

DOTTORATO DI RICERCA IN INGEGNERIA
DELL'INFORMAZIONE
XIX CICLO

Sede Amministrativa
Università degli Studi di Modena e Reggio Emilia

TESI PER IL CONSEGUIMENTO DEL TITOLO DI DOTTORE DI RICERCA

*Analisi e caratterizzazione
elettromagnetica di componenti
per telecomunicazioni*

Candidato:

Moreno Maini

Relatore:

Chiar.mo Prof. Maurizio Zoboli



Claude Monet

Cattedrale di Rouen, effetto di sole, 1894

Museum of Fine Arts, Boston

Prefazione

Nella seconda metà dell'800 sembrava che tutti si dannassero per catturare la luce. Maxwell l'ha confinata dentro le sue equazioni, Tyndall dentro ad improbabili tubi che poi saranno chiamati fibre ottiche. La celluloido, la più grande trappola per i fotoni mai inventata, è stata introdotta nel 1891 facendo fare passi da gigante alla fotografia e consentendo solo quattro anni più tardi ai fratelli Lumière di proiettare i loro storici dieci film. Negli stessi anni gli impressionisti si intestardivano con colpi di pennello a fermare la luce sulla tela. Ecco che Monet si è messo a dipingere la cattedrale di Rouen decine e decine di volte, sempre uguale, ma ogni volta con un tono di luce leggermente diverso.

Allora non prendermi per spocchioso se trovo delle analogie tra l'“esercizio” di Monet e le mie simulazioni fotoniche, replicate fino all'ossessione, di volta in volta cambiando solamente un po' l'indice di rifrazione oppure spostando di un niente la lunghezza d'onda.

Caro lettore, d'ora in avanti il linguaggio diventerà serio e tecnico come conviene ad una tesi di dottorato, concedimi solo altre due righe per ringraziare il tutore del mio corso di studi di dottorato, Maurizio Zoboli, e Luca Vincetti, sicuramente il più grande confinatore di luce che abbia avuto il piacere di conoscere.

Moreno Maini

Indice

Introduzione	1
1 Solutore modale per l'analisi di guide curve	5
1.1 Tecnica della mappatura conforme	6
1.2 Solutore modale con PML modificate	10
1.3 Verifica del modello	16
1.3.1 Guida RIB	17
1.3.2 Guida strip	22
1.3.3 PCF triangolare	25
2 Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape	29
2.1 Reticolo a nido d'ape	31
2.2 Reticolo a nido d'ape modificato con nucleo cavo	36
2.2.1 Analisi delle perdite	38
2.2.2 Analisi del regime di monomodalità	43

3	Amplificatore in banda S	49
3.1	Amplificatore EDF in banda S	50
3.2	Modello numerico	55
3.3	Amplificatore in banda S su EDF a cladding depresso	59
3.3.1	Perdite per curvatura dell'EDF	60
3.3.2	Guadagno dell'EDFA	62
3.3.3	Ottimizzazione delle prestazioni dell'EDFA	66
4	Amplificatore in banda S su fibra a cristallo fotonico	69
4.1	PCF a doppio cladding	70
4.2	Amplificatore in banda S su PCF a doppio cladding	76
4.2.1	Scelta dell'ampiezza dell'area drogata e della lunghezza dell'amplificatore	78
4.2.2	Analisi delle prestazioni	83
4.2.3	Ricircolo della potenza di pompa inutilizzata	87
	Conclusioni	90
A	Foundamental Space-filling Mode	95
A.1	Calcolo del Foundamental Space-filling Mode	96
B	Fibre a nido d'ape per amplificatore in banda S	99
	Bibliografia	103

Introduzione

La società in cui viviamo è profondamente legata all'attuale possibilità di trasferire un quantità enorme di informazione. Non a caso dall'avvento dei sistemi di comunicazione ottica si è assistito ad una moltiplicazione dei servizi offerti, basati sullo scambio di dati. Oggi infatti l'80% della totalità dei bit che portano informazione viene trasferita per mezzo di fibra ottica. Nonostante che la possibilità di guidare la luce fosse già nota dalla seconda metà dell'800, è solo da pochi decenni che la tecnologia ha permesso la diffusione dei moderni sistemi di comunicazione ottica.

Un primo passo fondamentale è costituito dalla realizzazione del laser: la disponibilità di questa nuova sorgente di onde elettromagnetiche, alle lunghezze d'onda della luce, ha infatti spianato la strada all'utilizzo di un nuovo ampissimo spettro di frequenze per le telecomunicazioni. Nel decennio successivo la ricerca si è intensificata per abbattere il principale problema all'utilizzo delle fibre ottiche nei sistemi di comunicazione: le perdite di potenza. Dal 1970 al 1980 si è passati da fibre con $20dB/Km$ a fibre con $0.2dB/Km$ di perdita. Da questo momento si aprì una corsa frenetica alla ricerca e allo sviluppo di sistemi di comunicazione ottica sempre più veloci ed affidabili. Risale all'inizio degli anni '90 l'introduzione di due importanti miglioramenti: da un lato la tecnica di moltiplicazione a divisione di lunghezza d'onda ha permesso un grande incremento della capacità trasmissiva, dall'altro l'impiego degli amplificatori ottici su fibra drogata con erbio ha

consentito l'amplificazione dei segnali ottici senza la necessità di una loro conversione in segnali elettrici, rendendone più veloce ed efficiente la rigenerazione. È in generale vantaggioso, in termini di prestazioni, di banda disponibile e di costi, realizzare il maggior numero possibile di elaborazioni ed instradamenti sui segnali direttamente a livello ottico. Oggi l'obiettivo ambizioso è appunto l'integrazione su di un unico chip dei dispositivi ottici in grado di implementare tutte le operazioni necessarie nei sistemi di comunicazione, ma anche di elaborazione, concorrendo alla tecnologia dei semiconduttori.

Il lavoro svolto in questa tesi si inserisce nel contesto sopra esposto, avendo come scopo principale lo sviluppo e l'impiego, di modelli numerici che permettano da una parte di descrivere in modo accurato i fenomeni fisici che stanno alla base dei dispositivi ottici e dall'altra di progettare tali dispositivi.

Il comportamento del campo elettromagnetico è governato dalle equazioni di Maxwell. Nonostante che nella propagazione guidata la loro risoluzione si semplifica notevolmente in quanto l'onda elettromagnetica possiede una direzione di propagazione preferenziale, solamente in pochi casi particolari è possibile determinarne analiticamente la soluzione. Le geometrie spesso complicate dei dispositivi ottici esigono un'analisi di tipo numerico. A questo proposito sono stati sviluppati e perfezionati solutori modali basati sul metodo degli elementi finiti in grado di fornire accuratamente le proprietà propagative ritenute di maggior interesse ai fini dell'applicazione nei sistemi di trasmissione ottici, in primo luogo le perdite.

Nel primo capitolo viene discusso un modello numerico per determinare le perdite di guide d'onda curve, di fondamentale importanza sia nell'ottica integrata che nella propagazione su fibra, tale modello è stato verificato attraverso dati sperimentali presenti in letteratura.

Il lavoro ha coinvolto anche l'analisi delle cosiddette fibre a cristallo fotonico. Il crescente interesse verso tali dispositivi è stato dettato dalla consapevolezza dei limiti sulla massima potenza trasportabile, sulle non linearità, sui livelli di birifrangenza e sull'attenuazione delle fibre monomodali tradizionali. È nella seconda metà degli anni '90 che si assiste alla comparsa delle fibre a cristallo fotonico. Da allora, soprattutto grazie al perfezionamento dei processi di filatura che oggi consentono di realizzare microstrutture di aria e silice delle dimensioni dell'ordine di $1\mu m$ con un accuratezza di $10nm$, non solo sono stati superati i suddetti limiti, ma sono stati anche assegnati al progettista maggiori gradi di libertà su cui agire. Di particolare interesse sono le fibre a cristallo fotonico con nucleo cavo, dove il confinamento del campo elettromagnetico è ottenuto per band gap fotonico, esse hanno reso possibile la propagazione della luce in aria, con notevoli vantaggi determinati dalla riduzione dell'assorbimento e degli effetti non lineari dovuti alla silice.

Il secondo capitolo tratta delle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape. Nello specifico ne vengono analizzate le perdite per confinamento. Tali perdite possono essere notevolmente ridotte considerando un reticolo modificato in cui vengono aggiunti ulteriori fori d'aria e un nucleo cavo di elevate dimensioni. In quest'ultima tipologia di fibre tuttavia compaiono modi di ordine superiore, per cui oltre all'analisi delle perdite è presente anche lo studio della monomodalità.

I sistemi di comunicazione a divisione di lunghezza d'onda trasmettono sulla terza finestra delle telecomunicazioni. I primi sistemi trasmettevano solamente sulla banda C, ma la richiesta crescente di banda ha portato anche all'utilizzo della banda L. Un ulteriore incremento della banda disponibile è rappresentato dallo sfruttamento della banda S; oggi la ricerca è impegnata a superare l'ostacolo dell'amplificazione ottica dei segnali in banda S. Su questa banda infatti non è possibile ottenere amplificazione con i tradizionali

amplificatori su fibra drogata con erbio.

Nel terzo capitolo viene mostrato che introducendo nella fibra drogata un adeguato meccanismo filtrante è possibile amplificare un segnale in banda S. Tale filtraggio può essere ottenuto in vari modi, primo fra tutti sfruttando le perdite per curvatura della fibra. Allo scopo di progettare questi tipi di amplificatori sono stati sviluppati simulatori numerici basati sull'utilizzo congiunto di solutori modali e di solutori delle equazioni dell'amplificatore. I risultati numerici sono stati confrontati con risultati sperimentali.

Il suddetto modello numerico è stato utilizzato anche per progettare un amplificatore su fibra a cristallo fotonico drogata con erbio. Nel quarto capitolo viene discusso tale progetto, in particolare viene illustrato come l'effetto filtrante della fibra può essere ottenuto sfruttando le perdite determinate dall'accoppiamento risonante tra il modo guidato fondamentale e i modi del cladding.

Capitolo 1

Solutore modale per l'analisi di guide curve

Lo studio delle guide d'onda curve è estremamente importante sia nell'ottica integrata che nella propagazione su fibra. È noto infatti che la curvatura di una guida d'onda determina una variazione delle sue proprietà guidanti, provocando in primo luogo una perdita della potenza guidata. I principali aspetti che entrano in gioco nella propagazione di guidata di onde elettromagnetiche in strutture anche complesse, sono determinabili per via numerica attraverso l'analisi modale. In particolare, l'analisi modale basata sul metodo degli elementi finiti (Finite Elements Method: FEM) applicata con le condizioni al contorno assorbenti perfettamente adattate (Perfect Matched Layer: PML) viene già ampiamente utilizzata per l'analisi delle perdite di confinamento delle guide d'onda [8, 9, 10]. Si è pensato di procedere in maniera analoga anche per valutare le perdite per curvatura di una generica guida d'onda curva. L'ipotesi di lavoro fondamentale per applicare l'analisi modale è che la propagazione avvenga in una struttura cilindrica, cioè in una guida d'onda le cui caratteristiche fisiche e geometriche sono invarianti rispetto la direzione di propagazione dell'onda. Tale ipotesi non viene

verificata nel caso di guida d'onda curva. Questo problema è stato risolto applicando all'analisi la cosiddetta tecnica della mappatura conforme [1].

1.1 Tecnica della mappatura conforme

La tecnica della mappatura conforme si applica su di una guida d'onda curva con un raggio di curvatura costante, come la fibra con profilo step mostrata in figura 1.1, e consiste nel trattarla come se fosse una guida dritta, sostituendo però al suo indice di rifrazione la seguente distribuzione equivalente n_{eq} :

$$n_{eq}(x, y) = n(x, y)e^{x/R}, \quad (1.1)$$

in cui si suppone di considerare una generica sezione trasversa della guida sul piano xy e che l'asse y sia parallelo all'asse di curvatura, R è il raggio di curvatura ed $n(x, y)$ è la distribuzione dell'indice di rifrazione della guida sulla sezione trasversa. La 1.1 può essere riscritta in termini di permittività dielettrica relativa del mezzo:

$$\varepsilon_{req}(x, y) = \varepsilon_r(x, y)e^{2x/R}, \quad (1.2)$$

dove $\varepsilon_r(x, y)$ è la distribuzione della permittività dielettrica relativa della guida sulla sezione trasversa.

La figura 1.2 illustra l'applicazione della tecnica della mappatura conforme al caso di una lastra piana con profilo step: a sinistra è riportata la situazione analizzata della guida curva con il suo profilo step, a destra invece è riportato il modello equivalente, con la guida dritta, avente però il profilo d'indice di rifrazione modificato secondo la 1.1. È evidente che la tecnica della mappatura conforme permette di estendere l'analisi modale anche ad

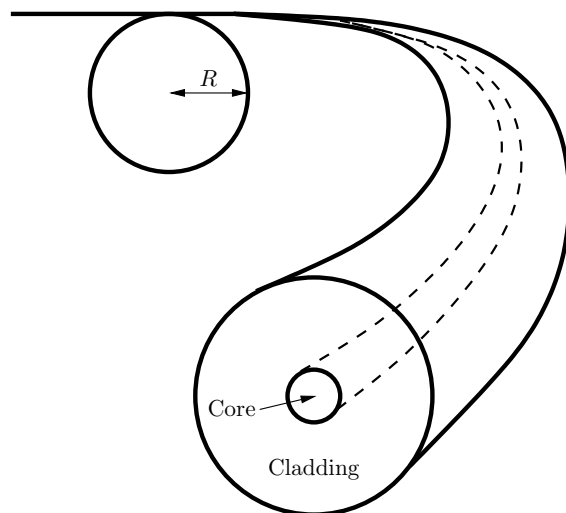


Figura 1.1: Fibra con profilo step curvata con un raggio di curvatura costante R .

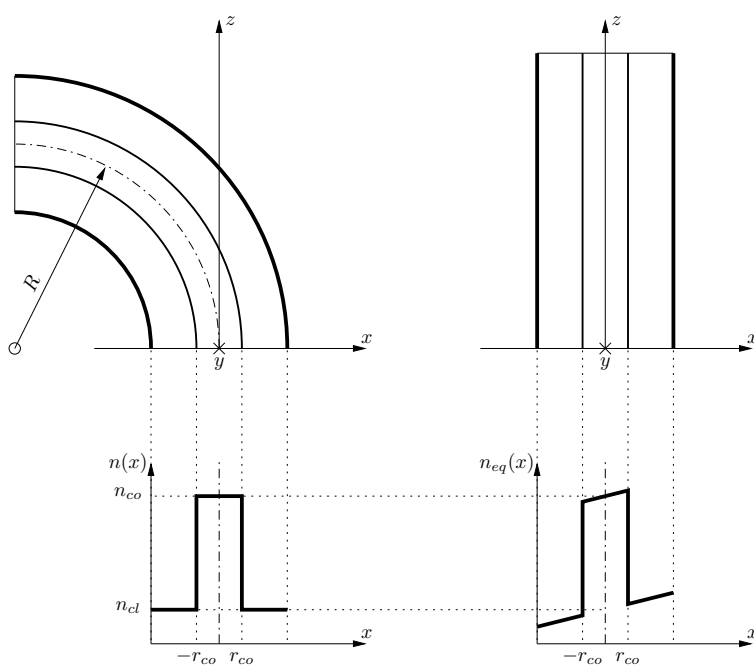


Figura 1.2: Lastra piana con profilo step curvata e la relativa fibra equivalente diritta con il profilo di indice di rifrazione modificato secondo la tecnica della mappatura conforme.

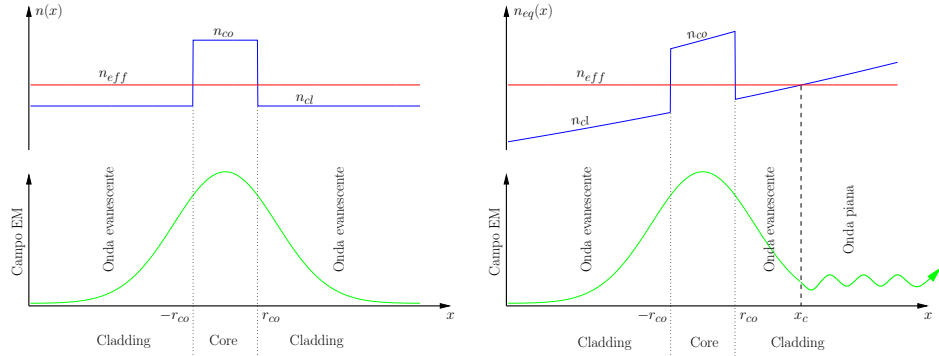


Figura 1.3: Interpretazione delle perdite per curvatura secondo la tecnica della mappatura conforme.

un problema non z -invariante come quello di una guida d'onda curva.

Mediante tale tecnica è possibile dare una descrizione intuitiva del meccanismo delle perdite per curvatura. Facendo ancora riferimento ad una lastra piana con profilo step, in prima approssimazione è lecito supporre che il modo che si propaga nella guida dritta e il modo che si propaga nella guida curva abbiano lo stesso indice efficace. Nella figura 1.3 sono riportati a sinistra il profilo d'indice della lastra piana dritta e a destra il profilo modificato secondo la tecnica della mappatura conforme della lastra piana curva, ad entrambi è sovrapposto l'indice efficace. In blu è rappresentato il profilo del modo guidato per tutti e due i casi. Per la lastra piana curva, nel punto di ascissa x_c , l'indice efficace del modo diventa inferiore ad $n(x)$; in corrispondenza di questa zona del cladding il modo quindi non verifica la ben nota condizione $n_{cl} < n_{eff} < n_{co}$ e il campo elettromagnetico cessa di presentare il decadimento esponenziale, tipico dell'onda evanescente, ed assume l'andamento oscillatorio tipico dei modi irradianti. Il campo elettromagnetico presente in x_c tende ad uscire trasversalmente alla lastra piana sotto forma di onda piana uniforme, determinando quindi le perdite.

In base all'interpretazione data, è semplice osservare che le perdite per curvatura aumentano riducendo il raggio di curvatura e viceversa. Infatti,

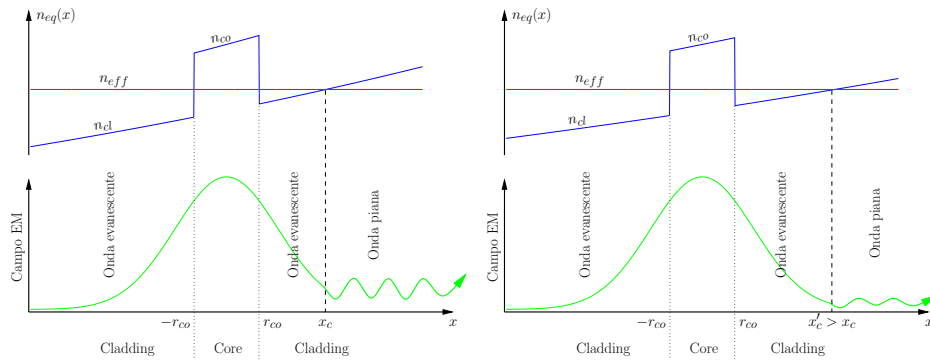


Figura 1.4: Variazione delle perdite per curvatura in funzione del raggio di curvatura R .

osservando la figura 1.4, secondo la 1.1, all'aumentare del raggio di curvatura la pendenza del profilo d'indice di rifrazione cala e il punto x_c in cui si ha l'intersezione tra l'indice efficace e l'indice del cladding si allontana dal core, di conseguenza l'ampiezza del campo elettromagnetico che viene irradiato trasversalmente diventa minore, determinando perdite minori.

Un ulteriore parametro che entra in gioco nella determinazione delle perdite per curvatura è il confinamento del campo elettromagnetico, in particolare il modo guidato risente in misura minore l'effetto della curvatura quanto più esso è confinato all'interno del core. La figura 1.5 illustra questa situazione: il campo elettromagnetico a destra è maggiormente confinato, di conseguenza, in corrispondenza del punto x_c assume un valore minore, dando luogo a perdite più basse. Si può quindi concludere che le perdite per curvatura aumentano al crescere della lunghezza d'onda.

La curvatura della guida non solo è causa delle perdite della potenza guidata, ma provoca anche una deformazione del profilo del campo elettromagnetico del modo che si propaga. A titolo di esempio, le figure 1.6 mostrano i campi magnetici di uno dei due modi fondamentali della guida RIB di figura 1.8, nei casi di guida diritta e di guida con un raggio di curvatura $R = 1mm$. Quando la guida è curva si nota che il campo elettromagnetico tende ad uscire nella direzione tangenziale alla curvatura.

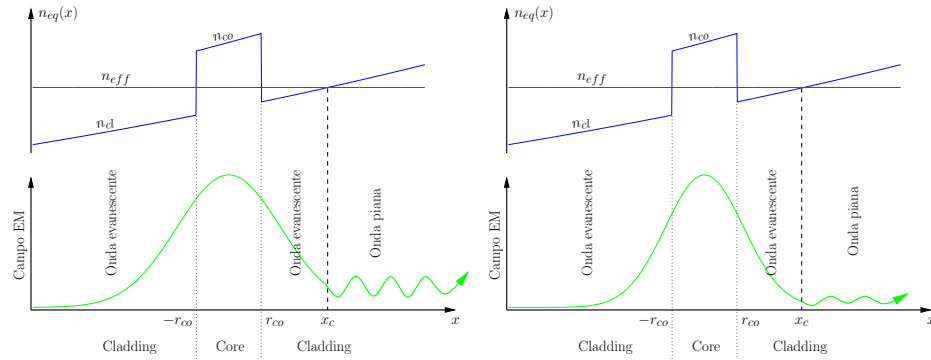
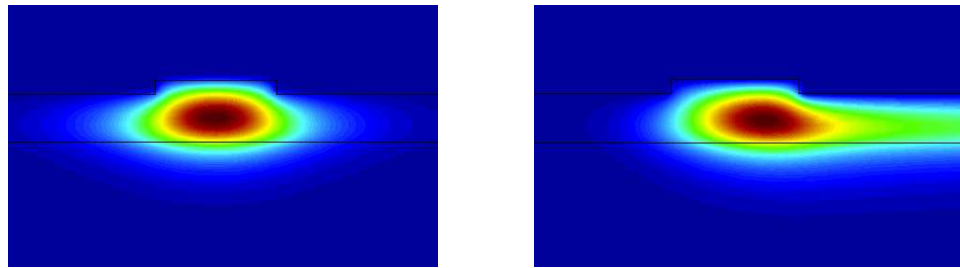


Figura 1.5: Variazione delle perdite per curvatura in funzione del confinamento del campo elettromagnetico del modo guidato.



(a) Guida diritta.

(b) Raggio di curvatura $R = 1\text{mm}$.

Figura 1.6: Distribuzione del modulo del campo magnetico di uno dei due modi fondamentali nella sezione trasversa della guida RIB di figura 1.8.

1.2 Solutore modale con PML modificate

Si è già detto che la tecnica della mappatura conforme permette di estendere l'analisi modale al problema non z -invariante di una guida curva. I solutori modali basati sul FEM sono in grado di fornire soluzioni complesse, permettendo di fatto una descrizione accurata del comportamento dei dispositivi anche in termini di perdite sia dovute a materiali assorbenti, che dovute a campi irradianti del modo guidato. Di fatto le perdite per curvatura sono determinate da questi ultimi, conseguentemente è possibile calcolarle attra-

verso metodi già ampiamente utilizzati, ad esempio per calcolare le perdite per confinamento nelle fibre a cristallo fotonico [9]. In particolare, in presenza di campi irradianti, al problema è necessario imporre condizioni al contorno che annullano le riflessioni all'interno della finestra di calcolo. Si ricorre alle PML [8], esse sono strati di materiale assorbente che permettono di annullare il campo elettromagnetico che giunge sul contorno della finestra di calcolo e devono essere dimensionate in modo che l'interfaccia verso l'interno del dominio sia adattata con lo scopo di evitare riflessioni.

