

# **GUADAGNO OTTICO IN STRUTTURE ATTIVE A BANDA FOTONICA PROIBITA**

A. D'Orazio, M. De Sario, V. Petruzzelli, F. Prudenzeno

Dipartimento di Elettrotecnica ed Elettronica – Politecnico di Bari  
Via Re David 200, 70125 Bari (Italy)  
{ [HYPERLINK mailto:dorazio@poliba.it](mailto:dorazio@poliba.it) }

## **Abstract**

*Light amplification in photonic band gap structures is quantitatively evaluated by means of a dedicated computer code based on the finite difference time domain method in which the active medium is modeled by a lorentzian frequency dependent gain.*

## **INTRODUZIONE**

I cristalli fotonici o cristalli a banda fotonica proibita (Photonic Band Gap, PBG) sono strutture periodiche dielettriche uni-dimensionali, bi-dimensionali o tri-dimensionali caratterizzate dall'esistenza di un intervallo di frequenza in cui la propagazione delle onde elettromagnetiche è interdetta [1]. Le principali caratteristiche che hanno portato i cristalli PBG al centro degli interessi della ricerca nell'ultima decade sono essenzialmente la loro capacità di controllare la propagazione delle onde elettromagnetiche, la capacità di "rallentare" l'onda che in essi si propaga e la scalabilità in frequenza delle loro proprietà. I cristalli PBG si sono dimostrati essere ottimi candidati per la realizzazione di guide d'onda comunque sagomate, divisori di potenza, commutatori, filtri, cavità risonanti, ecc. [2-4].

Essi rappresentano sicuramente una nuova frontiera nell'ottica quantistica. La presenza di un cristallo PBG all'interno di un laser, ad esempio, inibisce l'emissione spontanea della luce, meccanismo di perdita dominante in un laser convenzionale. Il funzionamento laser in queste strutture può verificarsi in condizioni di soglia zero e non richiede l'uso di specchi o cavità. Peraltro, è stato dimostrato che microlaser PBG che operino vicino ad una estremità (bordo) di una banda fotonica presentano caratteristiche di commutazione e modulazione ultraveloci tali da poter essere utilizzati in applicazioni di calcolo e trasferimento dati ad alta velocità.

I cristalli fotonici consentono di ottenere basse velocità di gruppo, caratteristica che porta ad un incremento delle emissioni stimulate se i centri ottici in cui si verifica il fenomeno di inversione di popolazione sono dispersi nel cristallo fotonico. In particolare, calcolando l'evoluzione temporale di un impulso gaussiano in una struttura PBG mono-dimensionale costituita da una alternanza di strati dielettrici attivi e passivi, è stato verificato [5] che, nelle vicinanze degli estremi della banda proibita, la velocità di gruppo dei fotoni tende a zero con un conseguente aumento del cammino ottico nella struttura. In presenza del mezzo attivo, a causa del maggior tempo di interazione tra il campo che si propaga nella struttura ed il materiale attivo, si verifica un incremento del guadagno. A partire da questa considerazione, sono state sviluppate ulteriori applicazioni che hanno portato

all'osservazione di oscillazione laser a bassa soglia in cristalli fotonici bi- e tri-dimensionali [6].

In questa memoria sarà descritto il modello da noi sviluppato per la simulazione di strutture PBG mono-dimensionali, bi-dimensionali, contenenti mezzi attivi. In particolare è stato sviluppato un codice di calcolo, basato sul metodo alle differenze finite nel dominio del tempo (FDTD, Finite Difference Time Domain), in cui il mezzo attivo è stato modellato considerando il guadagno dipendente dalla frequenza di tipo lorentziano. Tale scelta è motivata dal fatto che le caratteristiche di molti materiali attivi con spettri di guadagno complicati alle frequenze ottiche possono essere approssimate usando una combinazione lineare di mezzi lorentziani con caratteristiche opportune.

