde con costante di propagazione trasversa  $k_x = k \sin \phi$  uguali a multipli della metà del numero d'onda del reticolo,  $k_x = \pm k_{xB} = \pm \frac{mk_g}{2} = \pm m_{\Lambda}^{\pi}$  [8]. Per campi incidenti sulla struttura con angoli opposti e prossimi ad un assegnato ordine di risonanza di Bragg, è possibile scrivere  $E = \left[E_+(X, Z)e^{ik_{xB}X} + E_-(X, Z)e^{-ik_{xB}X}\right]exp(-i\frac{k_{xB}^2}{2k}Z)$ . Il modello CMT, valido nell'intorno della risonanza di ordine m, risulta dunque

$$i\left(\frac{\partial E_+}{\partial Z} + \frac{mk_g}{2k}\frac{\partial E_+}{\partial X}\right) + \frac{1}{2k}\frac{\partial^2 E_+}{\partial X^2} + \Gamma_m E_- + \chi\left(|E_+|^2 + 2|E_-|^2\right)E_+ = 0, \qquad (2)$$

$$i\left(\frac{\partial E_{-}}{\partial Z} - \frac{mk_g}{2k}\frac{\partial E_{-}}{\partial X}\right) + \frac{1}{2k}\frac{\partial^2 E_{-}}{\partial X^2} + \Gamma_m E_{+} + \chi\left(|E_{-}|^2 + 2|E_{+}|^2\right)E_{-} = 0, \qquad (3)$$

dove  $\Gamma_m = k_0 \Delta n_m$  rappresenta la costante di accoppiamento Bragg efficace. La relazione di dispersione per campi a bassa intensità  $\beta = \beta(k_x)$  associata alla parte lineare ( $\chi = 0$ ) delle Eqs. (2-3), nell'ipotesi semplificativa di assenza di diffrazione, vale  $k_x^2 = \frac{k^2}{k_{xB}^2} (\beta^2 - \Gamma_m^2)$  ed implica l'esistenza (per ogni valore di m) di due rami di iperbole  $k_x = \pm \sqrt{k_x^2}$ , con valori proibiti in  $\beta$  nell'intervallo  $|\beta| < \Gamma_m$ , in cui  $k_x$ risulta immaginario (campi evanescenti nella direzione trasversale). La presenza della diffrazione, pur complicando l'espressione analitica della soluzione, non modifica qualitativamente la presenza delle bande proibite. I risultati della CMT possono essere confrontati con quelli ottenibili mediante un approccio basato sulla tecnica delle Matrici di Trasferimento (TMM) [8]. In Fig. 1 sono riportate, nella metà destra della zona di Brillouin, le relazioni di dispersione calcolate per una struttura avente  $\lambda_0 = 1.55 \mu m$ ,  $d = 4\mu m$ , duty cycle 50%,  $\Delta n = 0.008$ . Risulta evidente come i due approcci inizino a manifestare discrepanze significative solamente per variazione dell'indice di rifrazione maggiori di quelle utilizate nei casi di interesse pratico, e risultano di maggiore entità per bande proibite di ordine elevato. Dal modello CMT si ricava che modi con numero d'onda nella gap, non sostenuti in regime lineare, possono esistere in presenza di non linearità. Seguendo l'approccio indicato in |2|, risulta conveniente introdurre i parametri  $\beta_{\Gamma} \equiv \beta/\Gamma_m$  e v = dx/dz ( $-1 \leq v, \beta_{\Gamma} \leq 1$ ). Come è stato dimostrato, GS localizzati esistono all'interno di un cerchio di raggio unitario nel piano dei parametri, cioè per  $\beta_{\Gamma}^2+v^2\leq 1$ e presentano le seguenti caratteristiche: (i) ampiezza ed inverso della larghezza dell'inviluppo del GS, fissata dall'angolo di ingresso dei due fasci (attorno al valore dell'angolo di Bragg) o dalla posizione all'interno della



Figura 1. A sinistra: (a) diagrammi a bande nella regione di Brillouin ottenuti mediante TMM (aree grigie corrispondenti ai band-gap dei primi tre ordini, in cui la propagazione è inibita). Confronto (b) e (c) fra gli andamenti ottenuti con tecnica TMM e CMT (linea tratteggiata nel caso di assenza di diffrazione) negli intorni delle gap corrispondenti a m = 1 e m = 3. L'andamento della soluzione CMT nel caso diffrattivo è praticamente indistinguibile dalla soluzione ottenuta con tecnica TMM. A destra: profili del solitone di gap nel caso v = 0 ( $m = 1, \beta_{\Gamma} = -0.5$ ) ottenuti mediante CMT (linea tratteggiata) ed integrazione numerica dell'equazione (1). Alla figura è sovrapposto l'andamento di  $\Delta n_{lin}(X)$ .