Facendo sempre riferimento a [8], la formulazione, in termini di campo magnetico, deriva dall'equazione del rotore-rotore, ottenuta disaccoppiando le equazioni di Maxwell:

$$\nabla \times \left(\bar{\epsilon}_r^{-1} \nabla \times \bar{h} \right) - k_0^2 \bar{\mu}_r \bar{h} = 0, \quad (1.3)$$

dove \bar{h} è il campo magnetico, $\bar{\epsilon}_r$ e $\bar{\mu}_r$ sono i tensori complessi rispettivamente della permittività dielettrica relativa e della permeabilità magnetica relativa e $k_0 = 2\pi/\lambda$ è il numero d'onda nel vuoto, con λ lunghezza d'onda. Il campo magnetico della soluzione modale è espresso come:

$$\bar{h}(x, y, z) = \bar{H}(x, y) e^{-\gamma z}, \quad (1.4)$$

dove $\bar{H}(x, y)$ è la distribuzione del campo magnetico sul piano trasverso e:

$$\gamma = \alpha + j\beta$$

è la costante di propagazione complessa, con α costante di attenuazione e β costante di fase, che si può scrivere come:

$$\beta = n_{eff} k_0,$$

che definisce l'indice efficace del modo n_{eff} . Applicando il FEM all'equazione 1.3, si perviene all'equazione matriciale agli autovalori:

$$\left([A] - \left(\frac{\gamma}{k_0} \right)^2 [B] \right) \{H\} = 0,$$

dove l'autovettore $\{H\}$ costituisce la distribuzione del vettore campo magnetico sul piano trasverso, mentre γ/k_0 fornisce l'indice efficace del modo. In particolare, dalla parte reale di γ si ricavano le perdite, infatti esplicitando la 1.4:

$$\bar{h}(x, y, z) = \bar{H}(x, y) e^{-j\beta z} e^{-\alpha z},$$

si osserva che l'attenuazione che il campo magnetico subisce percorrendo un metro di guida è pari ad e^α , a cui corrisponde un'attenuazione in potenza espressa in dB/m che vale:

$$\alpha_{dB/m} = 20 \log_{10}(e^\alpha) = 20 \log_{10}(e) \alpha = 8.6858 \alpha. \quad (1.5)$$

L'applicazione delle PML convenzionali all'analisi modale è limitata a mezzi omogenei lungo la direzione ortogonale alla superficie della PML stessa. Nel caso in esame questa ipotesi viene a cadere per effetto della mappatura conforme che prevede la sostituzione del profilo di indice di rifrazione omogeneo a tratti tipico di una guida d'onda, con un profilo esponenziale. È stato quindi necessario ricavare una formulazione delle PML tale da potere essere utilizzate in un mezzo omogeneo.

Facendo riferimento agli articoli [6, 3, 4, 5, 2], l'equazione vettoriale dell'onda del campo magnetico in presenza delle PML, con l'indice di rifrazione

dipendente dallo spazio, si può scrivere:

$$\bar{\nabla} \times \left([\varepsilon_r]_{PML}^{-1} \bar{\nabla} \times \bar{H}^a \right) - k_0^2 [\mu_r]_{PML} \bar{H}^a = 0, \quad (1.6)$$

in cui, per motivi di leggibilità, i tensori sono stati indicati con la notazione matriciale e dove k_0 è il numero d'onda nello spazio libero ed \bar{H}^a è un vettore campo magnetico soluzione. Da notare che l'equazione 1.6 è formalmente identica all'equazione rotore-rotore 1.3, per cui \bar{H}^a è soluzione delle equazioni di Maxwell e si può scrivere come:

$$\bar{H}^a(\bar{r}) = [S]^{-1} \bar{H}(\tilde{r}),$$

con \bar{r} ed \tilde{r} che rappresentano rispettivamente il vettore posizione espresso in coordinate canoniche e in coordinate convertite, queste ultime date dalla trasformazione:

$$\tilde{r} = \left[\int_0^x s_x(x') dx', \int_0^y s_y(y') dy', \int_0^z s_z(z') dz' \right]^T, \quad (1.7)$$

dove s_x , s_y ed s_z sono le cosiddette variabili complesse di "stretching". $\bar{H}(\tilde{r})$ è il vettore campo magnetico soluzione del problema risolto sul sistema di riferimento convertito, ma non soluzione delle equazioni di Maxwell. Infine la matrice $[S]$ ed i tensori $[\mu_r]_{PML}$ ed $[\varepsilon_r]_{PML}$ sono definiti nel seguente modo:

$$[S] = \begin{bmatrix} s_x^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & s_y^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & s_z^{-1} \end{bmatrix},$$

$$[\mu_r]_{PML} = |S|^{-1} [S] [\mu_r(\tilde{r})] [S],$$

$$[\varepsilon_r]_{PML} = |S|^{-1} [S] [\varepsilon_r(\tilde{r})] [S],$$

con $\varepsilon_r(\tilde{r})$ e $\mu_r(\tilde{r})$ che sono rispettivamente la permittività dielettrica relativa e la permeabilità magnetica relativa del mezzo espresse nelle coordinate convertite.

Posto che la direzione di propagazione coincida con l'asse z del sistema di riferimento cartesiano, la scelta delle variabili complesse di stretching in grado di garantire sia l'assorbimento del campo elettromagnetico all'interno delle PML, che l'adattamento in corrispondenza dell'interfaccia tra dominio fisico e PML, è la seguente [8, 3, 5, 2]:

$$s_z = 1, \quad s_y = 1, \quad s_x(x) = \begin{cases} 1 & \text{per } |x| \leq x_{PML} \\ 1 - j \tan \delta \left(\frac{x - x_{PML}}{d_{PML}} \right)^2 & \text{per } |x| > x_{PML} \end{cases},$$

e

$$s_z = 1, \quad s_x = 1, \quad s_y(y) = \begin{cases} 1 & \text{per } |y| \leq y_{PML} \\ 1 - j \tan \delta \left(\frac{y - y_{PML}}{d_{PML}} \right)^2 & \text{per } |y| > y_{PML} \end{cases},$$

dove d_{PML} è lo spessore delle PML ed x_{PML} , y_{PML} sono le coordinate sugli assi cartesiani dell'interfaccia tra il dominio fisico e lo strato PML, come mostrato nella figura 1.7; $\tan \delta$ invece è il parametro di assorbimento delle PML, con riferimento all'articolo [8]:

$$\tan \delta = \frac{\sigma_{MAX}}{\omega \varepsilon_0},$$

in cui σ_{MAX} è il valore massimo di conducibilità del materiale costituente la PML, ω è la pulsazione ed ε_0 è la permittività dielettrica assoluta del vuoto.

Supponendo che l'asse di curvatura della guida d'onda abbia la stessa direzione dell'asse y , la permittività dielettrica dipende solamente dalla

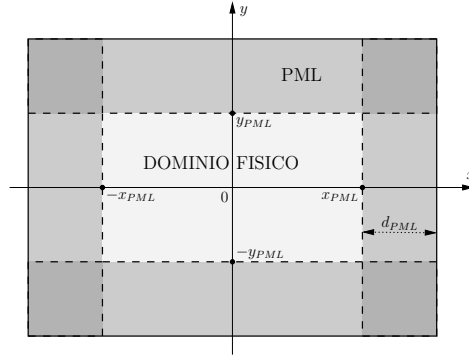


Figura 1.7: Parametri geometrici coinvolti nell'applicazione degli strati PML.

coordinata x , in conseguenza dell'applicazione della tecnica della mappatura conforme data dalla 1.2, mentre la permeabilità magnetica è costante in tutto il dominio. Dalla 1.7 la coordinata convertita \tilde{x} risulta essere:

$$\tilde{x} = x \quad \text{per } |x| \leq x_{PML},$$

mentre all'interno della PML, cioè per $|x| > x_{PML}$:

$$\begin{aligned} \tilde{x} &= \int_0^x s_x(x') dx' = \int_0^{x_{PML}} dx' + \int_{x_{PML}}^x \left[1 - j \tan \delta \left(\frac{x' - x_{PML}}{d_{PML}} \right)^m \right] dx' = \\ &= [x']_0^{x_{PML}} + [x']_{x_{PML}}^x - j \frac{\tan \delta d_{PML}}{m+1} \left[\left(\frac{x' - x_{PML}}{d_{PML}} \right)^{m+1} \right]_{x_{PML}}^x = \\ &= x - j \frac{\tan \delta}{m+1} \left(\frac{x - x_{PML}}{d_{PML}} \right)^m (x - x_{PML}). \end{aligned}$$

Si ottiene perciò:

$$\varepsilon_r(\tilde{r}) = \varepsilon_r(\tilde{x}) = \begin{cases} \varepsilon_{req}(x) = \varepsilon_r(x) e^{2x/R} & \text{per } |x| \leq x_{PML} \\ \varepsilon_{req}(\tilde{x}) = \varepsilon_r(x) e^{2\tilde{x}/R} & \text{per } |x| > x_{PML} \end{cases},$$

in particolare, per $|x| > x_{PML}$:

$$\begin{aligned} \varepsilon_r(x)e^{2\tilde{x}/R} &= \varepsilon_r(x) \left\{ e^{\left[\frac{2x}{R} - j \frac{2 \tan \delta}{m+1} \left(\frac{x-x_{PML}}{d_{PML}} \right)^m \frac{x-x_{PML}}{R} \right]} \right\} = \\ &= \varepsilon_r(x) e^{\frac{2x}{R}} \left\{ \cos \left[\frac{2 \tan \delta}{m+1} \left(\frac{x-x_{PML}}{d_{PML}} \right)^m \frac{x-x_{PML}}{R} \right] + \right. \\ &\quad \left. - j \sin \left[\frac{2 \tan \delta}{m+1} \left(\frac{x-x_{PML}}{d_{PML}} \right)^m \frac{x-x_{PML}}{R} \right] \right\}. \end{aligned}$$

Allora si può affermare che nel dominio fisico, cioè al di fuori delle PML, l'equazione 1.6 coincide con l'equazione rotore-rotore 1.3 e quindi la soluzione $\overline{H}^a(\vec{r})$ coincide con la soluzione originale $\overline{H}(\vec{r})$. All'interno delle PML invece $\overline{H}^a(\vec{r})$ presenta un profilo attenuato, pur mantenendo la continuità di tutte le sue componenti in corrispondenza dell'interfaccia.

1.3 Verifica del modello

Per ottenere risultati affidabili è fondamentale dimensionare le PML in modo adeguato. Esse devono essere sufficientemente assorbenti e sufficientemente spesse da annullare il campo elettromagnetico in corrispondenza del bordo della finestra di calcolo. Allo stesso tempo, però, non è opportuno aumentare troppo i suddetti parametri, infatti più le PML sono spesse e assorbenti, maggiore è il numero di elementi con cui è necessario discretizzarle per non dare origine a riflessioni di natura numerica, con il rischio di impegnare risorse computazionali superflue.

Al fine di valutare la correttezza del solutore numerico descritto, sono state prese in considerazione alcune tipologie di guide già analizzate in letteratura: la guida RIB descritta in [3], la guida strip trattata in [5] e la PCF triangolare curva analizzata in [2].

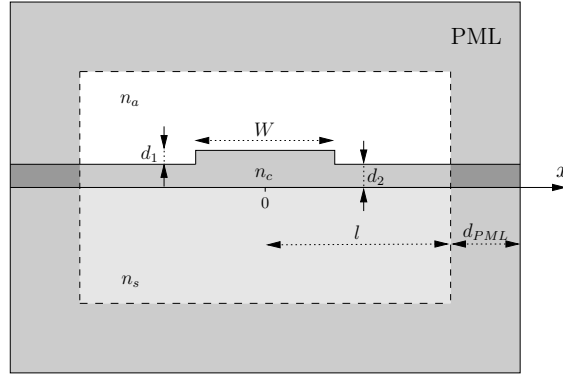


Figura 1.8: Geometria della guida RIB relativa all'articolo [3], con $d_1 = 0.33\mu m$, $d_2 = 1.12\mu m$, $W = 2.9\mu m$, $n_s = 3.3042$, $n_c = 3.3735$ ed $n_a = 1$. Con l .

1.3.1 Guida RIB

La figura 1.8 mostra una guida RIB le cui perdite per curvatura sono riportate in [3]. Essa è costituita da un substrato con indice di rifrazione $n_s = 3.3042$, dal layer di spessore $d_2 = 1.12\mu m$ e della costola con altezza $d_1 = 0.33\mu m$ e larghezza $W = 2.9\mu m$. Layer e costola hanno indice di rifrazione $n_c = 3.3735$, sopra la guida RIB è supposto esserci aria, per cui $n_a = 1$. Con l si indica la distanza tra il centro della geometria e l'interfaccia tra dominio fisico e PML, mentre d_{PML} è lo spessore delle PML.

La mesh utilizzata per il calcolo è quella mostrata in figura 1.9, in cui si è evidenziato che lo spessore d_{PML} della PML è stato discretizzato con 10 strati di triangoli.

Alla lunghezza d'onda $\lambda = 1.52\mu m$, questa guida non presenta modi di ordine superiore. Nel seguito dell'analisi, con $H_{1,1}^x$ viene indicato il modo fondamentale che ha il campo magnetico con la componente x dominante e con $H_{1,1}^y$ quello con la componente y dominante. In figura 1.10 sono mostrate le distribuzioni del modulo del campo magnetico dei due modi fondamentali che si propagano nella guida RIB con un raggio di curvatura $R = 1mm$. Si nota inoltre che nella zona della PML posta all'estremità destra del dominio,

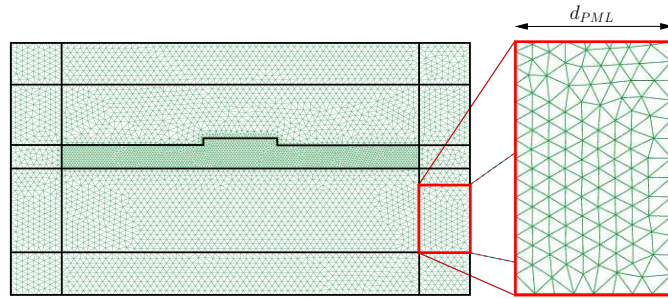
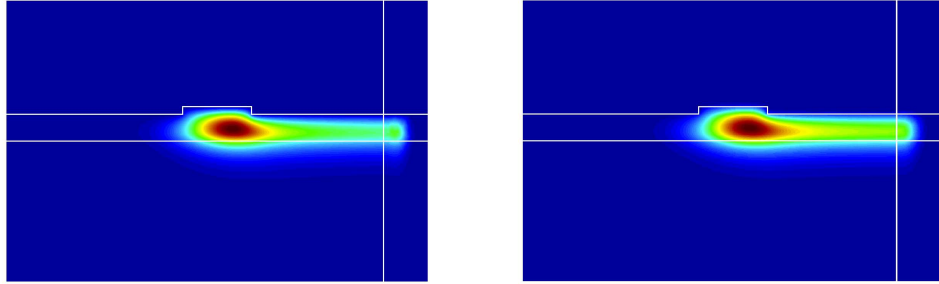


Figura 1.9: Mesh della guida RIB analizzata, è costituita da 14414 elementi e lo spessore delle PML evidenziato è stato discretizzato con 10 strati di triangoli.



(a) Modo $H_{1,1}^x$.

(b) Modo $H_{1,1}^y$.

Figura 1.10: Distribuzione del modulo del campo magnetico dei due modi fondamentali nella sezione trasversa della guida RIB di figura 1.8, con un raggio di curvatura $R = 1mm$, i parametri della PML sono $l = 7\mu m$, $d_{PML} = 2\mu m$ e $\sigma_{MAX} = 1.5 \cdot 10^5 S/m$.

il campo magnetico decade rapidamente fino ad annullarsi in corrispondenza del bordo della finestra di calcolo senza generare riflessioni all'interno del dominio fisico. Relativamente al caso mostrato, si può concludere che lo stato assorbente è ben dimensionato. Tale PML si trova alla distanza $l = 7\mu m$ dal centro della RIB, ha uno spessore $d_{PML} = 2\mu m$ e $\sigma_{MAX} = 1.5 \cdot 10^5 S/m$.

I valori delle perdite per curvatura ottenuti per diversi valori di σ_{MAX} sono mostrati nelle figure 1.11 per due diverse distanze l tra il centro del-

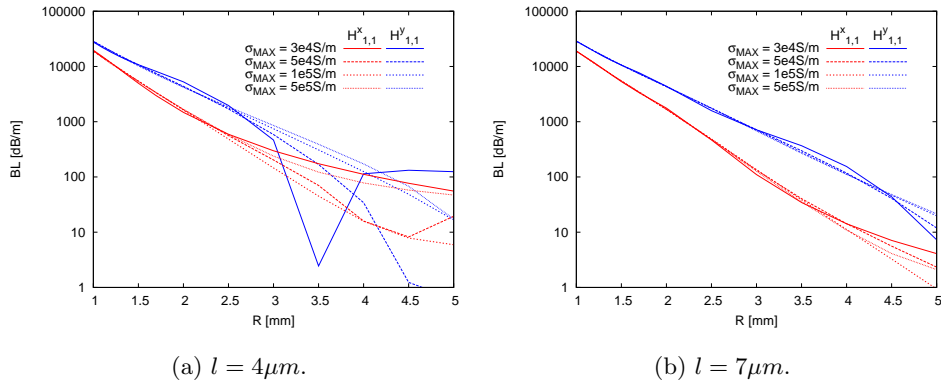


Figura 1.11: Perdite per curvatura della guida RIB in funzione del raggio di curvatura R per diversi valori di σ_{MAX} .

la struttura e l'inizio della PML. Si nota che per piccoli valori del raggio di curvatura le perdite simulate convergono, mentre, aumentando il raggio di curvatura, le curve relative a diversi valori della conducibilità massima σ_{MAX} delle PML tendono a divergere. Il confronto fra le figure 1.11(a) e 1.11(b) evidenzia che l'allargamento delle righe è maggiore dove la distanza l tra il centro della struttura e il bordo della PML è minore.

Questo comportamento è da ricondurre al fatto che le PML sono in grado di assorbire solamente un'onda piana uniforme e non un'onda evanescente. L'andamento del modo guidato nel layer della guida RIB è di tipo evanescente, quindi se la distanza l è tanto breve per cui una quantità non trascurabile di campo elettromagnetico sottoforma di onda evanescente cade all'interno della PML, questa non viene assorbita e genera un errore numerico sulla valutazione delle perdite. Si è visto, commentando la figura 1.4, che il punto x_c in corrispondenza del quale per effetto della curvatura il modo cessa di essere evanescente e diventa irradiante, si sposta tanto più lontano dal centro della guida quanto più il raggio di curvatura R è ampio. Perciò, come illustrato nelle figure 1.12, se il punto x_c cade all'interno del dominio fisico e le PML sono ben dimensionate, la valutazione delle perdite per curvatura è

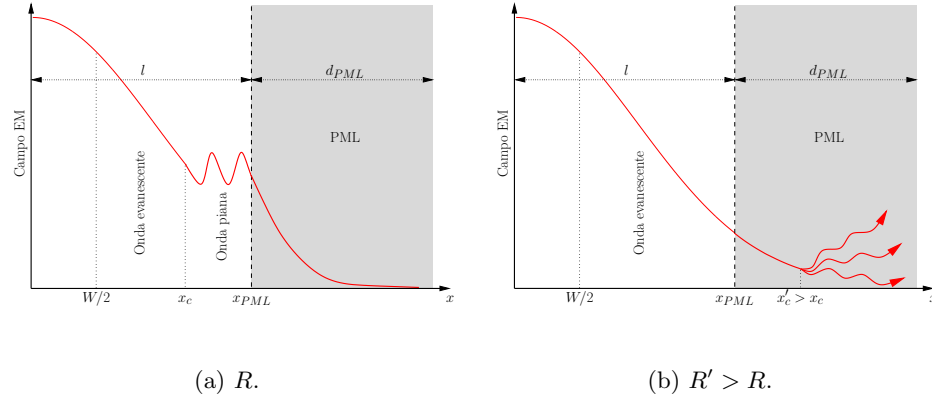


Figura 1.12: Diversi andamenti del campo elettromagnetico nella guida RIB in presenza delle PML, per due differenti valori del raggio di curvatura R .

attendibile; al contrario, se il raggio di curvatura R aumenta fino a far cadere il punto x_c all'interno delle PML, allora le stime delle perdite diventano inverosimili.

Ovviamente quanto più la finestra di calcolo è stretta, cioè quanto più la distanza l delle PML dal centro della guida RIB è piccola, tanto più le perdite dovute all'errore numerico, non costanti al variare di σ_{MAX} , sono grandi rispetto le perdite per curvatura. Spostando invece le PML ad una distanza maggiore dal centro della guida RIB, l'onda evanescente cade all'interno della PML in corrispondenza di raggi di curvatura maggiori, consentendo di stimare accuratamente le perdite per curvatura anche per valori di R più grandi.

Per provare quanto detto si fa riferimento alle figure 1.13, dove sono mostrati gli andamenti delle perdite della RIB in funzione del raggio di curvatura, anche per valori molto grandi di tale raggio. Inoltre, le righe orizzontali presenti sui grafici rappresentano le perdite della guida dritta che teoricamente dovrebbero essere nulle, queste righe rappresentano quindi l'entità dell'errore numerico commesso. Finché i valori delle perdite sono elevati, si può affermare che siano dipendenti solamente dalla curvatura,

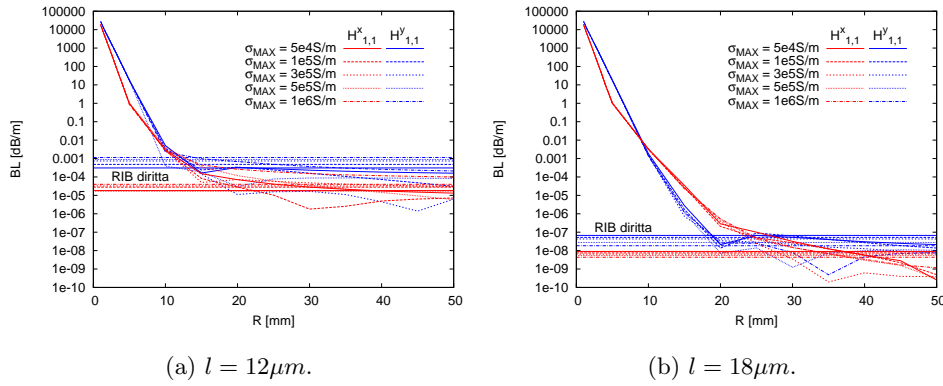


Figura 1.13: Perdite per curvatura della guida RIB in funzione del raggio di curvatura R per diversi valori di σ_{MAX} .

man mano che diminuiscono si vanno a confondere con l'errore numerico. Se la finestra di calcolo è più grande, come nel caso della figura 1.13(b), il piano delle perdite della guida dritta si sposta più in basso, conseguentemente le curve relative ai diversi valori di σ_{MAX} tendono ancora a divergere, ma per valori più bassi delle perdite o, equivalentemente, per valori maggiori del raggio di curvatura R .

Per raggi di curvatura R minori di $5mm$, scegliendo una PML di spessore $d_{PML} = 2\mu m$, posta alla distanza $l = 12\mu m$ dal centro della RIB e con parametro di assorbimento $\sigma_{MAX} = 1.5 \cdot 10^5 S/m$, è possibile calcolare in modo accurato le perdite per curvatura dei due modi fondamentali. I relativi risultati sono mostrati nelle figure 1.14. A sinistra sono riportati i valori dell'indice efficace, si nota che il n_{eff} dei due modi tendono ad aumentare rispetto a quelli della guida dritta stringendo il raggio di curvatura.

I valori graficati nella figura 1.14(b) si riferiscono alle perdite associate ai due modi che percorrono un tratto curvo della guida RIB che spazza un angolo di 90° con raggio di curvatura R . Tali perdite sono date dalla 1.5,

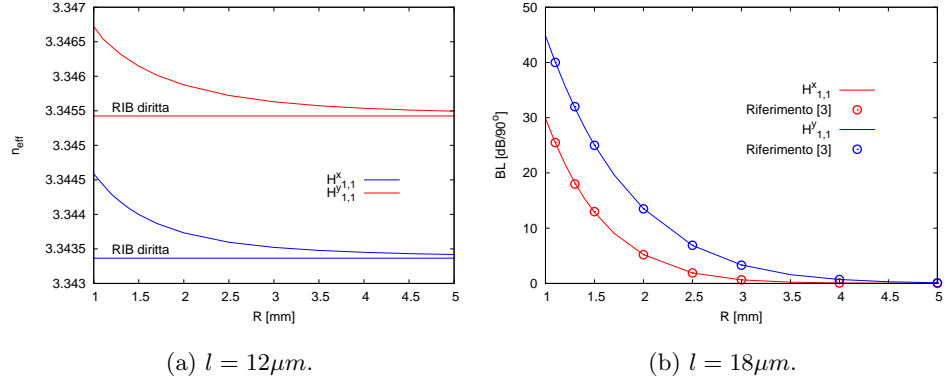


Figura 1.14: Andamento dell'indice efficace e delle perdite per curvatura dei due modi fondamentali della guida RIB in funzione del raggio di curvatura R , i parametri della PML sono $l = 12 \mu\text{m}$, $d_{PML} = 2 \mu\text{m}$ e $\sigma_{MAX} = 1.5 \cdot 10^5 \text{ S/m}$.

moltiplicata per la lunghezza di un quarto di circonferenza di raggio R :

$$BL_{dB} = 8.6858\alpha \frac{\pi}{2} R.$$

Il confronto coi dati riportati in [3], graficati con i cerchietti, evidenzia l'accuratezza del modello descritto.