## MODELLO DI MEZZI ATTIVI LORENTZIANI CON IL METODO FDTD

Nel propagatore FDTD sviluppato per l'analisi di strutture a banda fotonica proibita uni-dimensionali e bi-dimensionali costituite da mezzi attivi in aria, il guadagno è stato schematizzato con una conducibilità negativa dipendente dalla frequenza espressa con:

$$\sigma(\omega) = \frac{1}{1 + \frac{I}{I_s}} \left[ \frac{\sigma_0/2}{1 + j(\omega - \omega_0)\tau_2} + \frac{\sigma_0/2}{1 + j(\omega + \omega_0)\tau_2} \right]$$

dove per il lorentziano è stata usata la simmetria di Hermit. Nel modello sviluppato si è assunto che gli atomi del materiale attivo siano uniformemente distribuiti ed abbiano una frequenza di transizione atomica  $\omega_0$  in corrispondenza della quale si ha il valore di picco  $\sigma_0$  della conducibilità di  $\sigma(\omega)$ . La fenomenologia del processo di rilassamento è stata introdotta attraverso la costante di tempo  $\tau_2$  che definisce l'apertura del profilo lorentziano e tiene conto del fatto che ogni coerenza di fase introdotta nel sistema atomico dal campo elettrico viene persa in un intervallo di tempo finito quando il campo viene "spento".  $I_s$  è l'intensità di saturazione. Il coefficiente di guadagno include anche un effetto non lineare di grande segnale che tiene conto del fenomeno di saturazione dovuto all'attenuazione del fenomeno di inversione di popolazione con la diminuzione dell'intensità del campo.

## RISULTATI NUMERICI

In Fig.1 è riportato lo schema della struttura PBG 1D costituita da lastre di mezzi attivi in aria e il modulo della conducibilità  $\sigma(\omega)$  di un mezzo attivo lorentziano caratterizzato dai seguenti parametri:  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_0 = -1668.97 \text{ S/m}$ ,  $\epsilon_r = 2$  e (b)  $\tau_2 = 0.07 \text{ fs}$ , (c)  $\tau_2 = 0.07 \text{ ps}$  in funzione della frequenza  $\omega$  normalizzata a  $2\pi/a$  dove  $a$  è la costante di reticolo. La Fig.2a riporta il coefficiente di trasmissione di una struttura PBG uni-dimensionale composta da 8 strati del materiale attivo lorentziano, descritto in Fig.1b, alternati ad aria, caratterizzata da una costante di reticolo  $a = 1 \mu\text{m}$ , valutato con il simulatore FDTD su 3000 passi temporali con  $\Delta z = 2 \text{ nm}$ ,  $\Delta t = \Delta z/c = 6.667 \cdot 10^{-3} \text{ fs}$ . È evidente l'incremento del guadagno agli estremi delle bande proibite. Essendo l'andamento della conducibilità

decescente nell'intervallo di frequenza considerato, i picchi del coefficiente di trasmissione agli estremi delle bande proibite si fanno man mano più piccoli all'aumentare della frequenza, in netto contrasto con quanto avviene nel caso di mezzi con guadagno costante in frequenza. La Fig.2b riporta, invece, lo spettro di trasmissione relativo alla stessa struttura PBG descritta precedentemente in cui il mezzo attivo lorentziano ( $\lambda_0 = 1$ ,  $\sigma_0 = -1668.97$  S/m,  $\epsilon_r = 2$ ) è caratterizzato da una costante di tempo  $\tau_2$  pari a 0.07 ps: l'introduzione nel cristallo fotonico di un mezzo attivo lorentziano caratterizzato da una  $\sigma(\omega)$  con valori del modulo concentrati intorno ad un certo valore della frequenza normalizzata fornisce un picco di guadagno in trasmissione proprio in corrispondenza dello stesso valore di frequenza normalizzata. Se, in particolare, il valore della frequenza scelto corrisponde ad uno degli estremi delle bande proibite della struttura si avrà un significativo aumento del guadagno come è mostrato in Fig.3a che illustra il coefficiente di trasmissione relativo alla stessa struttura PBG caratterizzata da un mezzo attivo lorentziano con le stesse caratteristiche avente il picco del guadagno posto in corrispondenza dell'estremo inferiore della quarta banda proibita ( $\lambda_0 = 1.71$ ). Un significativo incremento del coefficiente di trasmissione localizzato in corrispondenza del picco di guadagno si ottiene considerando strutture PBG con un numero maggiore di periodi. La Fig.3b mostra il coefficiente di trasmissione relativo alla struttura PBG attiva costituita da 32 periodi. L'elevato valore di picco del coefficiente di trasmissione è rappresentativo dell'insorgere di oscillazioni laser nella struttura con frequenza pari a quella in cui è localizzato il picco di  $\sigma(\omega)$ . Una conferma a questa ipotesi è fornita dall'analisi dell'andamento temporale delle componenti di campo nelle sezioni di ingresso e uscita.