gap, decrescenti (crescenti) avvicinandosi al limite inferiore (superiore) della gap; (ii) figura di interferenza formata dai due inviluppi con variazione di fase progressiva rispetto al reticolo, a causa della presenza di un termine di fase non lineare;(iii) velocità trasversale del solitone (che non dipende dall'angolo di ingresso) regolabile mediante sbilanciamento dell'intensità dei fasci in ingresso (fascio con velocità trasversale in direzione del fascio di intensità maggiore). Limitando l'indagine al caso di velocità trasversale nulla v = 0 (intensità in ingresso perfettamente bilanciate), la validità delle ipotesi intrinseche della CMT è stata verificata ricercando la presenza di modi non lineari localizzati  $E(X, Z) = U(X) \exp(i\beta_s z)$  della Eq. (1). Questa equazione è stata poi integrata numericamente mediante tecnica di rilassamento.

## RISULTATI

La struttura di base del GS stazionario ottenuta integrando la (1) è illustrata nella parte destra di Fig. 1 e risulta essere in ottimo accordo con quella proveniente dall'espressione analitica. Entrambi gli andamenti, ottenuti per la gap di ordine m = 1in un reticolo di AlGaAs ( $n_0 = 3.4, n_{2I} = 1.5 \times 10^{-17} m^2/W$ ) con periodo  $d = 4\mu$ m e  $\Delta n = 0.008$  (angolo di Bragg 3.27°) [7], presentano un valore di minimo del campo sullo strato centrale ad indice maggiore dell'array di guide. Gli altri minimi sono invece spostati rispetto all'asse centrale delle varie guide, per la presenza di un termine di fase non lineare. In Fig. 2 (a sinistra) sono invece confrontati i profili dei GS ottenuti per differenti valori del parametro normalizzato  $\beta_{\Gamma}$ . La soluzione diminuisce la sua ampiezza ed aumenta la sua larghezza [proprietà (i)] spostandosi dall'estremo superiore a quello inferiore della banda proibita. L'accordo fra i risultati è sempre buono, se si esclude il caso di vicinanza all'estremo inferiore della gap [caso (c) corrispondente a  $\beta_{\Gamma} = -0.9$ ], in cui il solitone riduce la sua intensità e risulta più esteso. Nella parte



Figura 2. A sinistra: GS ottenuti per differente localizzazione all'interno del band-gap (m = 1) al variare del parametro  $\beta_{\Gamma}$ ; confronto fra soluzioni ottenute analiticamente (CMT - linea tratteggiata), e numericamente (linea continua). A destra: andamenti calcolati nella condizione di risonanza ( $\beta_{\Gamma}=0$ ) per un array con  $d = 3\mu$ m ed al crescere della perturbazione dell'indice di rifrazione  $\Delta n$ .

a destra di Fig. 2 è riportato l'andamento del GS al crescere del salto d'indice (per  $d = 3\mu$ m costante). Al crescere di  $\Delta n$ , la banda proibita si allarga e la soluzione CMT dovrebbe essere meno accurata. Quello che risulta, invece, è un ottimo accordo fra le due tecniche anche con salti d'indice di  $\Delta n = 0.1$ .

## CONCLUSIONI

L'approccio basato sulla CMT fornisce dunque, eccetto per le soluzioni che si trovano in prossimià del limite inferiore della banda, una descrizione sufficientemente accurata del fenomeno dei GS per tutta l'estensione del band-gap fondamentale.

#### Riferimenti bibliografici

- B. Eggleton and R. E. Slusher, Nonlinear photonic crystals, Springer (Berlin, 2003), vol. 10 of Photonics.
- C. Conti and S. Trillo, Bifurcation of gap solitons through catastrophe theory, Phys. Rev. E 64 (2001) 036617.
- J. Feng, Alternative scheme for studying gap solitons in an infinite periodic Kerr medium, Opt. Lett. 18 (1993) 1302-1304.
- D. Mandelik, R. Morandotti, J.S. Aitchison, and Y. Silberberg, Gap solitons in waveguide arrays, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 093904.
- D. Neshev, A. Sukhorukov, B. Hanna, W. Krowlikowsky, and Y. S. Kivshar, Controlled generation and steering of spatial gap solitons, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 083905.
- F. Chen, M. Stepic, C.E. Ruter, D. Runde, D. Kip, V. Shandarov, O. Manela, and M. Segev, Discrete diffraction and spatial gap solitons in photovoltaic LiNbO<sub>3</sub> waveguide arrays, Opt. Express 13 (2005) 4314-4324.
- 7. S.-P. Gorza, D. Taillaert, R. Baets, Ph. Emplit, and M. Haelterman, Experimental characterization of zero transverse velocity gap solitons, to be published.
- A. Yariv, P. Yeh, Optical Waves in Crystals (Wiley Series in Pure and Applied Optics, John Wiley&Sons, New York, 2002).