1.3.2 Guida strip

Con lo scopo di studiare le perdite per curvatura di una guida al variare della lunghezza d'onda, è stata presa in considerazione la guida strip di figura 1.15, presentata nell'articolo [5]. Essa è costituita da un substrato di silice con indice di rifrazione $n_s = 1.45$ e da una costola con $n_c = 3.5$, quest'ultima ha altezza $h = 220 \text{ nm}$ e larghezza $W = 445 \text{ nm}$. Per valutare le perdite per curvatura è stata impiegata una PML dello spessore $d_{PML} = 1 \mu\text{m}$ con $\sigma_{MAX} = 1 \cdot 10^5 \text{ S/m}$. La PML non è stata applicata sul contorno del dominio a destra, cioè quello interno alla curvatura. Questa scelta da un lato consente di risparmiare risorse computazionali, dall'altro non porta a peggioramenti

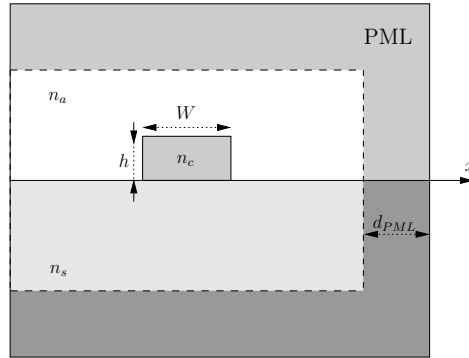
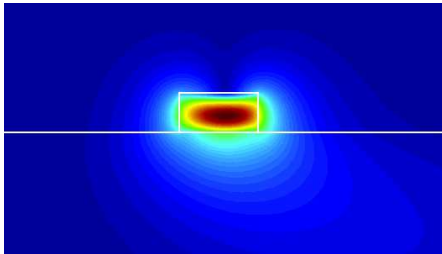
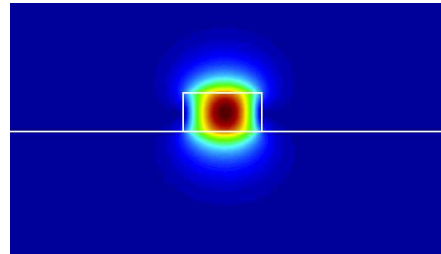


Figura 1.15: Geometria della guida strip relativa all'articolo [5], con $h = 220nm$, $W = 445nm$, $n_s = 1.45$, $n_c = 3.5$ ed $n_a = 1$.

nell'accuratezza della soluzione, infatti l'onda del modo guidato tende ad uscire dalla guida curvata nella direzione esterna alla curvatura, rendendo di fatto inutile la PML a sinistra.



(a) Modo $H_{1,1}^x$.



(b) Modo $H_{1,1}^y$.

Figura 1.16: Distribuzione del modulo del campo magnetico dei due modi fondamentali nella sezione trasversa della guida strip di figura 1.15, con un raggio di curvatura $R = 5\mu m$, alla lunghezza d'onda $\lambda = 1550nm$.

Nelle figure 1.16 sono mostrate le distribuzioni del modulo del campo magnetico relative ai due modi fondamentali $H_{1,1}^x$ ed $H_{1,1}^y$ che si propagano nella guida strip con un raggio di curvatura $R = 5\mu m$, alla lunghezza d'onda $\lambda = 1550nm$. In questo caso il raggio di curvatura considerato è molto

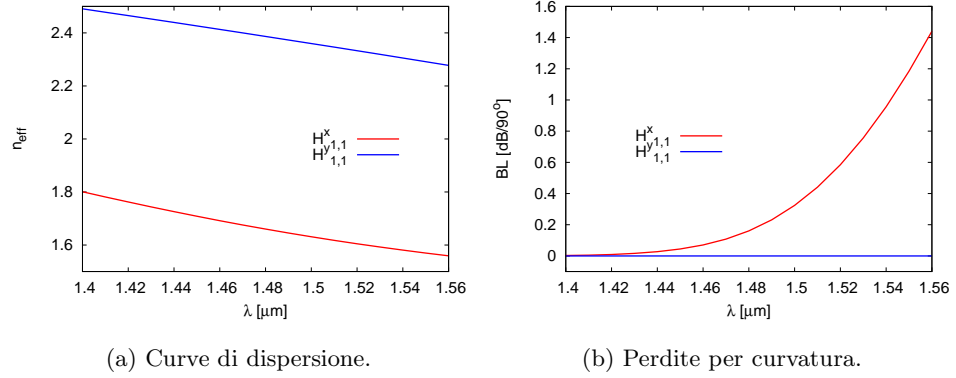


Figura 1.17: Curve di dispersione ed andamento spettrale delle perdite per curvatura dei due modi fondamentali della guida strip di figura 1.15, con un raggio di curvatura $R = 5\mu\text{m}$.

piccolo e si nota come le perdite per curvatura siano profondamente differenti per i due modi considerati. Il modo $H_{1,1}^y$ infatti rimane ben confinato all'interno della costola, mentre campo magnetico del modo $H_{1,1}^x$ tende ad uscire trasversalmente alla guida, soprattutto nel substrato.

Questo comportamento si traduce nell'andamento delle curve mostrate nella figura 1.17(b), in cui sono graficate le perdite dei due modi che percorrono un tratto curvo della guida strip che spazza un angolo di 90° con raggio di curvatura $R = 5\mu\text{m}$. Si vede che le perdite per curvatura associate al modo $H_{1,1}^x$ sono fortemente dipendenti dalla lunghezza d'onda, mentre le perdite del modo $H_{1,1}^y$ sono praticamente nulle su tutto l'intervallo considerato: per λ corte il campo elettromagnetico di entrambi i modi rimane confinato, per λ lunghe invece il campo del modo $H_{1,1}^x$ si allarga e le sue perdite si alzano, la distribuzione del campo magnetico del modo $H_{1,1}^y$ invece rimane sostanzialmente invariata e le sue perdite rimangono basse.

La caratteristica del modo $H_{1,1}^y$ di essere maggiormente confinato nella costola della guida strip rispetto al modo $H_{1,1}^x$ si constata anche osservando i loro indici efficaci, graficati in figura 1.17(a). Il n_{eff} del modo $H_{1,1}^y$ infatti

è molto più grande del n_{eff} del modo $H_{1,1}^x$, per tutte le lunghezze d'onda considerate.

1.3.3 PCF triangolare

Il simulatore è stato utilizzato anche per analizzare le perdite per curvatura di una fibra a cristallo fotonico [2]. La figura 1.18 illustra metà della sezione trasversa della struttura. Tale PCF, a reticolo triangolare, è costituita da 7 anelli di fori d'aria, con pitch $\Lambda = 13.2\mu m$ e diametro normalizzato $d/\Lambda = 0.485$. L'indice di rifrazione della silice è stato calcolato alla lunghezza d'onda $\lambda = 803nm$ attraverso le equazioni di Sellmeier.

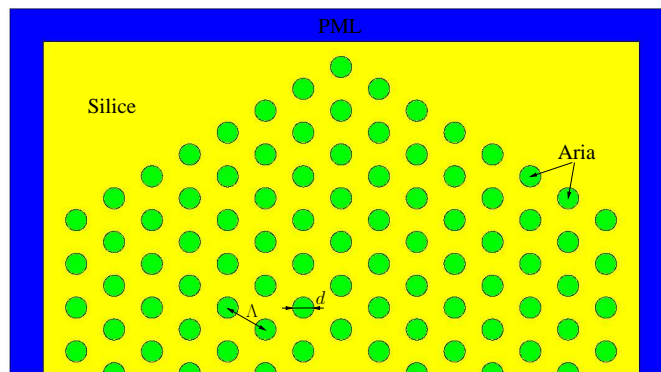


Figura 1.18: Geometria della guida PCF triangolare studiata, con $\Lambda = 13.2\mu m$ e $d = 6.4\mu m$ ($d/\Lambda = 0.485$).

Nella PCF le perdite sono causate dal numero finito di anelli di fori d'aria, si tratta perciò di perdite per confinamento determinate da un'onda piana che esce dall'ultimo anello di fori d'aria in direzione trasversa. Per questo motivo, a condizione che le PML siano adeguatamente dimensionate, non esiste il problema della dimensione della finestra di calcolo incontrato nell'analisi della guida RIB. Dalla figura 1.19 si nota infatti che i valori delle perdite sono stabili variando di σ_{MAX} di alcuni ordini di grandezza. I

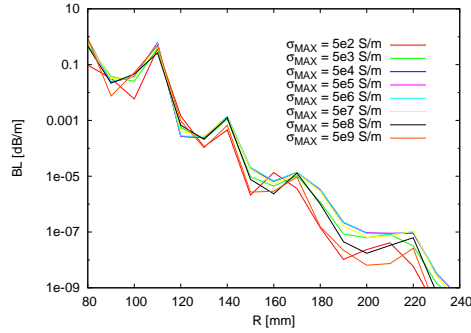


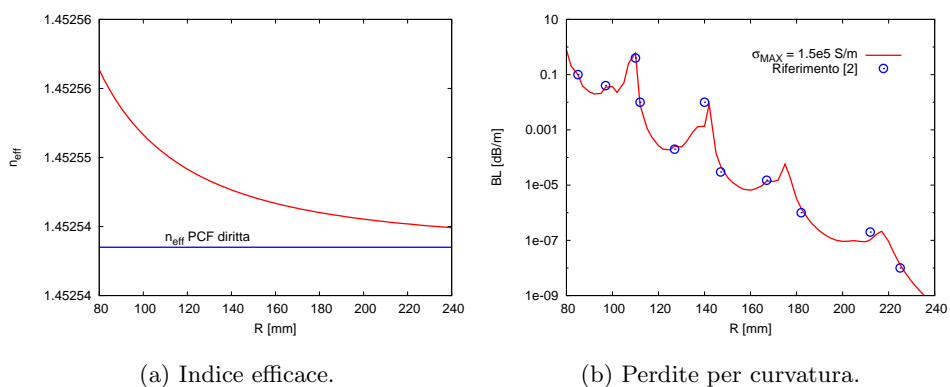
Figura 1.19: Perdite per curvatura della PCF triangolare costituita da 7 anelli di fori d'aria, $\Lambda = 13.2\mu m$ e $d/\Lambda = 0.485$ in funzione del raggio di curvatura R , per diversi valori del parametro di assorbimento σ_{MAX} delle PML.

picchi di attenuazione che si presentano in corrispondenza di alcuni raggi di curvatura R danno luogo ad un andamento altalenante delle perdite per curvatura, essi sono dovuti agli accoppiamenti risonanti del modo fondamentale della PCF con i modi del cladding aventi alte perdite.

Nella figura 1.20(a) sono mostrati i valori dell'indice di rifrazione del modo fondamentale che si propaga nella PCF curva, come visto per la precedente guida RIB, si osserva che stringendo il raggio di curvatura R , il n_{eff} tende ad alzarsi rispetto quello calcolato per la PCF diritta.

I risultati relativi alle perdite per curvatura della PCF in esame al variare del raggio di curvatura, scegliendo un valore del parametro di assorbimento della PML $\sigma_{MAX} = 1.5 \cdot 10^5 S/m$, sono mostrati nella figura 1.20(b) sovrapposti con i dati riportati in [2]. L'accordo tra i valori conferma l'accuratezza del modello anche nell'ambito dello studio delle perdite per curvatura di una fibra.

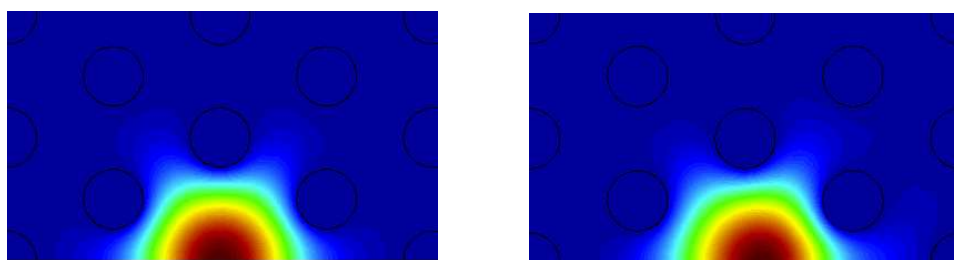
Nella figura 1.21 sono mostrate le distribuzioni del modulo del campo magnetico del modo fondamentale alla lunghezza d'onda $\lambda = 830nm$, per la PCF diritta e per la PCF curva su un raggio di curvatura $R = 80mm$. Si osserva nel secondo caso che il campo tende a deformarsi, tendendo ad uscire nella direzione trasversa esterna alla curva della PCF.



(a) Indice efficace.

(b) Perdite per curvatura.

Figura 1.20: Indice efficace e perdite per curvatura del modo fondamentale della PCF triangolare costituita da 7 anelli di fori d'aria, $\Lambda = 13.2\mu\text{m}$ e $d/\Lambda = 0.485$ in funzione del raggio di curvatura R .



(a) Diritta.

(b) $R = 80\text{mm}$.

Figura 1.21: Distribuzione del modulo del campo magnetico del modo fondamentale alla lunghezza d'onda $\lambda = 830\text{nm}$ sulla sezione trasversa della PCF triangolare costituita da 7 anelli di fori d'aria, $\Lambda = 13.2\mu\text{m}$ e $d/\Lambda = 0.485$.

Capitolo 2

Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape

La riduzione delle perdite nelle fibre a cristallo fotonico (Photonic Crystal Fibres: PCFs) costituisce un aspetto chiave per la loro applicazione nei sistemi di comunicazione ottici. Nelle PCF l'attenuazione ottica è dovuta in parte al materiale impiegato, in parte alle imperfezioni geometriche ed in parte al numero finito di fori d'aria che possono essere realizzati nella sezione trasversa. Quest'ultima tipologia di perdite, dette di confinamento, costituiscono il limite inferiore della attenuazione e conseguentemente una loro accurata analisi risulta di fondamentale importanza per il loro progetto ed utilizzo. Le loro proprietà dipendono sensibilmente dal meccanismo di confinamento che nelle PCF può essere di due tipi: per riflessione interna totale modificata (Modified Total Internal Reflection: M-TIR) e per band gap fotonico (Photonic Band Gap: PBG) [18, 30, 33].

Nella prima parte di questo capitolo vengono presentati i risultati relativi

30 Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape

alle perdite di confinamento in fibre con reticolo a nido d'ape (honeycomb fibers). In tali fibre il confinamento è dovuto a band gap fotonico ed è ottenuto introducendo un difetto nella disposizione regolare dei fori d'aria. Sono state considerate inizialmente due tipologie di difetto: la prima consiste nell'introdurre un foro d'aria addizionale; la seconda consiste nel ridurre localmente l'indice di rifrazione del materiale che separa i fori d'aria mediante un opportuno drogante.

Tra le altre possibilità offerte dalle fibre a banda fotonica proibita, 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 [18, 19], 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/m a pochi dB/Km . Nella quasi totalità dei casi le fibre realizzate sono basate su reticoli triangolari [20], 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 [21, 22]. 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 [26].

Nella seconda parte di questo capitolo vengono presentati risultati numerici che confermano, per le fibre con reticolo a nido d'ape modificato con nucleo cavo, la possibilità di ottenere un elevato confinamento in aria e basse perdite su un ampio intervallo di lunghezze d'onda [23, 24, 25]. 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.

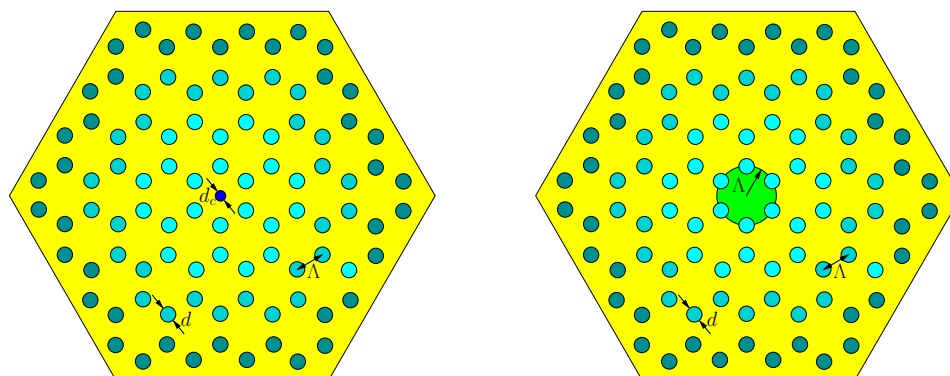
A tal proposito, vengono inoltre presentati i risultati relativi allo studio delle proprietà di monomodalità delle fibre a banda fotonica proibita con nucleo cavo indagate. In particolare, viene approfonditamente analizzata l'influenza che la dimensione del nucleo cavo ed i parametri geometrici del cladding esercitano sul regime di monomodalità.

2.1 Reticolo a nido d'ape

Le sezioni trasverse delle fibre prese in esame sono riportate nelle figure 2.1 [31]. Esse consistono in un reticolo a nido d'ape di fori d'aria, dove d è il diametro dei fori e Λ è il passo del reticolo. I colori differenti indicano fori appartenenti ad anelli diversi. Il difetto può essere ottenuto o introducendo un foro aggiuntivo di diametro d_c come mostrato in figura 2.1(a) oppure riducendo l'indice di rifrazione della zona centrale mediante un opportuno drogaggio come mostrato in figura 2.1(b). $\delta n = 100(n_{bulk} - n_{core})/n_{bulk}$ è il salto d'indice percentuale, essendo n_{core} l'indice del core ed n_{bulk} l'indice del materiale circostante. Si assume che $n_{bulk} = 1.45$ ed il raggio della regione a basso indice pari al passo del reticolo Λ .

La figura 2.2 mostra l'andamento della componente trasversa dominante del vettore campo magnetico del modo fondamentale per entrambi i tipi di difetto. A sinistra, la presenza del foro d'aria influenza la distribuzione del campo che assume una forma ad anello, a destra il campo è localizzato nella regione a basso indice ed ha un profilo molto più simile a quello delle fibre convenzionali riducendo così i problemi di accoppiamento con la

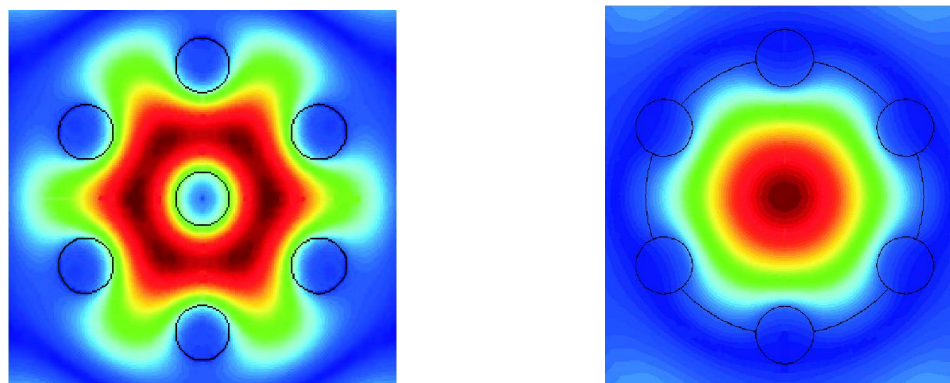
32 Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape



(a) Difetto: foro aggiuntivo.

(b) Difetto: salto d'indice.

Figura 2.1: Sezioni trasverse delle fibre a nido d'ape con un foro extra e una regione a basso indice di rifrazione come difetto.



(a) Difetto: foro aggiuntivo.

(b) Difetto: salto d'indice.

Figura 2.2: Distribuzione del modulo del campo magnetico del modo fondamentale delle fibre a nido d'ape.

componentistica tradizionale.

A causa del numero finito di fori d'aria che possono essere realizzati nella sezione traversa, i modi di queste fibre sono leaky e la loro costante di propagazione è complessa:

$$\gamma = \alpha + j(n_{eff}k_0),$$

dove k_0 è il numero d'onda, α la costante di attenuazione e n_{eff} l'indice efficace del modo. La costante di propagazione complessa è stata calcolata attraverso il solutore modale complesso basato sul metodo degli elementi finiti con le PML convenzionali visto nel paragrafo 1.2, che è già stato applicato anche all'analisi delle perdite nelle PCF sia con confinamento per riflessione interna totale modificata che per band gap fotonico [9]. Il fattore di merito utilizzato per valutare le PCF in esame è rappresentato dalle cosiddette perdite per confinamento normalizzate (Normalized Confinement Loss: NCL), definite come:

$$NCL_{dB} = 20 \log_{10}(e)\alpha\Lambda = 8.6858\alpha\Lambda.$$

Inizialmente sono state calcolate le curve di dispersione di fibre con 10 giri di fori, $\Lambda = 1.62\mu m$ e $d/\Lambda = 0.41$, al variare delle caratteristiche del difetto. Il diametro d_c del foro aggiuntivo è stato variato da $0.6d$ a $1.2d$, mentre il salto d'indice percentuale δn da 0.2% a 0.9%. Con questi parametri le fibre indagate non presentano modi di ordine superiore con bassi valori di NCL , di fatto è quindi possibile ritenerle monomodali.

In figura 2.3 vengono riportati gli andamenti dell'indice efficace del modo fondamentale in funzione della lunghezza d'onda normalizzata λ/Λ , vengono inoltre evidenziati i limiti del band gap fotonico. Per entrambe le tipologie di difetto le curve di dispersione si spostano in accordo con la variazione

34 Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape

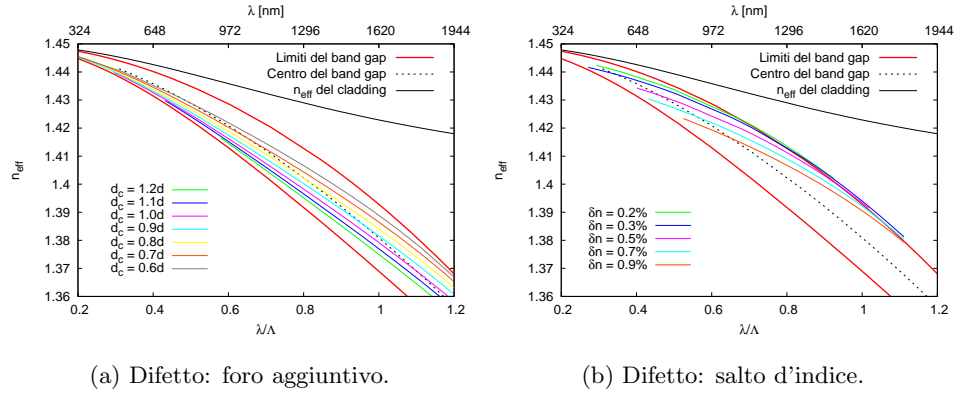


Figura 2.3: Indice efficace del modo fondamentale in funzione della lunghezza d'onda normalizzata delle fibre a nido d'ape con 10 anelli di fori d'aria, $\Lambda = 1.62\mu\text{m}$ e $d/\Lambda = 0.41$.

dell'indice di rifrazione medio della regione guidante. Incrementando la dimensione d_c del foro d'aria o il salto d'indice δn , l'indice medio cala e la curva di dispersione trasla verso valori più bassi. Al contrario, riducendo la dimensione del difetto o il salto d'indice, l'indice di rifrazione medio aumenta e la curva di dispersione trasla verso l'alto.

La figura 2.4 mostra i corrispondenti valori delle perdite per confinamento normalizzate. Di fatto la fibra presenta due lunghezze d'onda di cut-off a causa del fatto che le perdite sono alte quando l'indice efficace è prossimo ai bordi del band gap. Per la fibra con il difetto determinato dal salto d'indice NCL è minimo quando l'indice efficace è nel mezzo del band gap, mentre nel caso del foro aggiuntivo il minimo delle perdite si trova per lunghezze d'onda più corte. In ogni caso il valore minimo di NCL dipende fortemente dalle caratteristiche del difetto. In particolare si nota che NCL è tanto più bassa quanto più ridotta è la perturbazione del reticolo dovuta al difetto. Infatti gli andamenti di NCL che presentano i minimi più bassi sono quella relativa a $d_c = 0.6d$ per la fibra con il foro aggiuntivo e quella relativa a $\delta n = 0.2\%$ per tipologia di fibra a core depresso.

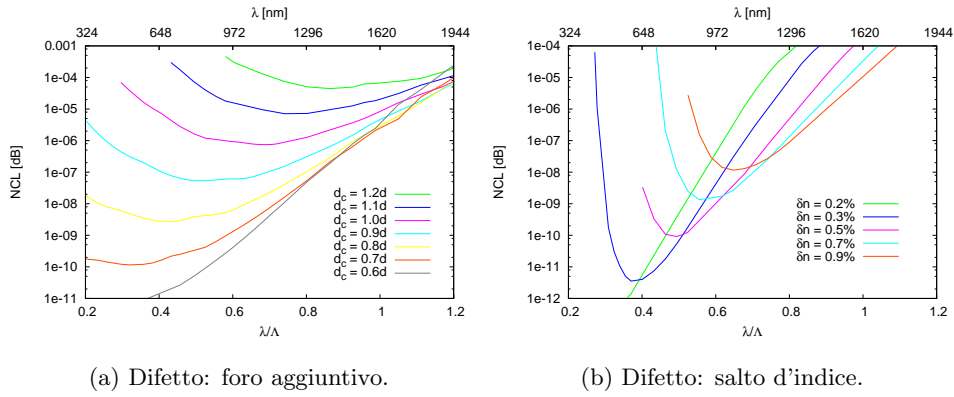


Figura 2.4: NCL del modo fondamentale in funzione della lunghezza d'onda normalizzata delle fibre a nido d'ape con 10 anelli di fori d'aria, $\Lambda = 1.62\mu\text{m}$ e $d/\Lambda = 0.41$.