### Riferimenti bibliografici

- [1] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Wier - *"Photonic Crystals - Molding the flow of light"*, Princeton University Press, 1995.
- [2] A.D'Orazio, M.De Sario, V.Petruzzelli, F.Prudenzano: "Numerical modeling of photonic bandgap waveguiding structures, in *"Recent Research Developments in Optics"*, S.G.Pandalai Editor, 2002.
- [3] A.D'Orazio, M.De Sario, V.Petruzzelli, F.Prudenzano: "Progetto di filtri per sistemi WDM con strutture a banda fotonica proibita in guida d'onda", XIII RiNEM, 25-28 settembre 2000, Como, pp.113-116.
- [4] A.D'Orazio, M.De Sario, V.Petruzzelli, F.Prudenzano, F.Renna: "Tunability effects in photonic band gap structures infiltrated with liquid crystals", Photonics Prague 2002, SPIE Conference, Prague, May 26-29, 2002.
- [5] J.P.Dowling, M.Scalora, M.J.Bloemer, C.M.Bowden: "The photonic band edge laser: A new approach to gain enhancement", *J. Applied Physics*, vol.75, n.4, 15 Feb.1994, pp.1896-1899.
- [6] K.Sakoda, K.Ohtaka, T.Ueta: "Low-threshold laser oscillation due to group-velocity anomaly peculiar to two- and three-dimensional photonic crystals", *Optics Express*, vol.4, n.12, 7 June 1999, pp.481-489.

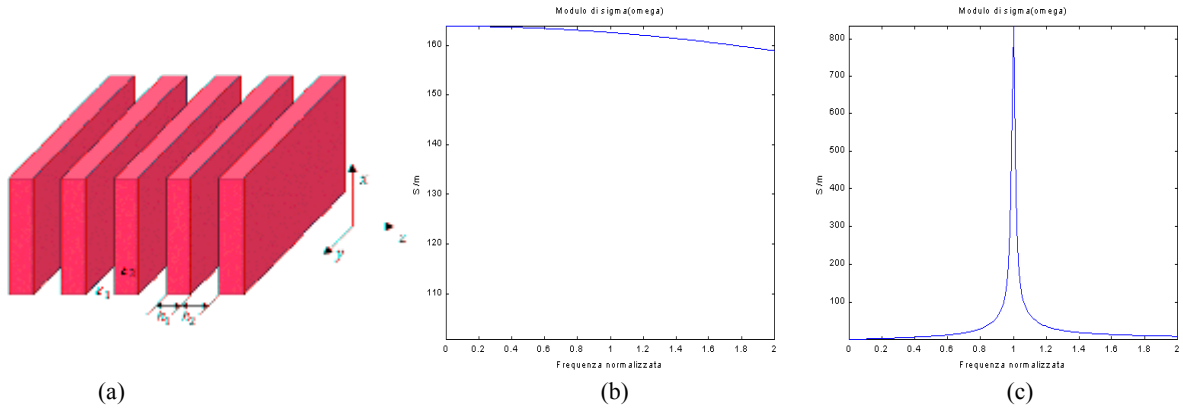


Fig.1: (a) Schema della struttura PBG 1D costituita da lastre di mezzi attivi in aria e modulo della conducibilità  $\sigma(\omega)$  relativa ad un mezzo attivo lorentziano caratterizzato dai seguenti parametri:  $\lambda_0 = 1$ ,  $\sigma_0 = -1668.97$  S/m,  $\epsilon_r = 2$  e (b)  $\tau_2 = 0.07$  fs, (c)  $\tau_2 = 0.07$  ps.