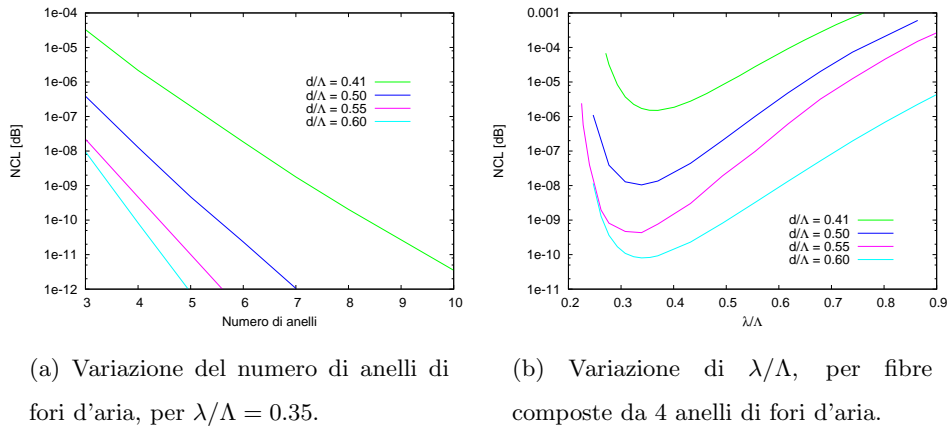


Figura 2.5: NCL del modo fondamentale della fibra a nido d'ape con salto d'indice $\delta n = 0.3\%$, per diversi valori di d/Λ .

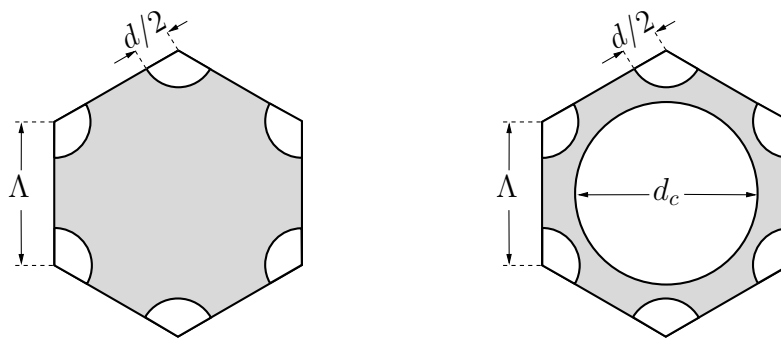
Infine nella figura 2.5(a) vengono riportati i valori delle perdite per confinamento normalizzate in funzione del numero di anelli di fori d'aria, al variare del rapporto d/Λ per la fibra a core depresso con $\delta n = 0.3\%$. I valori graficati sono relativi alla lunghezza d'onda normalizzata $\lambda/\Lambda = 0.35$, a cui corrisponde il minimo di NCL per ogni valore di d/Λ considerato, come mostrano gli andamenti riportati in figura 2.5(b) relativi a reticoli con 4

36 Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape

anelli di fori d'aria. All'aumentare del rapporto d/Λ il valore di NCL cala, mentre la sua dipendenza dal numero di giri di fori d'aria aumenta. Si osservi che dimensionando la fibra con $\Lambda = 4.43\mu m$ e $d/\Lambda = 0.6$, le perdite di confinamento scendono sotto gli $0.1dB/Km$ a $\lambda = 1.55\mu m$ e si mantengono al di sotto di $0.5dB/Km$ su tutta la terza finestra delle telecomunicazioni.

2.2 Reticolo a nido d'ape modificato con nucleo cavo

La cella elementare del reticolo a nido d'ape modificato, mostrata in figura 2.6(b), si ottiene aggiungendo un foro d'aria di diametro d_c al centro della cella elementare del reticolo a nido d'ape convenzionale mostrata in figura 2.6(a), dove si ricorda che d è il diametro dei fori d'aria e Λ è il pitch, ovvero la distanza tra due fori d'aria adiacenti [26].



(a) Reticolo a nido d'ape.

(b) Reticolo a nido d'ape modificato.

Figura 2.6: Celle elementari dei reticoli a nido d'ape.

Il cladding delle fibre oggetto dello studio è dato dalla composizione delle

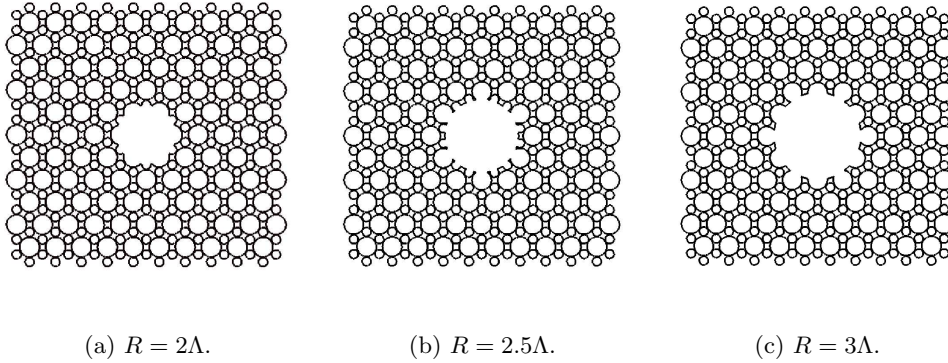


Figura 2.7: Reticoli a nido d'ape modificato con $d/\lambda = 0.6$ e $d_c/\lambda = 1.32$, con diverse dimensioni del nucleo cavo.

sudette celle elementari, il nucleo cavo invece è stato ottenuto rimuovendo la silice al centro del reticolo all'interno di un cerchio di un determinato raggio R . In particolare sono state prese in considerazione diverse fibre con differenti dimensioni del nucleo cavo, rispettivamente $R = 2\Lambda$, $R = 2.5\Lambda$ ed $R = 3\Lambda$ ed i relativi reticoli sono mostrati nelle figure 2.7 [27, 28, 29, 32].

L'indagine è stata condotta su due diversi reticoli: è stato considerato un primo reticolo avente $d/\Lambda = 0.6$ e $d_c/\Lambda = 1.32$, a cui corrisponde un air-filling fraction:

$$f = \frac{\pi}{3\sqrt{3}} \left[\left(\frac{d}{\Lambda} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{d_c}{\Lambda} \right)^2 \right],$$

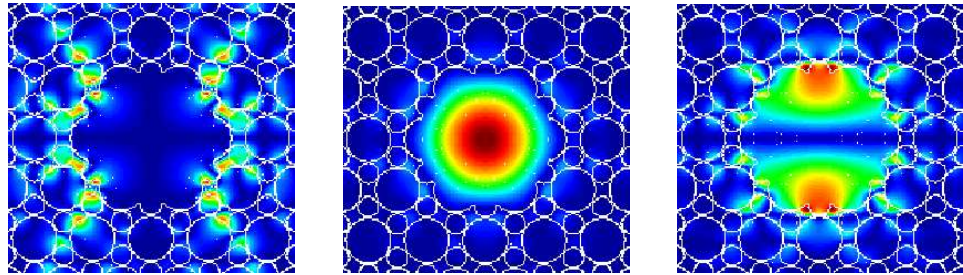
pari a 74.4%, ed un secondo reticolo con il medesimo rapporto d_c/Λ , ma $d/\Lambda = 0.64$, avente quindi un air-filling fraction maggiore, $f = 77.4\%$. Fissando il pitch al valore $\Lambda = 1.62\mu m$, per il reticolo con $d/\Lambda = 0.6$ la linea d'aria attraversa la banda fotonica proibita tra $\lambda = 1333nm$ e $\lambda = 1663nm$, ovvero su un intervallo di circa $330nm$ centrato sulla banda C; nella figura 2.10(a) in rosso sono evidenziate la linea d'aria e la banda fotonica proibita relativa al primo reticolo. Nella figura 2.12(a), invece, sono evidenziati la

38 Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape

banda fotonica proibita e la linea d'aria relative al reticolo con $d/\Lambda = 0.64$; in questo caso la banda fotonica proibita si sposta verso lunghezze d'onda minori, tuttavia l'attraversamento della linea d'aria avviene tra $\lambda = 1235nm$ e $\lambda = 1604nm$, quindi le lunghezze d'onda d'interesse sono ancora comprese.

2.2.1 Analisi delle perdite

Al fine di valutare l'influenza del numero di anelli di fori d'aria intorno al nucleo sulle perdite per confinamento, è stato condotto uno studio sulla fibra di figura 2.7(a), avente $d/\Lambda = 0.6$ e nucleo cavo di raggio $R = 2\Lambda$. L'indice efficace del modo fondamentale non varia cambiando il numero di anelli di fori, le curve di dispersione di tali modi sono quindi tutte sovrapposte e sono rappresentate dalla linea blu di figura 2.10(a), dove si nota anche che, all'interno del band gap, tale curva rimane sempre sotto la linea dell'indice di rifrazione dell'aria. In figura 2.8 sono mostrate le distribuzioni del campo magnetico associato al modo fondamentale sul piano trasverso della fibra a 8 anelli di fori, la componente dominante è quella polarizzata lungo y .



(a) H_x .

(b) H_y .

(c) H_z .

Figura 2.8: Distribuzione delle tre componenti del campo magnetico del modo fondamentale sulla sezione trasversa della fibra costituita da 8 anelli, con reticolo $d/\Lambda = 0.6$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$ e nucleo cavo di raggio $R = 2\Lambda$.

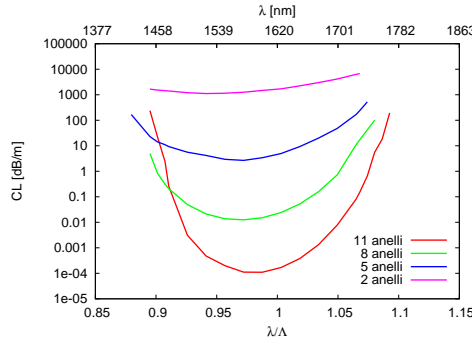


Figura 2.9: Perdite per confinamento del modo fondamentale della fibra costituita da un nucleo di dimensioni $R = 2\Lambda$, con reticolo $d/\Lambda = 0.6$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$, per diversi valori del numero di anelli di fori d'aria: 2, 5, 8 ed 11.

I risultati relativi alle perdite per confinamento, mostrati in figura 2.9, evidenziano la forma a “U” tipica delle perdite nelle fibre a banda fotonica proibita, esse infatti diventano minime al centro del band gap e aumentano avvicinandosi ai bordi, inoltre esse si riducono aumentando il numero di anelli di fori. Il minimo della curva delle perdite della fibra con 8 anelli di fori d'aria è pari a $1.25 \cdot 10^{-2} dB/m$ e si ha in corrispondenza di $1575nm$. La relativa finestra di trasmissione, definita come l'intervallo di lunghezze d'onda entro il quale le perdite per confinamento rimangono minori di cinque volte il loro valore minimo, è pari a $158nm$, tra $1496nm$ e $1654nm$.

È stata inoltre valutata l'influenza che la dimensione del nucleo cavo ha sulle perdite. Nella figura 2.10(a) sono riportate le curve di dispersione del modo fondamentale di tre fibre con 8 anelli di fori d'aria e $d/\Lambda = 0.6$, per diversi valori del raggio R del nucleo cavo. Nella figura 2.10(b) sono messi a confronto gli andamenti spettrali delle perdite per confinamento dei relativi modi fondamentali. Risulta evidente che, a parità del numero di anelli di fori, un aumento della dimensione del nucleo cavo della fibra porta ad una riduzione delle perdite per confinamento. Inoltre, in tutti tre i casi considerati, la finestra di trasmissione copre interamente le bande di trasmissione S, C ed L, nonostante questa diminuisca leggermente aumentando R .

40 Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape

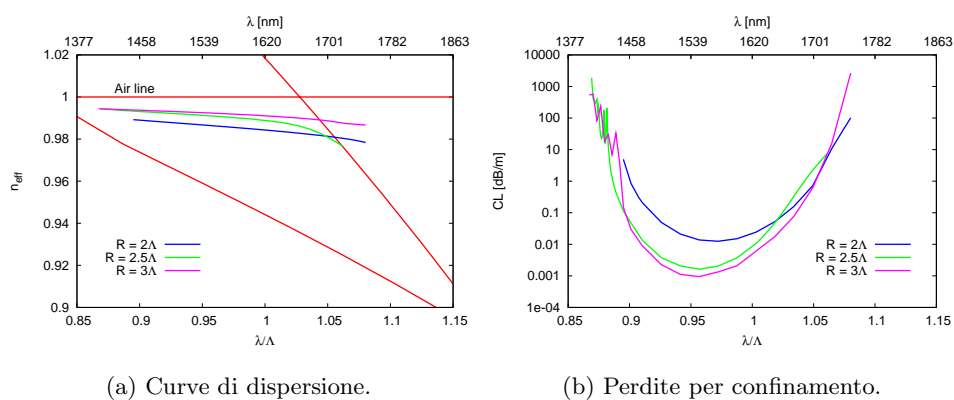


Figura 2.10: Curve di dispersione e perdite per confinamento del modo fondamentale della fibra costituita da 8 anelli, con reticolo $d/\Lambda = 0.6$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$, per diversi valori del raggio del core: $R = 2\Lambda$, $R = 2.5\Lambda$ ed $R = 3\Lambda$.

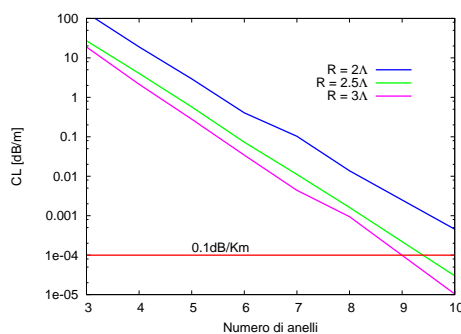


Figura 2.11: Curve di dispersione e perdite per confinamento del modo fondamentale della fibra costituita da 8 anelli, con reticolo $d/\Lambda = 0.6$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$, per diversi valori del raggio del core: $R = 2\Lambda$, $R = 2.5\Lambda$ ed $R = 3\Lambda$.

Con un nucleo cavo di raggio $R = 3\Lambda$ il minimo delle CL vale $9.45 \cdot 10^{-4} dB/m$, tale valore è comunque ancora più grande rispetto il limite delle perdite delle fibre convenzionali di $0.1 dB/Km$. In figura 2.11 sono graficate le perdite per confinamento delle tre fibre in corrispondenza del loro minimo, cioè alla lunghezza d'onda $\lambda = 1550 nm$, al variare del numero di anelli di fori d'aria. Si osserva che per ottenere perdite per confinamento più basse di $0.1 dB/Km$, la fibra con $R = 3\Lambda$ necessita di una struttura con 9 anelli,

mentre la fibra con $R = 2\Lambda$ necessita di almeno due anelli in più.

L'analisi delle perdite descritta è stata condotta anche sul reticolo con $d/\Lambda = 0.64$, la figura 2.12 mostra le curve di dispersione e gli andamenti spettrali delle perdite per confinamento del modo fondamentale delle fibre con 8 anelli di fori d'aria, per i tre differenti valori del raggio del nucleo cavo considerati in precedenza. Come nel caso precedente, allargando il nucleo cavo a parità del numero di anelli, si osserva un abbassamento delle perdite. Dal confronto con le figura 2.10(b) si evince che aumentando d/Λ a parità della dimensione del nucleo cavo, quindi aumentando l'air-filling fraction del reticolo, i valori minimi delle perdite per confinamento si riducono di circa due ordini di grandezza. Ad esempio, per la fibra con nucleo cavo di raggio $R = 3\Lambda$, il minimo delle perdite relative al reticolo con $d/\Lambda = 0.6$ è pari a $9.45 \cdot 10^{-4} dB/m$, considerando invece il reticolo con $d/\Lambda = 0.64$ tale minimo scende a $5.53 \cdot 10^{-6} dB/m$.

Si osserva inoltre che, mentre il primo minimo si trova alla lunghezza d'onda $\lambda = 1550nm$, il secondo si trova in corrispondenza di $\lambda = 1425nm$, quindi spostato di $125nm$ verso lunghezze d'onda più corte. Per questo motivo le finestre di trasmissione relative alle ultime tre fibre considerate comprendono solamente la banda S, nonostante la loro ampiezza sia pressoché identica a quelle delle tre fibre considerate in precedenza.

In figura 2.13 sono mostrati i risultati dell'analisi sulle perdite per confinamento delle tre fibre in funzione del numero di anelli di fori d'aria per $\lambda = 1450nm$, cioè in prossimità della lunghezza d'onda alla quale si ha il minimo di CL . Si può dedurre che per ottenere perdite per confinamento più basse di $0.1dB/Km$, la fibra con nucleo cavo di raggio $R = 3\Lambda$ necessita di una struttura a 7 anelli di fori, quella con $R = 2.5\Lambda$ di una struttura ad 8 anelli, mentre quella con $R = 2\Lambda$ necessita di una struttura con più di 8 anelli.

42 Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape

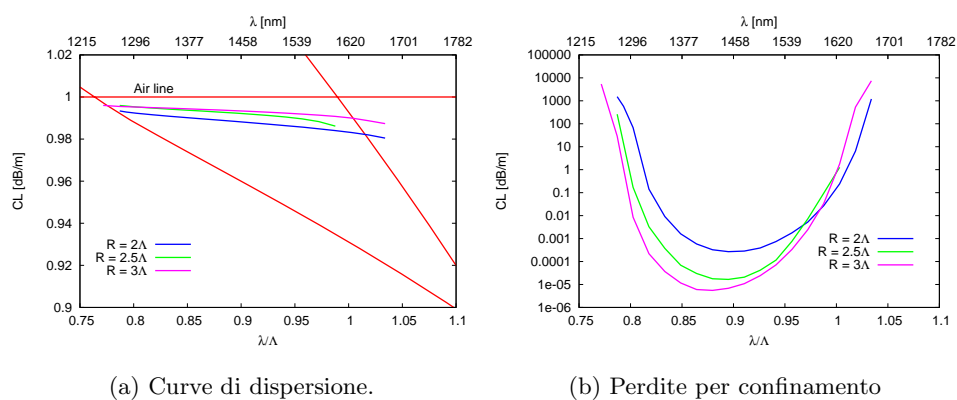


Figura 2.12: Curve di dispersione e perdite per confinamento del modo fondamentale della fibra costituita da 8 anelli, con reticolo $d/\Lambda = 0.64$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$, per diversi valori del raggio del core: $R = 2\Lambda$, $R = 2.5\Lambda$ ed $R = 3\Lambda$.

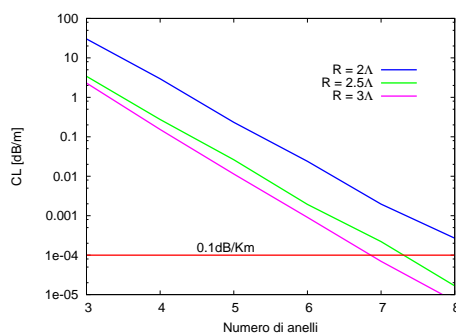
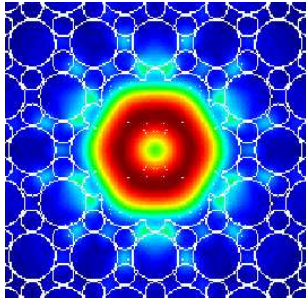


Figura 2.13: Curve di dispersione e perdite per confinamento del modo fondamentale della fibra costituita da 8 anelli, con reticolo $d/\Lambda = 0.6$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$, per diversi valori del raggio del core: $R = 2\Lambda$, $R = 2.5\Lambda$ ed $R = 3\Lambda$.

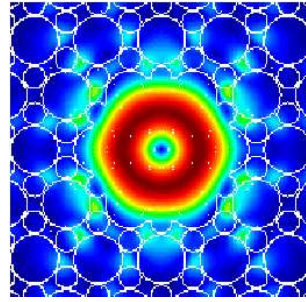
Dal confronto con le figura 2.11 si può notare che per ottenere valori di CL minori di $0.1dB/Km$ le ultime tre fibre analizzate necessitano di 2 anelli di fori d'aria in meno rispetto alle corrispondenti fibre con reticolo avente $d/\Lambda = 0.6$, in accordo col fatto che le perdite per confinamento del primo gruppo di fibre sono circa due ordini di grandezza più piccole rispetto quelle del secondo gruppo.

2.2.2 Analisi del regime di monomodalità

Le fibre con nucleo cavo indagate sono tutte multimodali in quanto esistono diversi modi di ordine superiore con curve di dispersione che cadono all'interno della banda fotonica al di sotto della curva di dispersione del modo fondamentale. Nelle figure 2.14 vengono riportate le distribuzioni del modulo del campo magnetico di due modi ordine superiore sulla sezione trasversa di una delle fibre in considerazione.



(a) Modo di secondo ordine.



(b) Modo di terzo ordine.

Figura 2.14: Distribuzione del modulo del campo magnetico dei modi di ordine superiore sulla sezione trasversa della fibra costituita da 8 anelli, con reticolo $d/\Lambda = 0.6$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$ e nucleo cavo di raggio $R = 2\Lambda$.

È stato quindi necessario analizzare i limiti entro i quali le fibre hanno un comportamento monomodale. A tal proposito sono state valutate le perdite per confinamento dei modi di ordine superiore, in particolare del modo di secondo ordine, ed è stato assunto che una fibra si può considerare di fatto monomodale nell'intervallo di lunghezze d'onda entro il quale le perdite per confinamento del modo fondamentale sono di un ordine di grandezza più basse del minimo delle perdite per confinamento del modo di secondo ordine. Lo studio è stato condotto sulle fibre con reticolo a nido d'ape modificato

44 Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape

costituite da 8 anelli di fori d'aria, nelle quattro diverse combinazioni di casi in cui d/Λ è pari a 0.6 o a 0.64 e il nucleo cavo ha un raggio R pari a 2Λ o a 3Λ , mantenendo sempre $d_c/\Lambda = 1.32$ e $\Lambda = 1.62\mu m$.

Osservando le figure 2.15(a) e 2.16(a), si nota che le fibre con $d/\Lambda = 0.6$ presentano 4 modi di ordine superiore quando il nucleo cavo ha dimensione $R = 2\Lambda$ e 10 quando $R = 3\Lambda$. L'accoppiamento tra il modo fondamentale ed il modo di secondo ordine è comunque molto debole, infatti per entrambe le fibre la differenza tra i due rispettivi indici efficaci è maggiore di 0.01 in tutto l'intervallo di lunghezze d'onda considerato. La lunghezza di battimento del modo fondamentale con il modo di secondo ordine, definita come:

$$L_B = \frac{2\pi}{\Delta\beta} = \frac{\lambda}{2\Delta n_{eff}},$$

assume valori piuttosto bassi, rispettivamente $L_B = 44.86\mu m$ ed $L_B = 79.66\mu m$.

Inoltre, il modo fondamentale presenta un forte confinamento, mentre quello di secondo ordine è solo debolmente confinato nel nucleo cavo. In effetti il minimo delle curve relative alle perdite per confinamento di quest'ultimo modo sono circa due ordini di grandezza più elevate di quelle del modo fondamentale, questo vale per entrambe le fibre, come mostrato nelle figure 2.15(b) e 2.16(b). È importante anche sottolineare che nel modo di secondo ordine il valore minimo delle perdite per confinamento si verifica in corrispondenza di lunghezze d'onda più lunghe rispetto al modo fondamentale, infatti tale minimo si ha intorno a $1675nm$ o a $1600nm$ a seconda che il nucleo cavo abbia dimensione $R = 2\Lambda$ o $R = 3\Lambda$. Questa differenza della posizione del minimo delle perdite, rispettivamente di $100nm$ e di $50nm$ per $R = 2\Lambda$ e $R = 3\Lambda$, rappresenta un'importante vantaggio nell'ottica di avere un'intervallo esteso dove le fibre possono operare in regime di effettiva monomodalità.

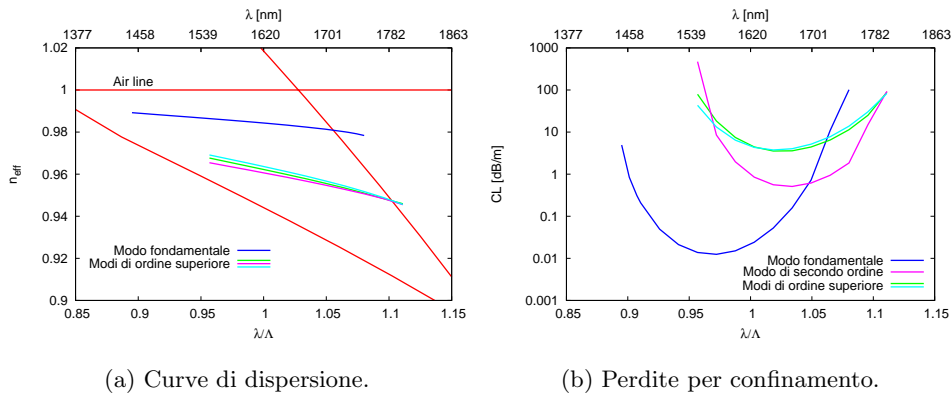


Figura 2.15: Curve di dispersione e perdite per confinamento dei 4 modi della fibra costituita da 8 anelli ed $R = 2\Lambda$, con reticolo $d/\Lambda = 0.6$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$.

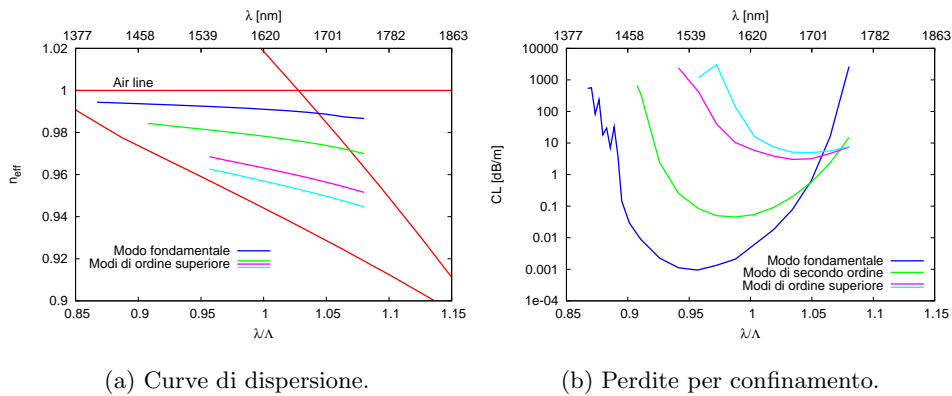


Figura 2.16: Curve di dispersione e perdite per confinamento dei 10 modi della fibra costituita da 8 anelli ed $R = 3\Lambda$, con reticolo $d/\Lambda = 0.6$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$.

Applicando la definizione data in precedenza, è possibile affermare che la fibra con nucleo cavo di raggio $R = 2\Lambda$ di fatto monomodale sulle lunghezze d'onda comprese tra $1500nm$ e $1650nm$ e la fibra con $R = 3\Lambda$ tra $1490nm$ e $1620nm$, a cui corrispondono intervalli di lunghezze d'onda rispettivamente di $150nm$ e $130nm$. È da notare che le due fibre indagate operano in regime di effettiva monomodalità all'interno delle bande di trasmissione S,

46 Perdite nelle fibre a cristallo fotonico con reticolo a nido d'ape

C ed L, cioè su tutte tre le bande che compongono la terza finestra delle telecomunicazioni.

Le due fibre analizzate presentano comunque perdite per confinamento piuttosto alte, si ricorda che relativi valori minimi valgono rispettivamente $1.25 \cdot 10^{-2} dB/m$ e $9.45 \cdot 10^{-4} dB/m$. Si è visto come allargando i fori d'aria del reticolo a nido d'ape è stato possibile abbassare le perdite per confinamento. Per tale ragione è stato effettuato lo studio del regime di effettiva monomodalità anche sulle fibre basate sul reticolo con i fori allargati alla dimensione $d = 0.64\Lambda$, in cui i valori minimi della curva delle perdite per confinamento si riducono a $2.68 \cdot 10^{-4} dB/m$ per la fibra con nucleo cavo di raggio $R = 2\Lambda$ e a $5.53 \cdot 10^{-6} dB/m$ per la fibra con $R = 3\Lambda$.

Osservando le curve di dispersione nelle figure 2.17(a) e 2.18(a), si constata un aumento del numero di modi di ordine superiore, che diventano pari a 7 per la fibra con il nucleo cavo più piccolo e pari a 11 per l'altra. Tuttavia, anche per queste ultime due fibre analizzate, le lunghezze di battimento sono corte, infatti valgono $L_B = 53.22\mu m$ ed $L_B = 95.58\mu m$, rispettivamente per la fibra con $R = 2\Lambda$ e per quella con $R = 3\Lambda$, per cui per entrambe le fibre il modo fondamentale è di fatto disaccoppiato dai modi di ordine superiore.

Dalle figure 2.17(b) e 2.18(b) si nota che, anche con il nuovo reticolo con $d/\Lambda = 0.64$, il valore minimo delle perdite per confinamento del modo fondamentale rimane più piccolo di quello delle perdite del modo di secondo ordine di almeno due ordini di grandezza, questo sia per la fibra con $R = 2\Lambda$ che per quella con $R = 3\Lambda$. A parte una traslazione di $125nm$ verso lunghezze d'onda più corte, anche le distanze tra le lunghezze d'onda in cui si trovano i minimi delle perdite del modo di secondo ordine e del modo fondamentale, rimangono pressoché invariate rispetto i casi precedenti e pari a circa $100nm$ e $50nm$, rispettivamente per la fibra con $R = 2\Lambda$ e per quella con $R = 3\Lambda$. Come conseguenza, è possibile ritenere di fatto monomodale

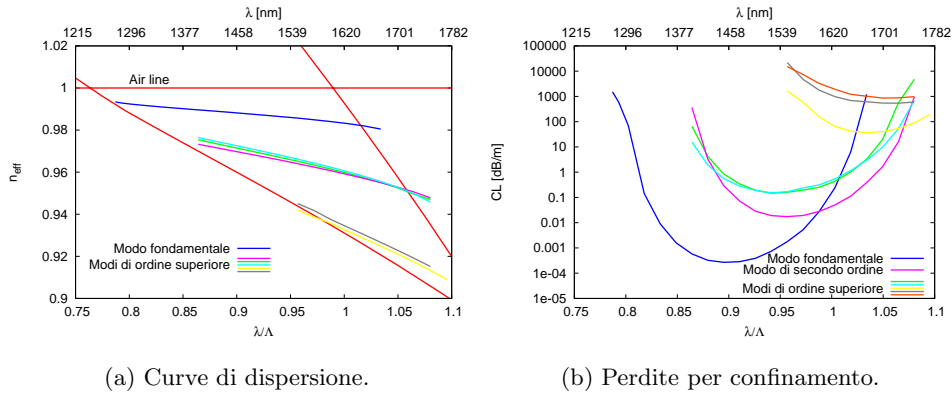


Figura 2.17: Curve di dispersione e perdite per confinamento dei 7 modi della fibra costituita da 8 anelli ed $R = 2\Lambda$, con reticolo $d/\Lambda = 0.64$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$.

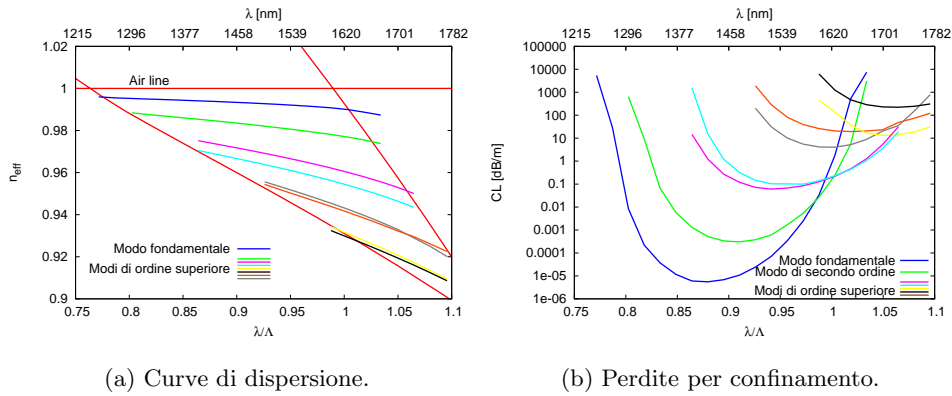


Figura 2.18: Curve di dispersione e perdite per confinamento degli 11 modi della fibra costituita da 8 anelli ed $R = 3\Lambda$, con reticolo $d/\Lambda = 0.64$, $d_c/\Lambda = 1.32$, $\Lambda = 1.62\mu m$.

la prima fibra nelle lunghezze d'onda comprese tra $1375nm$ e $1550nm$ e la seconda tra $1350nm$ e $1500nm$, a cui corrispondono intervalli di lunghezze d'onda rispettivamente di $175nm$ e $150nm$. Questi ultimi risultano quindi più estesi di quelli relativi ai reticoli con $d/\Lambda = 0.6$, anche se sono spostati verso lunghezze d'onda più corte.

Capitolo 3

Amplificatore in banda S

L'impiego della banda S, ovvero l'intervallo di lunghezza d'onda tra $1470nm$ e $1530nm$, 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 (Amplified Spontaneous Emission: 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 [39]. Studi numerici hanno dimostrato la medesima funzione anche in fibre con core coassiale [42]. 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 capitolo, viene discusso 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.

3.1 Amplificatore EDF in banda S

Le cross sections di assorbimento σ_{12} ed emissione σ_{21} dell'erbio, di cui, in figura 3.1, sono riportati a titolo di esempio due andamenti spettrali tipici, non si prestano per l'amplificazione di un segnale in banda S.

Per giustificare questa affermazione, si consideri un sistema di riferimento

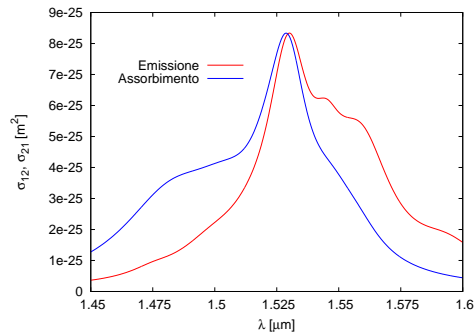


Figura 3.1: Cross sections di assorbimento ed emissione dell'erbio.

in cui z individua la direzione longitudinale dell'amplificatore ed x, y la sezione trasversa, il guadagno per unità di lunghezza di un generico segnale alla lunghezza d'onda λ si può scrivere come [44]:

$$g(z, \lambda) = \iint_A \psi_s(x, y, \lambda) [\sigma_{21}(\lambda)N_2(x, y, z) - \sigma_{12}(\lambda)N_1(x, y, z)] dx dy, \quad (3.1)$$

dove A è l'area della zona attiva, $\psi_s(x, y, \lambda)$ è l'intensità normalizzata del segnale ed $N_1(x, y, z)$, $N_2(x, y, z)$ sono rispettivamente le densità di popolazione degli ioni d'erbio al livello energetico fondamentale e al livello energetico metastabile. Dalla 3.1, si evince che le zone della regione drogata in cui $\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1 > 0$ offrono un contributo positivo al processo di amplificazione, mentre le zone in cui $\sigma_{21}N_2 - \sigma_{12}N_1 < 0$ contribuiscono ad attenuare il segnale. Osservando la figura 3.1, si nota che in banda C, quindi per λ comprese tra $1530nm$ e $1570nm$, si ha $\sigma_{21} > \sigma_{12}$, in banda S invece accade esattamente il contrario, cioè $\sigma_{21} < \sigma_{12}$. Conseguentemente, a differenza di quanto accade in banda C, per ottenere un guadagno per unità di lunghezza $g > 0$ in banda S, è necessaria una forte inversione di popolazione: $N_2 \gg N_1$. A tal fine è necessario eliminare, o al limite ridurre fortemente, tutti i meccanismi che tendono a degradare l'inversione di popolazione, primo fra tutti l'ASE.

Per i motivi descritti in precedenza e per la forte inversione di popolazione, sono i fotoni emessi spontaneamente sulle lunghezze d'onda appartenenti alla banda C che vengono amplificati maggiormente rispetto agli altri, svuotando in questo modo la pompa. Infatti, ricordando l'equazione di propagazione della potenza ASE alla generica lunghezza d'onda λ_i lungo l'amplificatore [44]:

$$\frac{dP_{ASE}(z, \lambda_i)}{dz} = g(z, \lambda_i)P_{ASE}(z, \lambda_i) + p(z, \lambda_i), \quad (3.2)$$



Figura 3.2: Schema multistadio per l'EDFA in banda S proposto in [36].

dove il termine $p(z, \lambda_i)$ è il termine legato all'emissione spontanea, si evidenzia che la P_{ASE} viene tanto più amplificata quanto più il guadagno per unità di lunghezza $g(z, \lambda_i)$ è alto. Conseguentemente la causa predominante dello svuotamento della popolazione al livello energetico metastabile N_2 è l'ASE generato sulla banda C. Al fine di evitare che tutta la potenza di pompa venga utilizzata da quest'ultima a discapito dei segnali in banda S, è necessario adottare tecniche di soppressione dell'ASE in banda C.

La prima tecnica proposta in letteratura per realizzare un EDFA in banda S secondo i criteri esposti prevede uno schema multistadio che alterna spezzoni di amplificatore con filtri concentrati [36], come mostrato in figura 3.2. La caratteristica spettrale di ciascun filtro è quella mostrata in figura 3.3 e deve essere tale da lasciare passare la banda S e bloccare la banda C. Se la distanza tra due filtri successivi è sufficientemente piccola da garantire che la potenza dell'ASE generata in ciascun spezzone di amplificatore non diventi troppo elevata da produrre un significativo consumo della pompa, allora quest'ultima viene resa disponibile per l'amplificazione dei segnali in banda S, che invece non vengono attenuati dal filtro.

Oltre ad essere estremamente complessa, questa configurazione presenta comunque un problema di una scarsa efficienza. Infatti, la potenza ASE in banda C viene annullata solo in corrispondenza dei filtri concentrati, ma è libera di rigenerarsi tra un filtro e l'altro. Un miglioramento in questo senso lo si ottiene realizzando filtraggio dell'ASE in banda C distribuito su tutta la lunghezza dell'amplificatore, per cui il numero di fotoni emessi su tale banda rimane basso lungo tutta la fibra drogata.

Altre proposte prevedono appunto la realizzazione del filtraggio distribui-

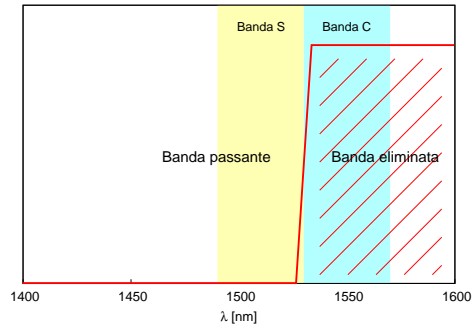


Figura 3.3: Filtro.

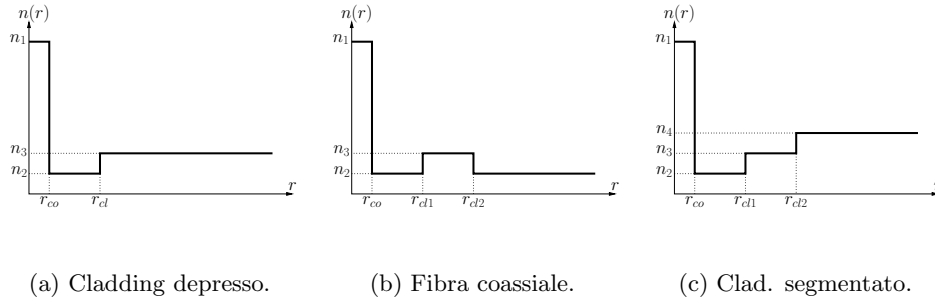


Figura 3.4: Profili di indice di rifrazione delle fibre relative ai riferimenti [39, 42, 43].

to lungo l'EDFA dell'ASE in banda C sfruttando un determinato andamento spettrale delle perdite della stessa fibra ospitante il drogante. Per implementare questa tecnica si rende quindi necessario avere una fibra con basse perdite in banda S in modo da non compromettere l'amplificazione in tale banda, ma che invece presenta alte perdite in banda C dove è fondamentale mantenere basso il livello di ASE.

In letteratura sono proposte diversi metodi per ottenere un andamento spettrale delle perdite adeguato. In particolare il filtraggio può essere realizzato attraverso le perdite per curvatura, sia nelle fibre a cladding depresso [39], che nelle fibre coassiali [42], oppure attraverso le perdite per confinamento nelle fibre con cladding segmentato [43]. Nelle figure 3.4 sono

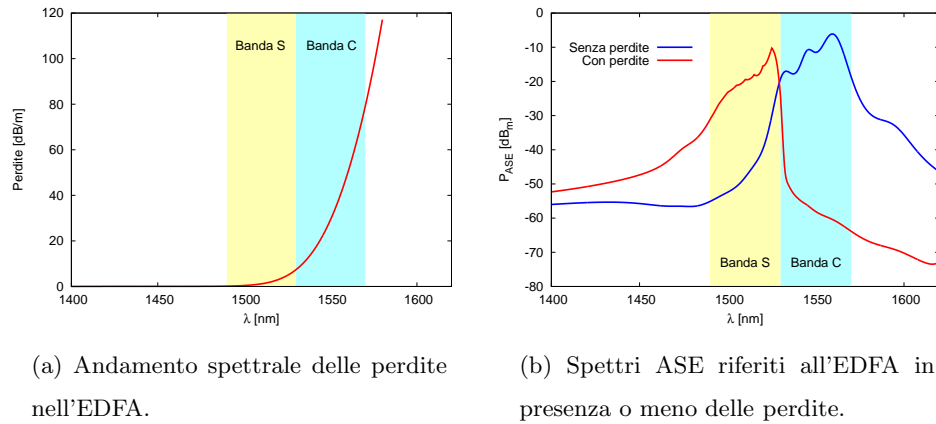


Figura 3.5: Spostamento dello spettro ASE ottenuto introducendo le perdite nell'EDFA.

schematizzati i profili dell'indice di rifrazione relativi alle suddette tre fibre.

Per comprendere l'effetto che il suddetto filtraggio distribuito ha sul guadagno, si consideri un EDFA pompato, senza che sia introdotto alcun segnale. Dalla 3.2, si deduce che nelle lunghezze d'onda dove lo spettro della potenza ASE risulta essere elevato si ha un valore alto del guadagno per unità di lunghezza g , viceversa dove la potenza ASE è debole si ha un basso valore di g . Quindi, in questa situazione, in prima approssimazione si può affermare che lo spettro ASE è indicativo dello spettro di guadagno dell'amplificatore.

Nella figura 3.5(b), in blu è riportato lo spettro della potenza ASE di un EDFA senza perdite, si nota che questo è centrato in banda C, cioè in tale banda l'amplificatore presenta un guadagno maggiore. Introducendo le perdite di figura 3.5(a), lo spettro ASE, riportato in rosso, si sposta in banda S e ora l'amplificatore è in grado di amplificare i segnali in quest'ultima banda.

3.2 Modello numerico

Per quanto esposto in precedenza, un modello numerico in grado di prevedere il comportamento dell'amplificatore in fibra drogata con erbio in banda S, oltre a risolvere le equazioni che governano il funzionamento dell'amplificatore, deve essere in grado di fornire una stima molto precisa delle perdite che determinano il comportamento filtrante della fibra, necessario per sopprimere l'ASE in banda C. I modelli numerici per gli EDFA in banda S presenti in letteratura [42, 42] forniscono una stima delle perdite della fibra basata metodi non molto accurati

Per valutare il guadagno dell'EDFA è stato utilizzato il modello spaziale dell'amplificatore [44, 45]. Tale modello, pur richiedendo la conoscenza accurata di grandezze difficilmente misurabili, quali le cross sections di assorbimento ed emissione dell'erbio, è in grado di fornire una stima molto precisa dell'andamento delle potenze dei segnali, della pompa e dell'ASE lungo l'amplificatore. L'evoluzione delle potenze lungo la fibra drogata sono descritte dalle cosiddette propagation rate equations:

$$\frac{dP(z, \lambda)}{dz} = [g(z, \lambda) - 2\alpha(\lambda)] P(z, \lambda), \quad (3.3)$$

dove α rappresenta la costante di attenuazione del modo fondamentale alla lunghezza d'onda λ , mentre g è il coefficiente di guadagno per unità di lunghezza già definito dalla 3.1. In particolare quest'ultimo dipende dall'integrale di sovrapposizione Γ del campo elettromagnetico sul piano trasverso della fibra con la zona attiva, espresso da:

$$\Gamma = \iint_A \psi(x, y) dx dy, \quad (3.4)$$

Con A che è l'area della zona attiva della fibra. Ricordando la definizione

di intensità normalizzata ψ :

$$\psi(x, y) = \frac{I(x, y)}{P},$$

dove I è l'intensità, data da:

$$I(x, y) = \frac{1}{2} \text{Re} \left[\overline{E}(x, y) \times \overline{H}^*(x, y) \cdot \hat{z} \right],$$

e P è la potenza espressa come:

$$P = \iint_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) dx dy,$$

la 3.4 può essere scritta nel seguente modo:

$$\Gamma = \frac{\frac{1}{2} \iint_A \text{Re} \left[\overline{E}(x, y) \times \overline{H}^*(x, y) \cdot \hat{z} \right] dx dy}{\frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \text{Re} \left[\overline{E}(x, y) \times \overline{H}^*(x, y) \cdot \hat{z} \right] dx dy}.$$

Risulta quindi evidente che per valutare le prestazioni dell'amplificatore sia necessario determinare in modo accurato sia la distribuzione del campo elettromagnetico del modo guidato nella fibra, sia la costante di attenuazione α associata a tale modo. Per ottenere questi parametri è stato utilizzato il solutore modale complesso descritto nel paragrafo 1.2, in cui sono state implementate sul contorno le PML modificate o quelle convenzionali, a seconda che il filtraggio distribuito dell'ASE in banda C sia stato ottenuto sfruttando le perdite per curvatura o tramite le perdite per confinamento. Si ricorda che tale solutore modale fornisce la costante di propagazione complessa:

$$\gamma = \alpha + j\beta,$$

e che dalla costante di attenuazione α si ricavano le perdite della fibra espresse in dB/m :

$$\alpha_{dB/m} = 20 \log_{10}(e)\alpha = 8.6858\alpha.$$

Il solutore modale fornisce inoltre la distribuzione sul piano trasverso del campo magnetico \overline{H} , dalla quale si ricava la distribuzione del campo elettrico \overline{E} attraverso l'equazione di Maxwell:

$$\nabla \times \overline{H} = j\omega\varepsilon\overline{E},$$

infine si arriva all'espressione dell'intensità normalizzata ψ :

$$\psi(x, y) = \frac{\text{Re} \left[\overline{E}(x, y) \times \overline{H}^*(x, y) \cdot \hat{z} \right]}{2P},$$

che può essere riscritta come:

$$\psi(x, y) = \frac{\text{Re} \left[E_x(x, y)H_y^*(x, y) - E_y(x, y)H_x^*(x, y) \right]}{2P}.$$

Quest'ultima si presta bene ad essere risolta numericamente e consente di calcolare gli integrali di sovrapposizione e quindi, dalla 3.1, i coefficienti di guadagno per unità di lunghezza g in funzione della lunghezza d'onda.

Un'aspetto da sottolineare è legato al fatto che la distribuzione del campo elettromagnetico del modo guidato è dipendente dalla lunghezza d'onda, ciò comporta che anche gli integrali di sovrapposizione sono funzione della lunghezza d'onda. Questo vale sia per le potenze associate ai segnali e alla pompa, sia per la potenza ASE. Nello specifico, un modo risulta essere tanto più confinato quanto più è corta la sua lunghezza d'onda, quindi in generale gli integrali di sovrapposizione relativi alle lunghezze d'onda picco-

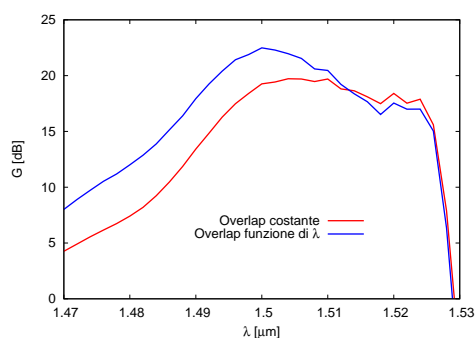


Figura 3.6: Differenza nel guadagno dell'EDFA in banda S tra il caso in cui gli integrali di sovrapposizione tra campo elettromagnetico e drogante siano costanti e il caso in cui siano calcolati in funzione della lunghezza d'onda.

le risultano essere maggiori di quelli relativi a lunghezze d'onda più grandi. Perciò non tenere in considerazione questo aspetto porta ad una sovrastima dei guadagni relativi ai segnali con λ lunghe a scapito dei segnali con λ più corte. Questa situazione è rappresentata nella figura 3.6 dove sono rappresentati gli spettri del guadagno di un amplificatore in fibra drogata con erbio funzionante in banda S. La linea rossa è relativa alla simulazione fatta considerando gli integrali di sovrapposizione invariati rispetto la lunghezza d'onda, la linea blu invece si riferisce alla simulazione in cui è stata tenuta in considerazione la dipendenza di tali integrali da λ .

Negli EDFA in banda C gli integrali di sovrapposizione sono debolmente variabili con la lunghezza d'onda in quanto i campi risultano essere pressoché indeformati su tutto lo spettro in cui sono attivi gli ioni d'erbio. Al contrario, nel modello spaziale per gli EDFA in banda S è necessario ricalcolare gli integrali di sovrapposizione su tutto lo spettro d'interesse. Infatti, il comportamento filtrante della fibra per forza di cose introduce una deformazione, in particolare uno spargimento, della distribuzione dei campi elettromagnetici relativi ai modi che presentano perdite elevate. Si può concludere che la soppressione dell'ASE in banda C è ottenuta non solo tramite le perdite della fibra, ma anche grazie alla minore sovrapposizione tra campo

elettromagnetico e drogante.

Una volta determinati gli andamenti del coefficiente di guadagno per unità di lunghezza g e delle perdite a in funzione della lunghezza d'onda, queste vengono fornite come dati di ingresso alle population e alle propagation rate equations le quali vengono risolte attraverso l'algoritmo iterativo di Runge-Kutta [44].