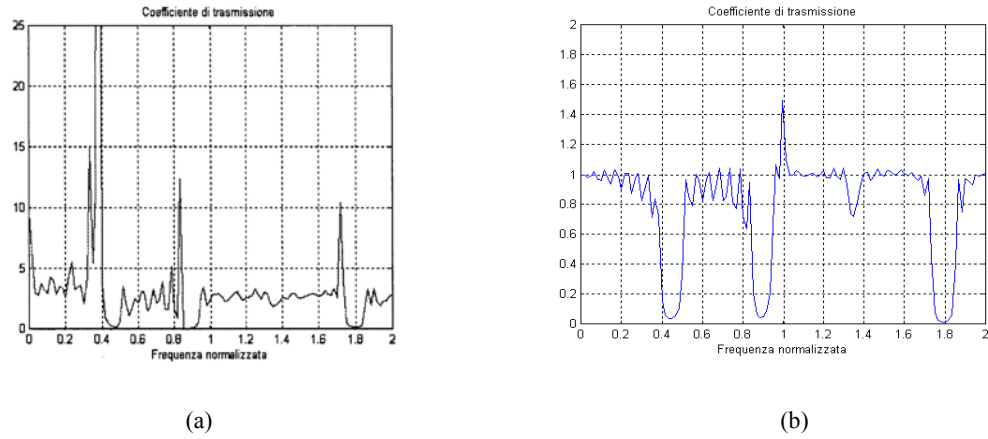


Fig.2: Coefficiente di trasmissione di strutture PBG 1-D composte da 8 periodi di materiali attivi lorentziani con (a)  $\tau_2 = 0.07$  fs e (b)  $\tau_2 = 0.07$  ps, in aria.

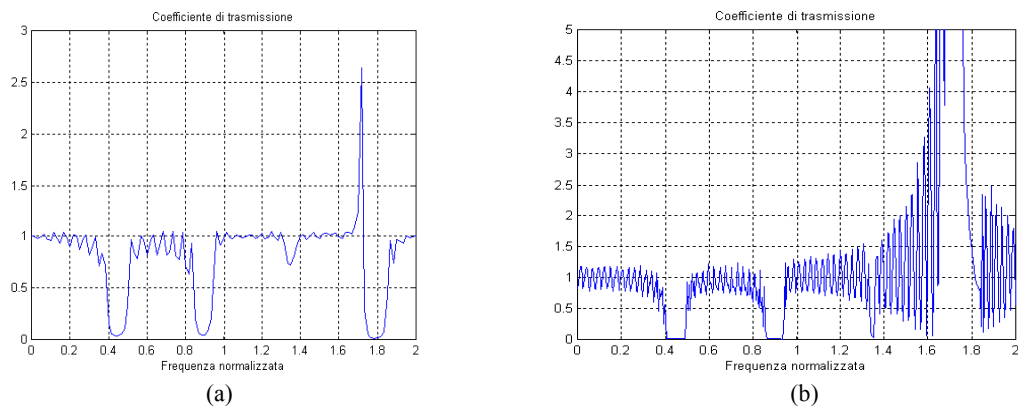


Fig.3: Coefficiente di trasmissione di strutture PBG 1D composte da (a) 8 e (b) 32 periodi di materiale attivo lorentziano con  $\lambda_0 = 1.71$ ,  $\sigma_0 = -1668.97$  S/m,  $\epsilon_r = 2$ ,  $\tau_2 = 0.07$  ps, in aria.