3.3 Amplificatore in banda S su EDF a cladding depresso

La fibra con cladding depresso drogata con erbio considerata nell'analisi ha un profilo di indice di rifrazione, riportato in rosso nella figura 3.7, in cui $n_1 - n_3 = 0.0162$ ed $n_2 - n_3 = -0.0028$, con n_1 , n_2 ed n_3 che 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 $r_{cl}/r_{co} = 6.3$, il raggio della regione drogata vale $r_d = 1.46\mu m$ e la concentrazione di ioni d'erbio è pari ad $N_T = 7.40 \times 10^{24} \text{ ioni}/m^3$ [46, 47].

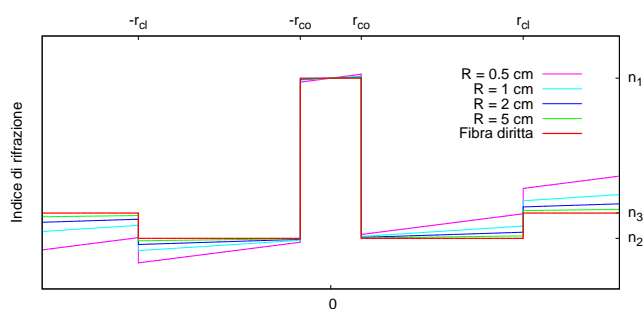


Figura 3.7: Profilo di indice di rifrazione della fibra a cladding depresso analizzata. Piegando la fibra si ha una variazione del profilo dell'indice di rifrazione, per diversi valori del raggio di curvatura R , in accordo con la tecnica della mappatura conforme.

3.3.1 Perdite per curvatura dell'EDF

Innanzitutto, applicando i metodi esposti nel paragrafo 1.2, sono state valutate le perdite per curvatura della fibra. Per effetto della curvatura, il profilo dell'indice di rifrazione viene modificato conseguentemente all'applicazione della tecnica della mappatura conforme, data dalla formula 1.1; i profili equivalenti sono rappresentati in figura 3.7 per diversi valori del raggio di curvatura R .

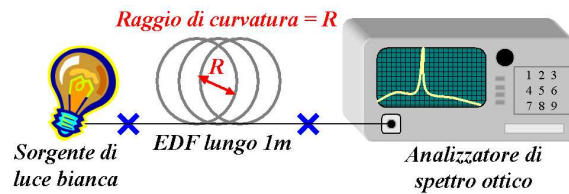


Figura 3.8: Schema del setup sperimentale per il calcolo delle perdite per curvatura dell'EDF a cladding depresso .

Le perdite per curvatura sono state misurate sperimentalmente attraverso il setup schematizzato in figura 3.8, il quale prevede una sorgente di luce bianca che eccita la fibra su tutto lo spettro di interesse. Nello specifico le perdite per curvatura sono state calcolate come la differenza tra le misure degli spettri di potenza in uscita da un metro di fibra diritta e da un metro di fibra curva su di un determinato raggio di curvatura R :

$$BL_{sperim}(R) = P_{OUT}(R = \infty) - P_{OUT}(R).$$

Le perdite della fibra diritta, mostrate in figura 3.9, sono dovute essenzialmente all'assorbimento dell'erbio, infatti il loro andamento segue quello della relativa cross sections. Alle lunghezze d'onda oltre $1560nm$ si osserva un forte aumento delle perdite dovuto al cut-off del modo fondamentale

della fibra. Lo spettro dell'assorbimento della fibra è stato calcolato numericamente simulando l'amplificatore di lunghezza $L_F = 1m$ non pompato e con uno spettro di 501 segnali in ingresso per una potenza complessiva di $-63dBm$. Il confronto fra i risultati numerici e i dati sperimentali, oltre ad evidenziare la bontà del modello scelto, conferma che la cross sections di assorbimento utilizzate approssimano bene quelle sperimentali.

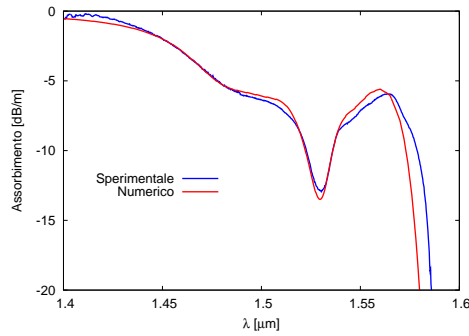


Figura 3.9: Confronto tra dati sperimentali e simulazioni numeriche relative all'assorbimento dell'EDF a cladding depresso.

In figura 3.10 vengono invece mostrati i risultati numerici e i dati sperimentali relativi alle perdite per curvatura della fibra a cladding depresso. Nel grafico vengono riportati gli andamenti spettrali delle perdite del modo fondamentale della fibra avvolta su quattro diversi valori del raggio di curvatura R . Per quantificare le perdite è stato utilizzato il parametro descritto dalla relazione 1.5, che viene ricordata sotto:

$$BL_{dB/m} = 20 \log_{10}(e)\alpha = 8.6858\alpha.$$

I risultati riportati mostrano un ottimo accordo sia sulla dipendenza dalla lunghezza d'onda, che sulla dipendenza dal raggio di curvatura R .

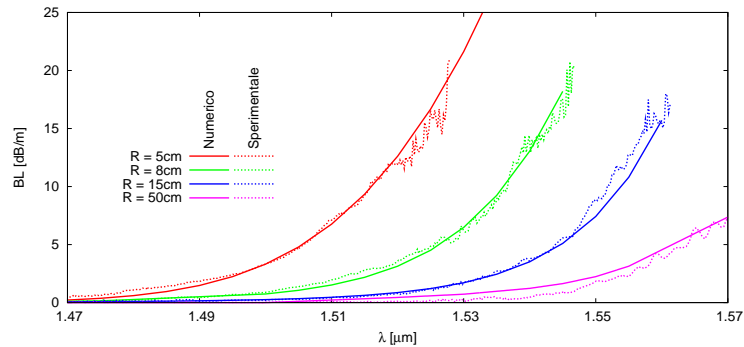


Figura 3.10: Confronto tra dati sperimentali e simulazioni numeriche relative alle perdite per curvatura dell'EDF a cladding depresso per diversi valori del raggio di curvatura R .

3.3.2 Guadagno dell'EDFA

Lo schema dell'amplificatore simulato coincide con quello sperimentale mostrato in figura 3.11 e prevede una fibra drogata di lunghezza $L_F = 15m$, con una pompa copropagante alla lunghezza d'onda di $980nm$ avente una potenza iniziale di $120mW$.

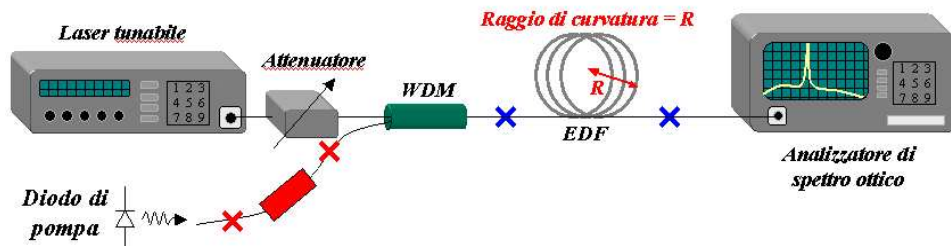


Figura 3.11: Schema del setup sperimentale dell'EDFA a cladding depresso.

Sono state prese in considerazione le perdite dovute alle connessioni e ai dispositivi tra il laser tunabile e l'ingresso dell'amplificatore, valutate essere pari a $2.2dB$; le connessioni nel tratto tra l'amplificatore e l'analizzatore di spettro ottico introducono invece perdite stimate in $0.8dB$, mentre quelle

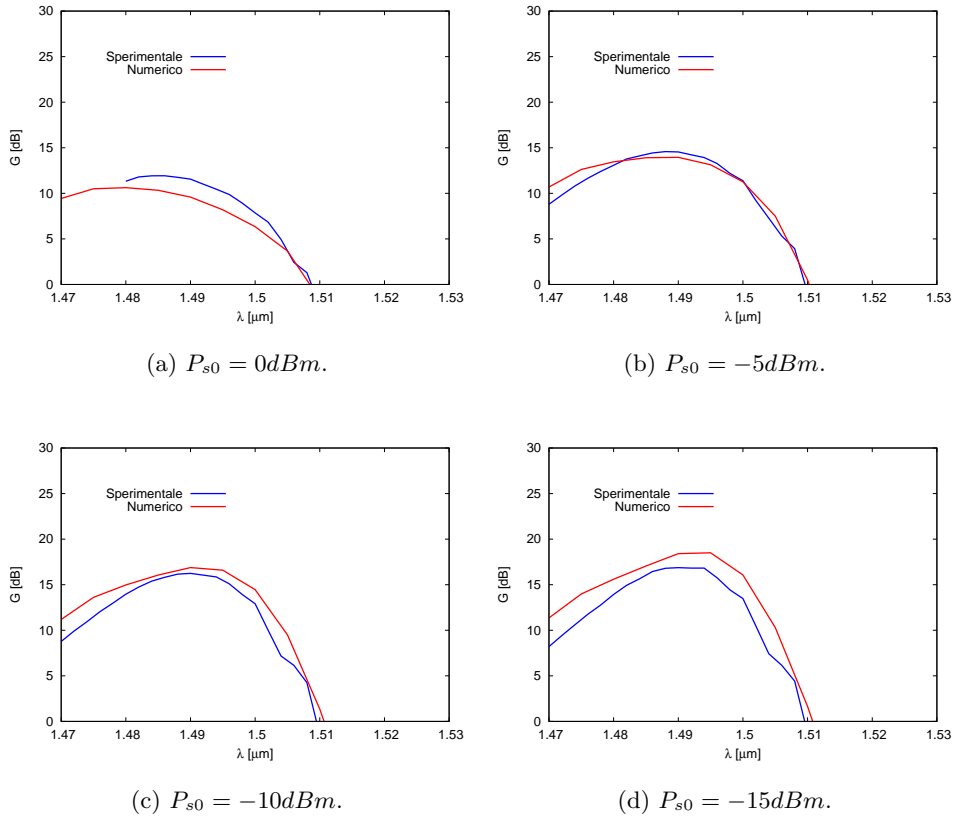


Figura 3.12: Confronto tra dati sperimentali e risultati numerici relativamente allo spettro di guadagno dell'EDFA con un raggio di curvatura $R = 6cm$, per diversi valori della potenza P_{s0} del segnale in ingresso.

relative al ramo della pompa, cioè tra il laser di pompa e l'ingresso dell'amplificatore sono state valutate essere pari a $2dB$. Si è supposto di introdurre nell'amplificatore un canale per volta, nell'intervallo di lunghezze d'onda che va da $1470nm$ a $1530nm$, per diversi valori della potenza P_{s0} del segnale in ingresso.

Il buon accordo conferma la validità del modello applicato. Per tutti e tre i raggi di curvatura e per tutte le potenze di segnale di ingresso considerate, lo scostamento non supera i $3dB$ nell'intervallo tra $1470nm$ e $1520nm$.

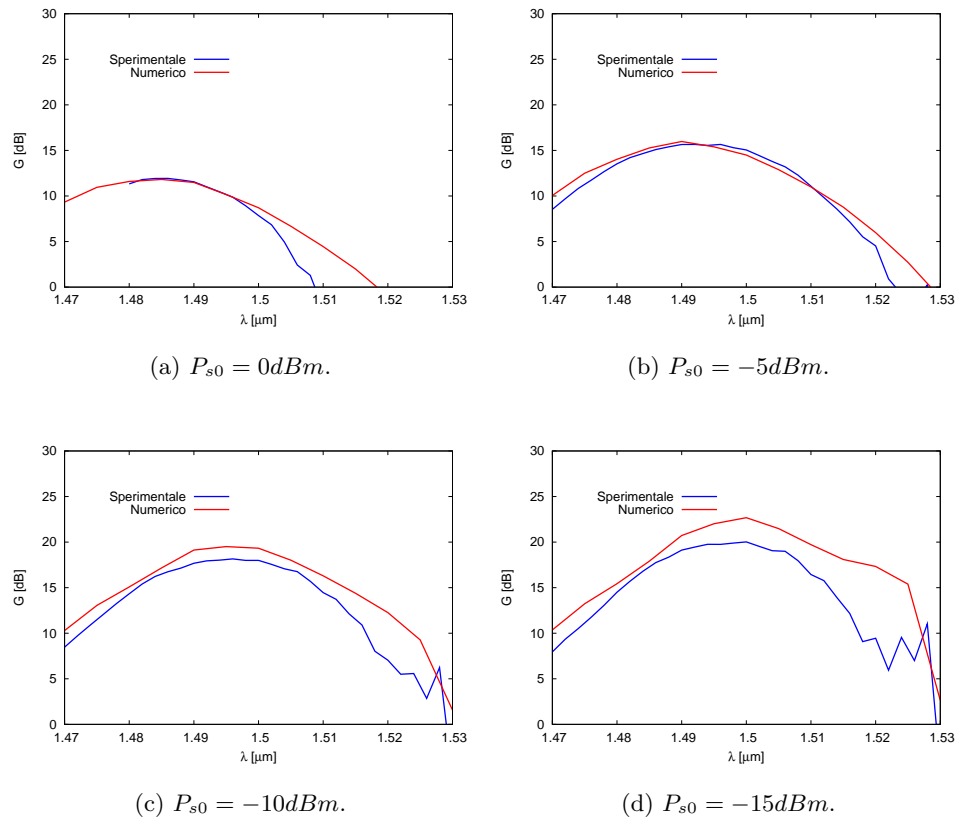


Figura 3.13: Confronto tra dati sperimentali e risultati numerici relativamente allo spettro di guadagno dell'EDFA con un raggio di curvatura $R = 7cm$, per diversi valori della potenza P_{s0} del segnale in ingresso.

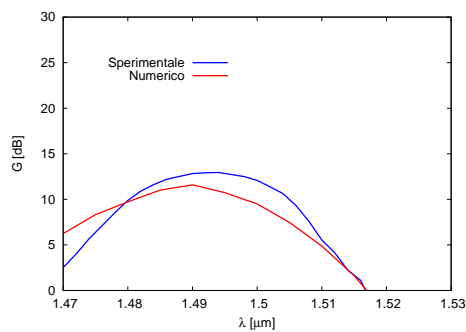
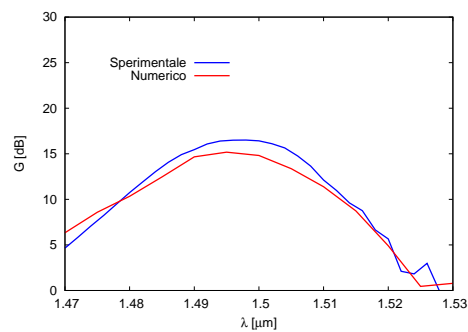
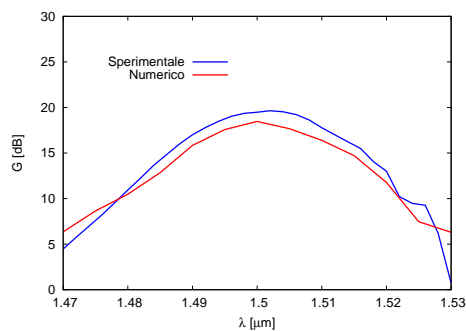
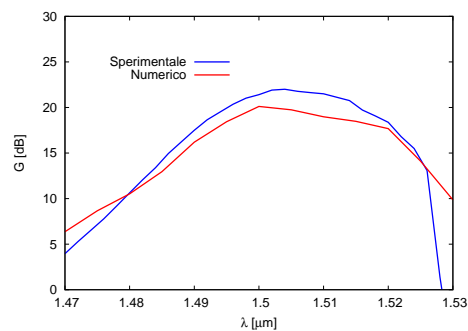
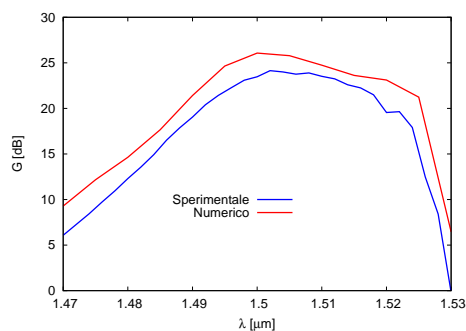
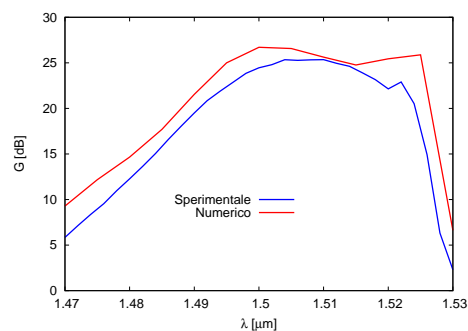
(a) $P_{s0} = 0dBm$.(b) $P_{s0} = -5dBm$.(c) $P_{s0} = -10dBm$.(d) $P_{s0} = -15dBm$.(e) $P_{s0} = -20dBm$.(f) $P_{s0} = -25dBm$.

Figura 3.14: Confronto tra dati sperimentali e risultati numerici relativamente allo spettro di guadagno dell'EDFA con un raggio di curvatura $R = 7.5cm$, per diversi valori della potenza P_{s0} del segnale in ingresso.

3.3.3 Ottimizzazione delle prestazioni dell'EDFA

Il modello numerico è stato successivamente impiegato per ottimizzare le prestazioni dell'amplificatore, mantenendo la stessa fibra a cladding depresso drogata con erbio, ma modificandone la lunghezza e il raggio di curvatura. Nella figura 3.15 è riportato l'andamento spettrale del guadagno per differenti valori di L_F e del raggio di curvatura R .

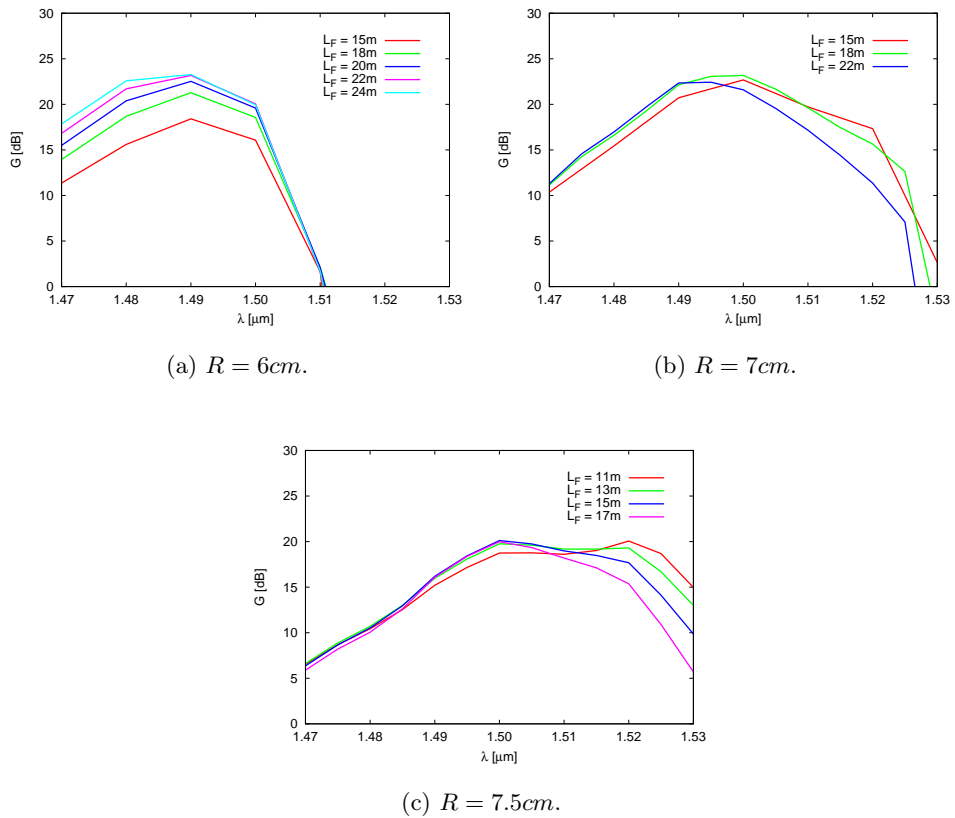


Figura 3.15: Andamento spettrale del guadagno al variare della lunghezza L_F della fibra, per diversi valori del raggio di curvatura R .

Per $R = 6\text{ cm}$, all'aumentare della lunghezza, il guadagno tende ad au-

mentare fino ad assumere il valore massimo per $L_F = 24m$. Poiché la dipendenza del guadagno da L_F è differente per le diverse lunghezze d'onda, l'incremento del guadagno è accompagnato da una sua equalizzazione, che permette di ottenere un valore massimo di $23.5dB$ a $1485nm$ con una banda a $3dB$ che si estende da $1475nm$ a $1500nm$. Nel caso con $R = 7cm$ la dipendenza da L_F è minore; per $L_F = 18m$ si ottiene un massimo di $23dB$ a $1500nm$ con una banda a $3dB$ di circa $25nm$. Infine per $R = 7.5cm$, una leggera riduzione della lunghezza dell'amplificatore rispetto al valore di $15m$ permette di aumentare leggermente il guadagno alle lunghezze d'onda più lunghe. Con $L_F = 13m$ si ottiene un guadagno massimo di circa $20.5dB$ con una banda di circa $30nm$ che si estende da $1490nm$ a $1520nm$.

Capitolo 4

Amplificatore in banda S su fibra a cristallo fotonico

Le fibre a cristallo fotonico sono state recentemente proposte come valida alternativa alle fibre convenzionali per realizzare amplificatori ottici, in quanto, grazie alla loro grande flessibilità di progetto, permettono un maggior controllo sul fattore di sovrapposizione tra campo elettromagnetico e drogante, consentendo di fatto di migliorare le prestazioni dell'amplificatore [37, 38]. Tuttavia nel precedente capitolo 3 è stato evidenziato che per ottenere amplificazione in banda S con una fibra drogata con erbio è necessario sopprimere l'ASE in banda C attuando un filtraggio distribuito.

In questo capitolo viene discusso l'utilizzo 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 grazie all'accoppiamento tra il modo fondamentale e i modi leaky del cladding della PCF. 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 il solutore modale complesso basato sul metodo degli elementi finiti, combinato con il solutore delle equazioni dell'amplificatore, basato sull'algoritmo di Runge-Kutta, come descritto nel precedente capitolo 3.

4.1 PCF a doppio cladding

Per progettare un amplificatore funzionante in banda S su di una PCF drogata con erbio è necessario imprimere al modo guidato delle perdite con un andamento spettrale simile a quelli visti nel paragrafo 3.3. Sulle PCF con reticolo triangolare in generale le perdite aumentano al crescere della lunghezza d'onda, inoltre è possibile controllarle agendo essenzialmente sul numero di anelli, sulle dimensioni dei fori d'aria, oppure sulla distanza tra gli stessi [9]. In tutti i casi però, l'andamento delle perdite risulta subire variazioni troppo lente al variare della lunghezza d'onda per pensare di realizzare un filtraggio dell'ASE in banda C sufficientemente selettivo.

Sono allora state prese in considerazione geometria più complicate, quali la PCF a doppio cladding schematizzata in figura 4.1. Essa è costituita da silice con un reticolo triangolare di fori d'aria con passo uniforme pari a Λ , il core è costituito dall'assenza di un foro d'aria. La particolarità di questa PCF è quella di avere due diverse zone di cladding costituite da anelli di fori aventi due diverse dimensioni. Infatti i fori d'aria azzurri degli N_{int} anelli immediatamente intorno al core hanno un diametro d_1 maggiore di quelli blu appartenenti agli N_{ext} anelli più esterni, che hanno diametro d_2 .

Riferendosi sempre alla figura 4.1, è immediato constatare l'analogia della PCF a doppio cladding con la fibra step index a cladding depresso discussa nel paragrafo 3.3. Infatti la zona del core, dove si ha l'assenza del foro, coincide con un indice medio elevato, pari all'indice di rifrazione della silice, mentre nelle zone del cladding si hanno indici medi minori a causa

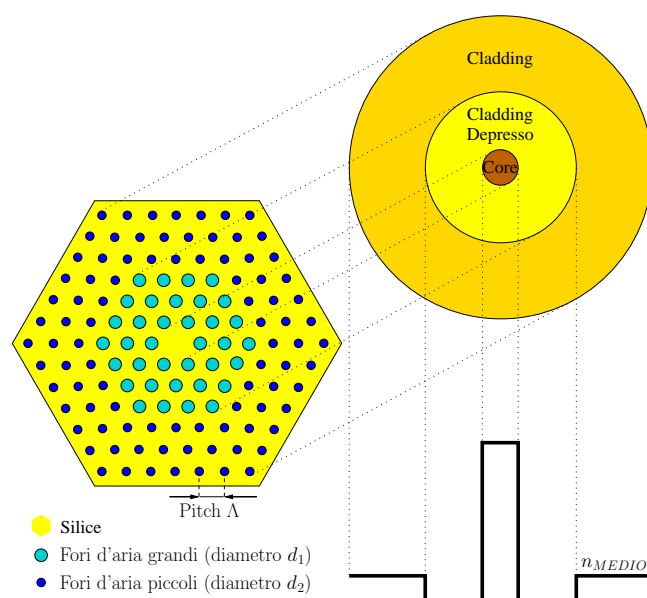


Figura 4.1: PCF a doppio cladding in analogia con la fibra step index a cladding depresso.

della presenza dell'aria. In particolare, nel cladding interno, dove i fori hanno dimensione maggiore, si ha un indice medio inferiore rispetto al cladding esterno, cioè in corrispondenza dei fori più piccoli. Questo approccio è in grado di far intuire il meccanismo delle perdite nella PCF a doppio cladding, tuttavia è assolutamente inadeguato per fornirne una interpretazione accurata. Infatti, come verrà esposto nell'appendice A, il problema viene notevolmente complicato dal fatto che in realtà gli indici di rifrazione medi della step index equivalente sono funzione della lunghezza d'onda. In particolare, nelle PCF per λ lunghe il campo elettromagnetico tende a confinarsi meno nella silice e ad occupare maggiormente i fori d'aria relativamente a λ più corte, determinando quindi un abbassamento dell'indice di rifrazione medio di ciascuno dei due cladding al crescere della lunghezza d'onda.

La geometria della PCF avente un andamento spettrale delle perdite adatto per ottenere amplificazione in banda S è quella mostrata in figura 4.2. Facendo riferimento a tale geometria verrà inoltre fornita un'interpretazione

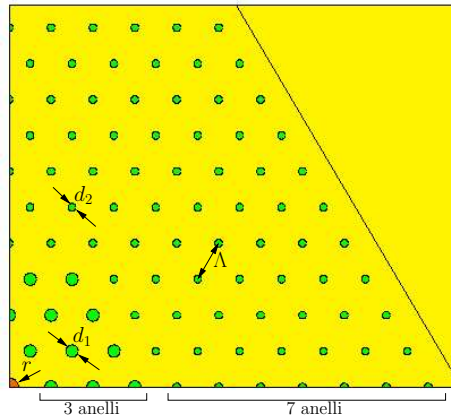
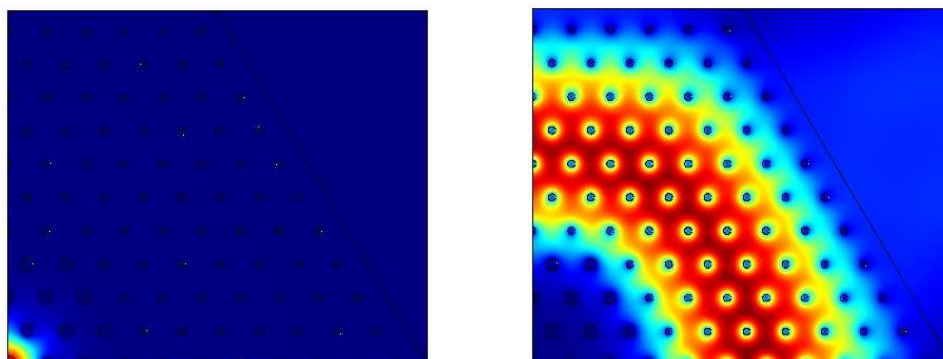


Figura 4.2: Quarto della sezione trasversale della PCF a doppio cladding per il progetto dell'EDFA in banda S.

più consona a spiegare l'andamento stesso delle perdite. La sezione trasversale della PCF, di cui ne è mostrata solamente un quarto, è costituita da un core di silice circondato dai 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 composto da $N_{int} = 3$ anelli di fori di diametro $d_1 = 1.1\mu m$, mentre il cladding esterno da $N_{ext} = 7$ anelli di diametro $d_2 = 0.68\mu m$. Con lo scopo di ottimizzare l'andamento delle perdite, in corrispondenza del core è stata introdotta un'area di raggio $r = 0.81\mu m$ con un indice di rifrazione maggiore di quello della silice. Tale salto d'indice vale 0.01.

Oltre al modo fondamentale confinato intorno al core, in questa geometria si possono propagare diversi modi localizzati nel cladding. In figura 4.3 vengono riportate le distribuzioni del modulo del campo magnetico del modo fondamentale della fibra e di uno dei modi del cladding, in particolare del primo, cioè di quello con indice efficace maggiore. Essendo $d_1 > d_2$, il cladding esterno ha un indice medio maggiore di quello interno, ragione per cui il modo del cladding con indice efficace maggiore si trova proprio localizzato in questa zona. Entrambi i modi sono leaky ma, mentre il primo,



(a) Modo fondamentale.

(b) Primo modo del cladding.

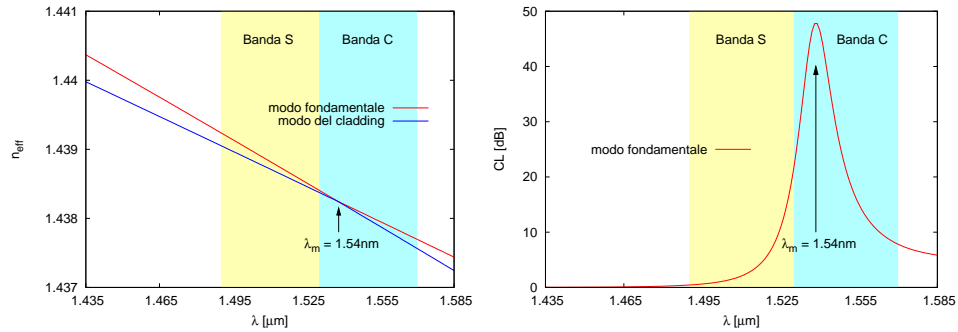
Figura 4.3: Distribuzione del modulo del campo magnetico sulla PCF a doppio cladding.

in virtù dell'elevato confinamento, presenta perdite trascurabili, il secondo presenta delle perdite per confinamento molto elevate.

Per trovare i modi del cladding è stato necessario inibire l'azione del core della PCF. Esso è stato quindi accecato rimuovendo il difetto dal reticolo, il che significa avere aggiunto un foro d'aria dello stesso diametro d_1 dei fori del cladding interno al centro della geometria.

In figura 4.4 vengono riportate le curve di dispersione dei due modi e le perdite di confinamento della fibra. Si nota che 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.

Per il calcolo della distribuzione del campo elettromagnetico e delle per-



(a) Curve di dispersione del modo fondamentale e del primo modo del cladding.

(b) Andamento spettrale delle perdite.

Figura 4.4: Interpretazione delle perdite nella PCF tramite accoppiamento risonante tra il modo fondamentale e i modi del cladding.

dite è stato utilizzato il solutore modale complesso descritto nel paragrafo 1.2 con le PML convenzionali, con la differenza che le perdite, essendo determinate dal confinamento del campo nella PCF, sono state quantificate dal seguente parametro:

$$CL_{dB/m} = 20 \log_{10}(e)\alpha = 8.6858\alpha,$$

dove si ricorda che α è la costante di attenuazione del modo guidato. Il solutore modale è stato applicato solo su un quarto della geometria complessiva imponendo condizioni al contorno di conduttore elettrico o magnetico perfetto sui piani di simmetria. Nel calcolo si è tenuto conto della dispersione della silice attraverso l'equazione di Sellmeier.

I parametri con cui è possibile controllare l'andamento spettrale delle perdite sono molteplici. È infatti possibile agire sulla geometria dei fori d'aria, variando d_1 , d_2 ed il pitch Λ ; ma è anche possibile operare sul numero di anelli di fori costituenti il cladding interno N_{int} e sul numero N_{ext} del cladding esterno, oppure si può agire sulla zona centrale ad indice di rifrazione

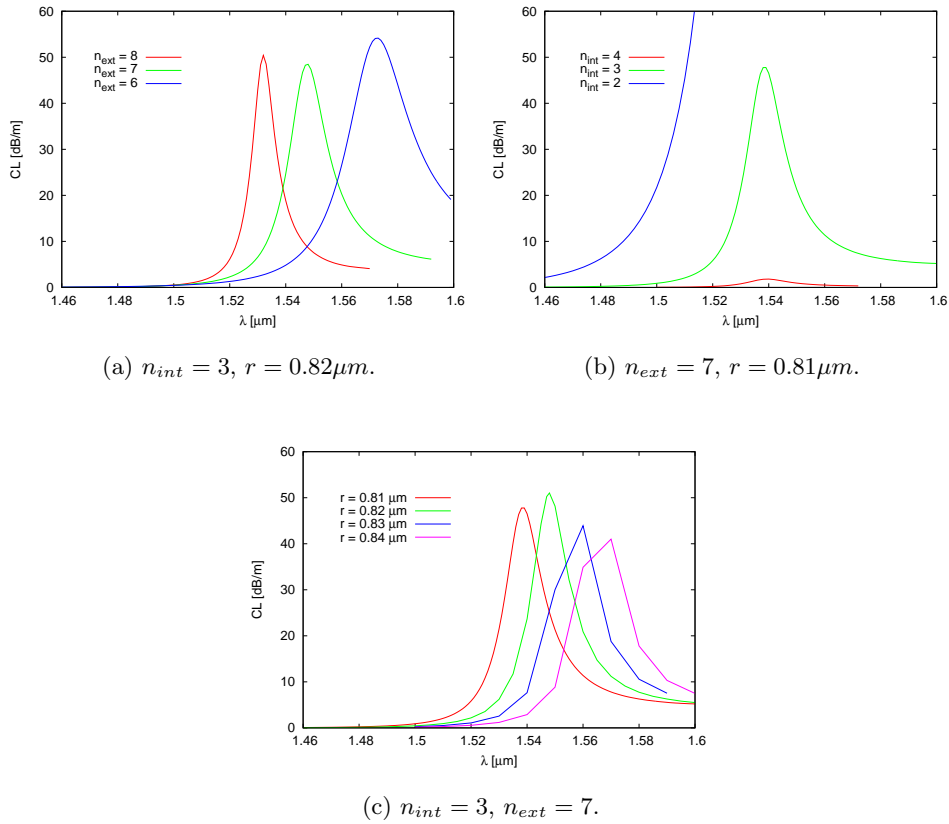


Figura 4.5: Controllo dell'andamento spettrale delle perdite della PCF a doppio cladding al variare dei principali parametri fisici e geometrici.

rialzato, variandone il raggio r o l'entità del rialzo.

A titolo di esempio, nelle figure 4.5, sono riportati gli andamenti spettrali delle perdite di diverse PCF a doppio cladding con $\Lambda = 3.7\mu m$, $d_1 = 1.1\mu m$ e $d_2 = 0.68\mu m$, dove sono stati fatti variare alcuni dei parametri sopra menzionati. In particolare, facendo riferimento alla 4.5(a), diminuendo N_{ext} , quindi stringendo il cladding esterno, si abbassa il n_{eff} del suo modo, spingendo il punto λ_m in cui avviene l'accoppiamento risonante verso lunghezze d'onda più grandi. Contestualmente si ha un avvicinamento spaziale dei due modi, che quindi interagiscono in un intervallo di lunghezze d'onda maggiore, provocando un allargamento della campana delle perdite. Un effetto analogo lo

si può notare anche dalla figura 4.5(b) dove si fa variare il numero di anelli di fori d'aria del cladding interno. Aumentando N_{int} i due modi si allontanano spazialmente, determinando un restringimento della campana e un abbassamento del picco delle perdite. Tuttavia, modificare la dimensione del cladding interno non porta a sostanziali variazioni sul n_{eff} del modo fondamentale, per cui la lunghezza d'onda λ_m di accoppiamento risonante non cambia. Infine, allargando l'area della zona ad indice di rifrazione rialzato, si ha un innalzamento del n_{eff} del modo fondamentale che provoca uno slittamento di λ_m verso lunghezze d'onda maggiori, ma non ha grandi effetti sulla forma e sull'altezza delle perdite. Tale situazione è evidenziata in figura 4.5(c).

4.2 Amplificatore in banda S su PCF a doppio cladding

In questo paragrafo vengono presentati i risultati relativi ad un amplificatore in banda S realizzato sulla fibra a cristallo fotonico a doppio cladding mostrata in figura 4.2 drogata con erbio [48]. L'andamento spettrale delle perdite associate a tale PCF, mostrato in figura 4.4(b), sono tali da consentire il filtraggio dell'ASE in banda C e quindi l'amplificazione in banda S. Infatti, il valore di picco delle perdite, in corrispondenza di $\lambda_m = 1540nm$, vale poco meno di $50dB/m$, elevato a tal punto da garantire una potenza ASE sufficientemente bassa per tutta la lunghezza dell'amplificatore. Anche per lunghezze d'onda maggiori di λ_m , dove le perdite tornano ad abbassarsi, esse sono comunque sufficientemente elevate; al contrario, in banda S, le basse perdite non compromettono l'amplificazione dei segnali.

L'amplificatore progettato ha un area drogata di raggio $r_d = 1.4\mu m$, con una concentrazione di ioni d'erbio di $1.0 \cdot 10^{25} \text{ioni}/m^3$, la sua lunghezza L_F è pari a $9m$. La pompa, alla lunghezza d'onda di $980nm$, è copropagante e ha

una potenza iniziale di $100mW$. Nelle simulazioni sono stati considerati 31 canali equispaziati nell'intervallo di lunghezze d'onda da $1490nm$ a $1520nm$, per una potenza totale in ingresso $P_{s0} = -10dBm$. La scelta dei suddetti parametri è stata conseguita sulla base dell'analisi riportata di seguito, in cui è stato studiato il comportamento dell'amplificatore al variare del raggio della zona drogata r_d e della sua lunghezza L_F , considerando anche diversi valori della potenza complessiva dei segnali di ingresso P_{s0} , e della potenza della pompa P_p .

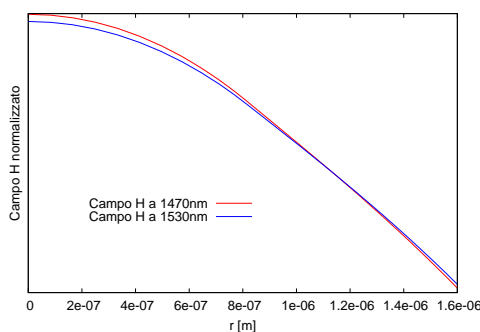


Figura 4.6: Distribuzione del campo magnetico sulla zona drogata di raggio $r_d = 1.6\mu m$ della fibra per due diverse lunghezze d'onda, rispettivamente $\lambda = 1470nm$ e $\lambda = 1530nm$.

Per valutare il guadagno dell'EDFA è stato utilizzato il modello spaziale dell'amplificatore visto nel paragrafo 3.2. Anche in questo caso è di fondamentale importanza calcolare gli integrali di sovrapposizione tra campo elettromagnetico e drogante in funzione della lunghezza d'onda; la figura 4.6 mostra infatti la diversa distribuzione del campo magnetico nella zona drogata di raggio $r_d = 1.6\mu m$, alle lunghezze d'onda $\lambda = 1470nm$ e $\lambda = 1530nm$. Le cross sections di emissione ed assorbimento utilizzate sono quelle mostrate in figura 3.1.

4.2.1 Scelta dell'ampiezza dell'area drogata e della lunghezza dell'amplificatore

Con lo scopo di dimensionare l'amplificatore basato sulla PCF a doppio cladding drogata con erbio per ottimizzarne le prestazioni nell'intervallo di lunghezze d'onda comprese tra $1490nm$ e $1520nm$, sono stati valutati i guadagni per unità di lunghezza g , dati dalla relazione 3.1, sulla sezione trasversa dell'amplificatore stesso. Nelle figure 4.7 sono graficate le distribuzioni di g normalizzato sulla sezione $z = 1m$ e $z = 10m$ dell'amplificatore con un'area drogata di raggio $r_d = 1.6\mu m$ e di lunghezza $L_F = 15m$, per due segnali con differenti lunghezze d'onda. Nelle zone periferiche, in virtù del fatto che non è presente il drogante, il guadagno per unità di lunghezza diventa in tutti i casi nullo. Osservando invece le zone attive al centro della fibra, si evince che sulla sezione $z = 1m$, la pompa ha ancora una potenza elevata e mantiene una forte inversione di popolazione, per cui entrambi i segnali godono di un fattore g positivo su tutta la sezione trasversa attiva. Si nota inoltre che il segnale a $\lambda = 1520nm$ ha a disposizione livelli del guadagno per unità di lunghezza maggiori rispetto l'altro segnale, tuttavia non esiste una proporzione con i guadagni effettivi, infatti il fattore g da solo, dall'equazione 3.3 di propagazione della potenza lungo l'amplificatore, non tiene conto dell'attenuazione della fibra che a $1520nm$ è molto più grande che a $1490nm$, equalizzando i guadagni sui due segnali, come è mostrato nelle figure 4.8 in cui, nelle stesse condizioni, sono graficate le distribuzioni del termine $g - 2\alpha$.

In corrispondenza della sezione $z = 10m$ mostrata in figura 4.7(c) si ha che la pompa è già stata parzialmente utilizzata e non riesce più a garantire una forte inversione di popolazione, in questa situazione si verifica che il segnale a $\lambda = 1520nm$ gode ancora di un guadagno per unità di lunghezza sempre positivo, mentre il segnale a $\lambda = 1490nm$, a causa delle cross sections

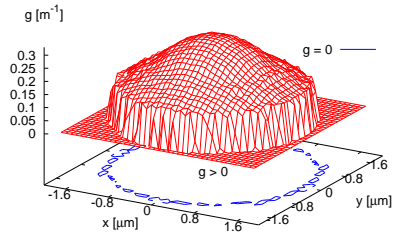
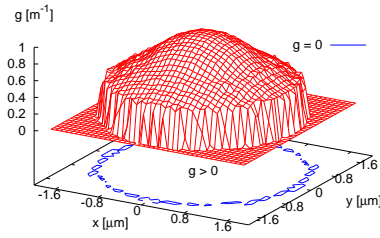
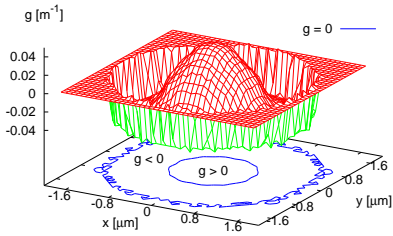
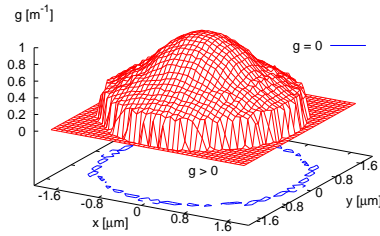
(a) $z = 1m, \lambda = 1490nm$.(b) $z = 1m, \lambda = 1520nm$.(c) $z = 10m, \lambda = 1490nm$.(d) $z = 10m, \lambda = 1520nm$.

Figura 4.7: Distribuzione del guadagno per unità di lunghezza $g(x, y)$ sulle sezioni $z = 1m$ e $z = 10$ dell'amplificatore con $r_d = 1.6\mu m$ ed $L_F = 15m$, per due segnali a diversa lunghezza d'onda: $1490nm$ e $1520nm$.

più sfavorevoli, si trova ad essere amplificato solamente in una ristretta zona centrale della fibra, nella corona più esterna viene invece attenuato, trovando $g < 0$. Se complessivamente prevale quest'ultimo effetto, nel tratto conclusivo dell'amplificatore la potenza di tale segnale viene attenuata.

Osservando le figure 4.8, per effetto delle perdite introdotte nella fibra drogata, che come già detto sono crescenti con la lunghezza d'onda e tendono ad equalizzare il guadagno, il termine $g - 2\alpha$ è positivo solo per $z = 1m$, mentre per $z = 10m$, $g - 2\alpha < 0$ ovunque, per cui da questo punto in poi entrambi i segnali vengono effettivamente attenuati. Da notare inoltre che

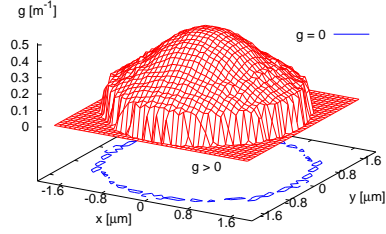
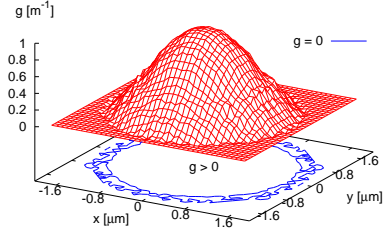
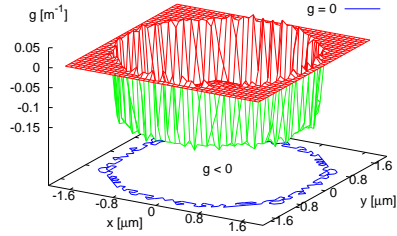
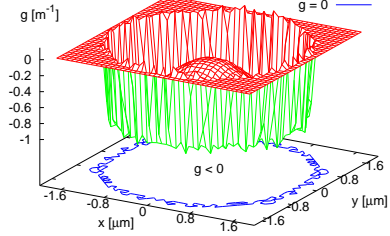
(a) $z = 1m, \lambda = 1490nm$.(b) $z = 1m, \lambda = 1520nm$.(c) $z = 10m, \lambda = 1490nm$.(d) $z = 10m, \lambda = 1520nm$.

Figura 4.8: Distribuzione del termine $g(x, y) - 2\alpha$ sulle sezioni $z = 1m$ e $z = 10$ dell'amplificatore con $r_d = 1.6\mu m$ ed $L_F = 15m$, per due segnali a diversa lunghezza d'onda: $1490nm$ e $1520nm$.

quello che viene attenuato più fortemente è il segnale a $\lambda = 1520nm$, in quanto, in condizioni di scarsa inversione di popolazione, le perdite della fibra prevalgono sul guadagno per unità di lunghezza g .

La situazione descritta trova riscontro nell'andamento della potenza dei segnali alle varie lunghezze d'onda lungo l'amplificatore. Nella figura 4.9(a) sono graficati gli andamenti delle potenze di 4 segnali, rispettivamente alle lunghezze d'onda di $1490nm$, $1500nm$, $1510nm$ e $1520nm$, nell'amplificatore con $r_d = 1.6\mu m$ e $L_F = 15m$ a cui si riferiscono le figure 4.7. Si osserva appunto che le potenze dei segnali crescono fino ad una distanza dall'inizio

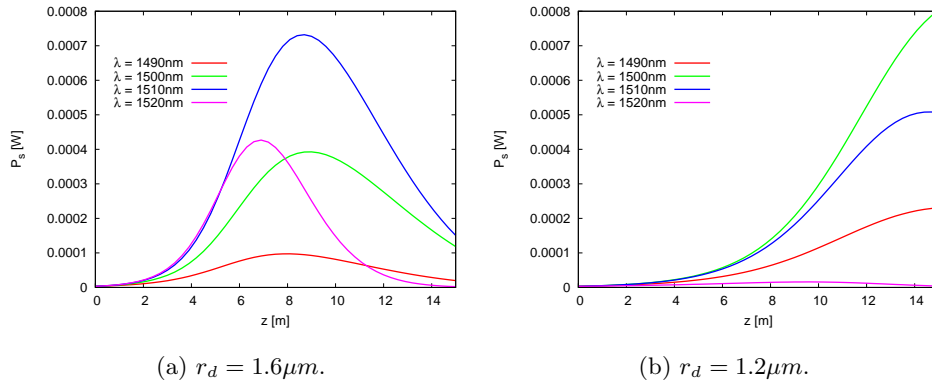


Figura 4.9: Andamento della potenza di 4 segnali nell'amplificatore di lunghezza $L_F = 15m$, con $P_{s0} = -10dBm$ e $P_p = 100mW$.

dell'amplificatore compresa tra $z = 7m$ e $z = 9m$, dopodiché cominciano ad essere attenuate. Il segnale a $\lambda = 1490nm$ raggiunge la potenza massima a $z = 8m$ e successivamente viene attenuato perché non ha più a disposizione una forte inversione di popolazione che riesca a compensare il fatto che le sue cross sections di assorbimento ed emissione sono sfavorevoli rispetto a quelle dei segnali a lunghezze d'onda maggiori. Quest'ultima circostanza è anche il motivo per cui la pendenza della crescita della sua potenza è meno ripida rispetto agli altri segnali. Differentemente, la potenza del segnale a $\lambda = 1520nm$ cresce rapidamente nel primo tratto di fibra dove riesce a sfruttare efficientemente la forte inversione di popolazione, raggiunge il valore massimo in corrispondenza di $z = 7m$ e per z maggiori, pur godendo ancora, come visto, di un guadagno per unità di lunghezza piuttosto elevato su tutta la zona attiva, viene assorbita a causa delle alte perdite per confinamento della fibra per $\lambda = 1520nm$.

Osservando nuovamente le figure 4.7, si evince che diminuendo l'ampiezza dell'area drogata vengono escluse le zone dove il guadagno per unità di lunghezza è minore, o addirittura, nel caso di figura 4.7(c), è negativo. Il restringimento del raggio dell'area drogata comporta anche una riduzione

degli integrali di sovrapposizione dati dalla 3.4 e conseguentemente i segnali sfruttano meno efficientemente la potenza di pompa, mantenendo così una forte inversione di popolazione per un tratto più lungo dell'amplificatore. Le lunghezze ottime di amplificazione allora si allungano, come mostrato nella figura 4.9(b) dove sono graficati gli andamenti della potenza dei 4 segnali nella fibra in cui il raggio della zona drogata è stato diminuito al valore $r_d = 1.2\mu m$. Quest'ultima situazione è sicuramente vantaggiosa per i segnali a lunghezze d'onda più corte, mentre il segnale a $\lambda = 1520nm$ di fatto non viene amplificato in quanto lo scarso valore del guadagno per unità di lunghezza in nessun tratto della fibra riesce a predominare sulle perdite della stessa.

Si può concludere che un elevato raggio della zona drogata r_d in un amplificatore di lunghezza L_F corta porta ad elevati guadagni per i segnali a lunghezza d'onda maggiore; viceversa, scegliendo amplificatori più lunghi con zone attive più ristrette, ne beneficiano i segnali a λ più piccola. Le figure 4.10 mostrano gli andamenti spettrali del guadagno di due amplificatori, rispettivamente di lunghezza $L_F = 7m$ e $L_F = 15m$, per diversi valori del raggio della zona drogata r_d . Nel primo caso si nota che i segnali con λ maggiore di $1510nm$ aumentano il proprio guadagno al crescere di r_d , mentre i segnali a λ più corte con $r_d = 1.8\mu m$ finiscono oltre la lunghezza ottima dell'amplificatore diminuendo di conseguenza il guadagno rispetto a valori di r_d minori. Con $r_d = 1.8\mu m$ e $L_F = 7m$ si ottiene un massimo di guadagno che raggiunge quasi il valore di $25dB$ in corrispondenza di $\lambda = 1515nm$, mentre con $r_d = 1.6\mu m$ si ottiene un guadagno compreso tra $20dB$ e $23dB$, quindi ben equalizzato, nell'intervallo di lunghezze d'onda tra $\lambda = 1500nm$ e $\lambda = 1520nm$.

Allungando la fibra a $L_F = 15m$ si ottengono i guadagni riportati in figura 4.10(b), in questo caso i segnali ad essere sfavoriti sono quelli a lunghezza d'onda maggiore, mentre con $r_d = 1.2\mu m$, tra $\lambda = 1490nm$ e $\lambda = 1513nm$, si

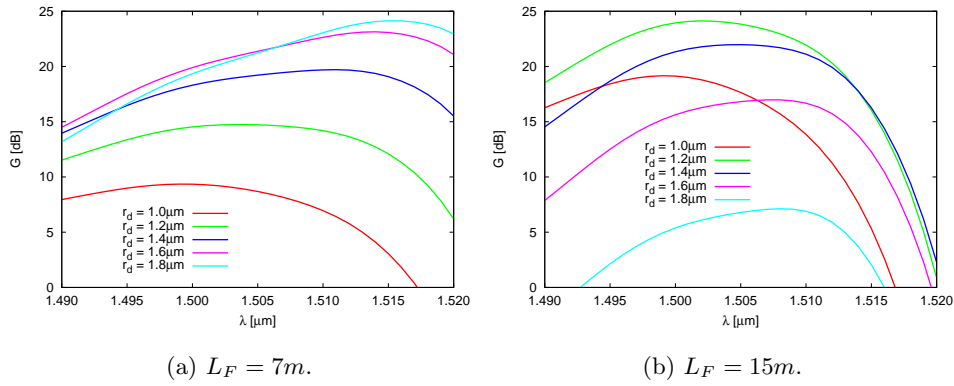


Figura 4.10: Andamento spettrale del guadagno dell'amplificatore per diversi valori del raggio r_d della zona drogata, con $P_{s0} = -10dBm$ e $P_p = 100mW$.

ottengono guadagni compresi tra $19dB$ e $24dB$. Per valori di r_d maggiori le lunghezze ottime dell'amplificatore relative ai vari segnali si riducono troppo rispetto alla lunghezza L_F di $15m$ e i guadagni diminuiscono su tutto lo spettro. Un'ulteriore diminuzione del raggio della zona drogata invece non porta ad uno sfruttamento ottimale della potenza di pompa, come mostra la curva in rosso relativa ad $r_d = 1.0\mu m$.

4.2.2 Analisi delle prestazioni

Per soddisfare l'obiettivo di ottimizzare l'amplificatore in tutto l'intervallo di lunghezze d'onda comprese tra $\lambda = 1490nm$ e $\lambda = 1520nm$, il compromesso migliore tra il raggio della zona drogata e la lunghezza della fibra è costituito dalla scelta $r_d = 1.4\mu m$ e $L_F = 9m$. Dell'amplificatore, oltre al guadagno, è stata analizzata anche la figura di rumore. In un EDFA, tale parametro è dato dalla seguente espressione [41]:

$$NF_{dB} = 10 \log_{10} \left(1 + \frac{P_{ASE}}{h\nu\Delta\nu} \right) - G_{dB},$$

dove h è la costante di Plank, ν è la frequenza e $\Delta\nu$ è l'ampiezza degli intervalli con cui è stato discretizzato lo spettro di frequenze per la determinazione per via numerica dello spettro della potenza ASE.

I risultati mostrati nella figura 4.11(a) si riferiscono agli andamenti spettrali del guadagno e della figura di rumore dell'amplificatore così dimensionato, con potenza dei segnali in ingresso $P_{s0} = -10dBm$ e potenza di pompa $P_p = 100mW$. Si ottiene un valore massimo del guadagno di oltre $22dB$ per $\lambda = 1510nm$, inoltre rimane al di sopra di $16dB$ su tutte le lunghezze d'onda considerate. La figura di rumore varia da un minimo di $4dB$ per $\lambda = 1490nm$ ad un massimo di $8dB$ per $\lambda = 1520nm$. Dalla figura 4.11(b), in cui sono graficati gli andamenti delle potenze di 4 segnali lungo l'amplificatore, si osserva che la lunghezza della fibra $L_F = 9m$ coincide con la lunghezza ottima per i segnali a $\lambda = 1490nm$ e $\lambda = 1520nm$. Le potenze dei segnali alle lunghezze d'onda relative al centro dello spettro, invece, nel tratto finale dell'amplificatore sono ancora in fase crescente, per tali segnali la lunghezza della fibra di $9m$ è quindi inferiore alla lunghezza ottima. In altri termini, scegliendo una fibra più lunga, il guadagno a centro banda aumenta a scapito del guadagno in corrispondenza dei bordi della banda, perciò questa situazione porta ad un peggioramento dell'equalizzazione del guadagno.

Dall'andamento spettrale del guadagno al variare della potenza complessiva dei segnali in ingresso P_{s0} , mostrato insieme allo spettro della figura di rumore nelle figure 4.12, si nota che, al diminuire di P_{s0} , l'aumento del guadagno è maggiore per i segnali a lunghezza d'onda più grande a scapito dei segnali con λ minore. Per bassi livelli di potenza in ingresso, la potenza di pompa viene poco sfruttata e il guadagno dell'amplificatore, pur aumentando leggermente, tende a diventare indipendente da P_{s0} . Per $P_{s0} = -20dBm$ si ottiene un valore massimo di guadagno superiore a $27dB$ in corrispondenza di $\lambda = 1513nm$ e rimane oltre a $20dB$ su tutto lo spettro considerato.

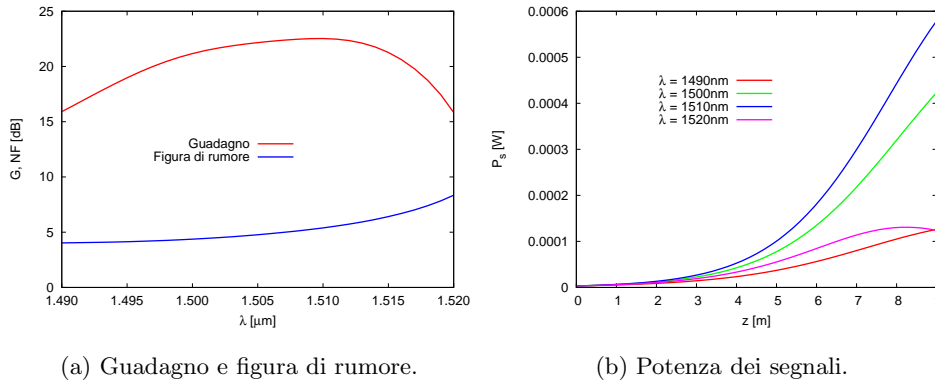


Figura 4.11: Andamento spettrale del guadagno, della figura di rumore e andamento della potenza di 4 segnali nell'amplificatore con $r_d = 1.4 \mu\text{m}$, $L_F = 9 \text{ m}$, $P_{s0} = -10 \text{ dBm}$ e $P_p = 100 \text{ mW}$.

La figura di rumore invece è pressoché indipendente da P_{s0} per tutte le lunghezze d'onda prese in considerazione, solamente nel caso $P_{s0} = 0 \text{ dBm}$ si nota un aumento di NF di circa 1 dB sulle lunghezze d'onda corte che tende ad aumentare fino ad arrivare a 2.5 dB per $\lambda = 1520 \text{ nm}$.

L'effetto del maggiore aumento del guadagno per i segnali con lunghezza d'onda grande piuttosto che per quelli a λ minore, emerge anche osservando l'andamento spettrale del guadagno al variare della potenza di pompa, mostrato nelle figure 4.13 insieme all'andamento spettrale della figura di rumore. Anche in questo caso si nota che il guadagno dell'amplificatore tende a diventare indipendente da P_p in corrispondenza di valori elevati della potenza di pompa. La figura di rumore non subisce variazioni significative per i diversi valori di P_p .

Il guadagno dell'amplificatore ottico tende a diventare indipendente dalla potenza del segnale di ingresso e dalla potenza della pompa quando garantisce una inversione di popolazione pressoché completa su tutta la sua lunghezza. In questa situazione esiste quindi un elevato valore della potenza di pompa non sfruttata. Prendendo come riferimento il caso mostrato

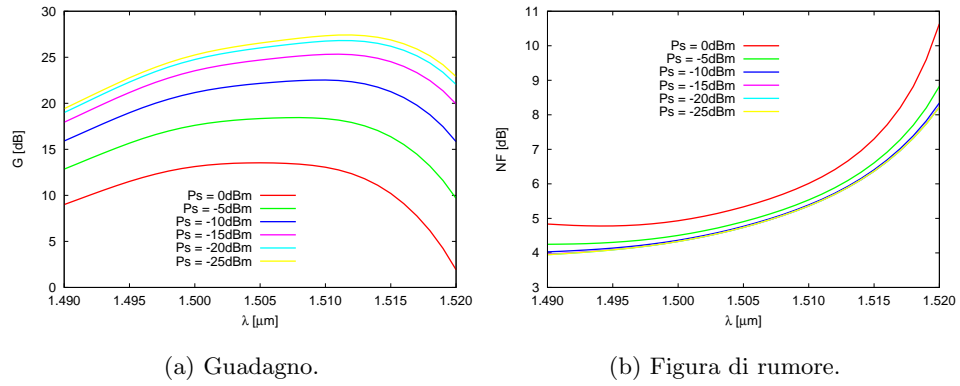


Figura 4.12: Andamento spettrale del guadagno e della figura di rumore dell'amplificatore con $r_d = 1.4\mu m$, $L_F = 9m$ e $P_p = 100mW$, per diversi valori della potenza P_{s0} dei segnali in ingresso.

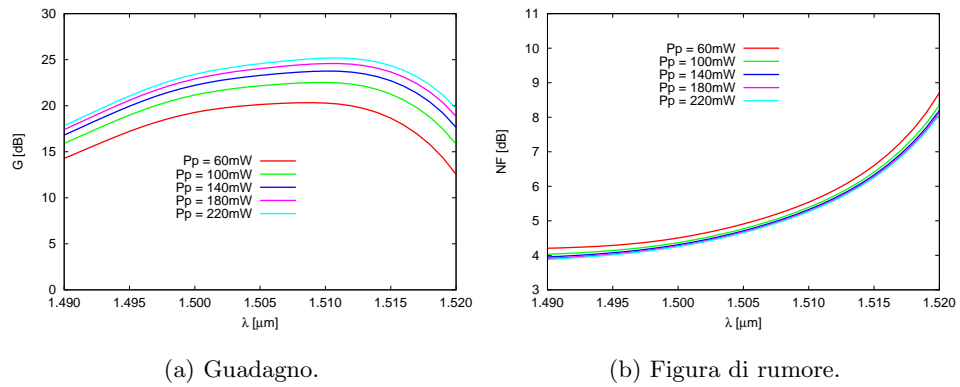


Figura 4.13: Andamento spettrale del guadagno e della figura di rumore dell'amplificatore con $r_d = 1.4\mu m$, $L_F = 9m$ e $P_{s0} = -10dBm$, per diversi valori della potenza P_p della pompa.

in figura 4.12(a) dell'amplificatore con una potenza complessiva dei segnali $P_{s0} = -20dBm$ in ingresso, è stato valutato come il guadagno possa essere incrementato mantenendo la stessa fibra con $r_d = 1.4\mu m$, agendo solo sulla lunghezza della fibra L_F . Nella figura 4.14(a) sono mostrati gli andamenti spettrali del guadagno dell'amplificatore per diversi valori di L_F . Si osserva che allungando la fibra si ottengono valori del massimo del guadagno

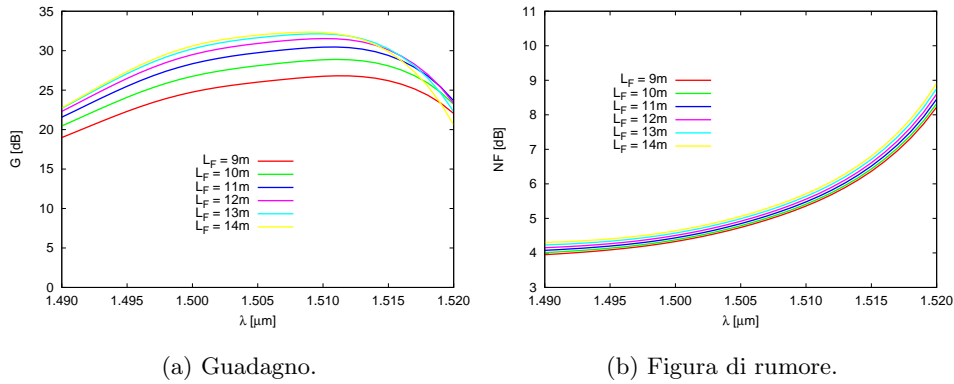


Figura 4.14: Andamento spettrale del guadagno e della figura di rumore dell'amplificatore con $r_d = 1.4\mu\text{m}$, $P_{s0} = -20\text{dBm}$ e $P_p = 100\text{mW}$, per diversi valori della lunghezza della fibra L_F .

sempre maggiori, ciononostante, con L_F superiore a 12m , il guadagno dei segnali a $\lambda = 1490\text{nm}$ non cresce più significativamente, mentre i segnali a $\lambda = 1520\text{nm}$ vedono calare il proprio guadagno. Si può allora concludere che per questo tipo di amplificatore con $P_{s0} = -20\text{dBm}$ e $P_p = 100\text{mW}$, la sua lunghezza ideale è $L_F = 12\text{m}$. Con questa scelta si ha un guadagno che non scende mai sotto i 23dB su tutto lo spettro di lunghezze d'onda considerato e che raggiunge un valore massimo superiore a 31dB in corrispondenza di $\lambda = 1510\text{nm}$. Gli andamenti spettrali delle relative figure di rumore, mostrati in figura 4.14(b), aumentano allungando la fibra, tuttavia per tutti i casi presi in considerazione rimangono entro valori molto bassi.

4.2.3 Ricircolo della potenza di pompa inutilizzata

In riferimento all'amplificatore analizzato, un aspetto importante riguarda il fatto che non è possibile sfruttare completamente la pompa. Infatti si è visto che per amplificare un segnale in banda S è necessaria una forte inversione di popolazione, quindi per non comprometterne il funzionamento, è inevitabile che nel tratto finale dell'amplificatore rimanga una quantità di

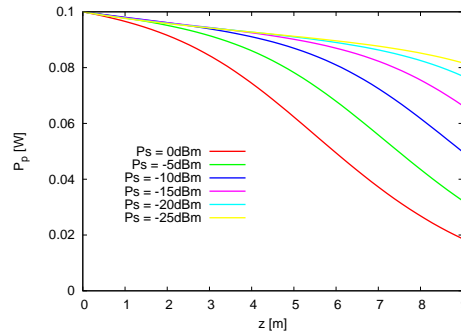


Figura 4.15: Andamento della potenza di pompa nell'amplificatore con $r_d = 1.4\mu m$, $L_F = 9m$ e $P_p = 100mW$, per diversi valori della potenza P_{s0} dei segnali in ingresso.

potenza di pompa non utilizzata. Questa circostanza è rappresentata nella figura 4.15 dove gli andamenti lungo l'amplificatore delle potenze di pompa sono graficati per diversi valori della potenza P_{s0} dei segnali in ingresso, la fibra è quella con $r_d = 1.4\mu m$ ed $L_F = 9m$, la potenza di pompa iniziale $P_p = 100mW$. In tutti i casi la pompa non è sfruttata completamente, per $P_{s0} = -10dBm$ viene utilizzata metà della potenza di pompa, per $P_{s0} = 0dBm$ dei $100mW$ iniziali ne vengono utilizzati $80mW$, mentre per $P_{s0} = -25dBm$ solo $20mW$.

L'idea è quella di sfruttare la potenza di pompa residua disponibile alla fine dell'amplificatore. A questo scopo, nel punto terminale della fibra è stato collocato un reticolo di Bragg progettato per riflettere l'onda elettromagnetica alla lunghezza d'onda della pompa di $980nm$ e di essere trasparente per le onde nello spettro dei segnali. Tale dispositivo determina quindi il ricircolo all'interno dell'amplificatore, in direzione contropropagante, della potenza di pompa residua. Essa allora contribuisce a generare inversione di popolazione lungo tutto l'amplificatore, apportando benefici al sistema.

Nella figura 4.16(a), in verde è graficato l'andamento spettrale del guadagno dell'amplificatore discusso nel paragrafo precedente con $P_{s0} = -10dBm$ e $P_p = 100mW$ a cui è stato applicato il reticolo di Bragg come descrit-

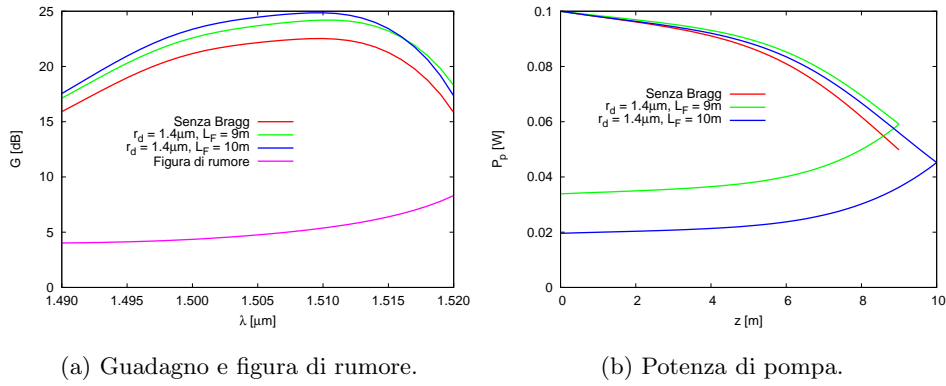


Figura 4.16: Andamento spettrale del guadagno, della figura di rumore e andamento della potenza di pompa nell'amplificatore con $r_d = 1.4\mu\text{m}$ e $P_{s0} = -10\text{dBm}$ nel caso che la potenza di pompa residua sia fatta ricircolare, per diversi valori della lunghezza L_F .

to. Nella stessa figura è mostrato, in rosso, anche l'andamento spettrale del guadagno dell'amplificatore originale. Dal confronto si evince che su tutto lo spettro di interesse si ha un aumento del guadagno compreso tra 1.5dB e 2dB . Il ricircolo della potenza di pompa residua ha messo a disposizione nell'amplificatore un livello supplementare di inversione di popolazione che non è pienamente sfruttato dalla configurazione in analisi. Allungando l'amplificatore è possibile usufruire in modo proficuo di questa situazione: la curva in blu si riferisce appunto all'amplificatore con lunghezza incrementata a $L_F = 10\text{m}$. Si osserva un ulteriore miglioramento del guadagno, che arriva ad un valore massimo pari a 25dB in corrispondenza della lunghezza d'onda $\lambda = 1510\text{nm}$. In tutti i casi la figura di rumore dell'amplificatore con il reticolo di Bragg rimane immutata rispetto a quella relativa alla configurazione senza reticolo.

Nella figura 4.16(b) sono mostrati i corrispondenti andamenti delle potenze di pompa lungo l'amplificatore. La potenza di pompa copropagante è quella decrescente per valori crescenti di z , mentre quella contropropagante decresce a partire da $z = L_F$ fino a $z = 0$.

Conclusioni

La complessità delle geometrie dei dispositivi applicati ai moderni sistemi di comunicazione ottica rende inevitabile l'utilizzo di metodi numerici. A questo proposito sono stati sviluppati solutori modali complessi puramente vettoriali basati sul metodo degli elementi finiti, in particolare, è stato implementato un approccio basato sugli strati assorbenti perfettamente adattati il quale si è dimostrato estremamente efficace e versatile per lo studio dell'attenuazione di strutture guidanti, sia nel caso di perdite per curvatura, che nel caso di perdite per confinamento. Nello specifico, per la valutazione delle perdite per curvatura è stata utilizzata la tecnica della mappatura conforme.

I risultati delle simulazioni mostrano che nelle fibre a banda fotonica proibita con reticolo a nido d'ape le perdite di confinamento dipendono fortemente dalle caratteristiche del difetto, mentre sia la dipendenza dal numero di anelli di fori d'aria che la dipendenza dal rapporto tra il diametro dei fori ed il passo del reticolo è più debole rispetto a quella riscontrata nelle fibre basate sulla riflessione interna totale modificata [9]. Ciò nonostante, con un'opportuna scelta della dimensione del difetto, del passo del reticolo e delle dimensioni dei fori, si possono ottenere perdite inferiori a $0.1\text{dB}/\text{Km}$ nella terza finestra delle telecomunicazioni con soli 4 giri di fori d'aria attorno al difetto.

L'impiego dei solutori modali basati sul metodo degli elementi finiti ha

consentito un'indagine accurata e precisa anche in fibre a cristallo fotonico caratterizzate da sezioni trasverse estremamente complesse come le fibre a banda fotonica proibita con nucleo cavo basate su un reticolo a nido d'ape modificato. In questo tipo di fibre la propagazione della luce avviene in aria, con notevoli vantaggi determinati dalla riduzione dell'assorbimento e degli effetti non lineari dovuti alla silice. Si è visto che a parità di cladding e di numeri di fori un nucleo cavo di dimensioni maggiori consente perdite per confinamento inferiori, a scapito di un numero di modi di ordine superiore maggiore. Sono state quindi valutate le regioni di effettiva monomodalità sulla base del confronto tra le perdite per confinamento del modo fondamentale e quelle dei modi di ordine superiore. Le simulazioni condotte variando i parametri geometrici del cladding per differenti dimensioni del nucleo cavo dimostrano che con 8 anelli di fori d'aria è possibile ottenere un funzionamento monomodale e perdite inferiori a $0.1\text{dB}/\text{Km}$ su un intervallo di lunghezze d'onda superiore ai 150nm , centrato sulla terza finestra delle telecomunicazioni.

Nell'ambito della ricerca in corso, inerente allo sfruttamento della banda S per allargare la disponibilità di banda dei sistemi di comunicazione a divisione di lunghezza d'onda, è stato descritto un modello numerico in grado di prevedere il comportamento di un EDFA in banda S basato sulle perdite di curvatura di una fibra a cladding depresso. Tale modello è basato sull'utilizzo congiunto di un solutore modale e di un solutore per le equazioni dell'amplificatore. 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 al variare sia del raggio di curvatura che della potenza di segnale. Il modello è stato anche impiegato per ottimizzare la lunghezza della fibre per i diversi raggi di curvatura. L'analisi ha permesso di dimostrare che è possibile ottenere guadagni

dell'ordine di $20 - 25dB$ su bande dell'ampiezza di $25 - 30nm$, centrate su diversi intervalli di lunghezze d'onda, semplicemente modificando raggio di curvatura e lunghezza della fibra.

In questo lavoro è stato inoltre illustrato 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 per un segnale di ingresso con potenza di $P_{s0} = -10dBm$ di ottenere guadagni dell'ordine dei $20dB$ e figure di rumore comprese tra $4dB$ e $8dB$ e per segnali di potenza $P_{s0} = -20dBm$, guadagni dell'ordine dei $25 - 30dB$ e figure di rumore analoghe alle precedenti, su un intervallo di lunghezze d'onda compreso tra $1490nm$ e $1520nm$.

Appendice A

Fundamental Space-filling

Mode

Il confinamento della luce nelle fibre a cristallo fotonico a core solido avviene per riflessione interna modificata (Modified Total Internal Reflection: M-TIR), che è lo stesso principio per il quale la luce viene guidata nelle fibre step-index convenzionali. In tali PCF l'assenza di uno o più fori d'aria determina una zona con una percentuale maggiore di silice, la quale agisce da core, mentre il reticolo circostante presenta un indice di rifrazione medio minore a causa della presenza dei fori d'aria, questa zona agisce da cladding. Questo semplice modello però non è in grado di descrivere accuratamente le proprietà di guidaggio di una PCF. Infatti è necessario considerare che la distribuzione dell'intensità della luce nel reticolo è dipendente dalla lunghezza d'onda. In una PCF è quindi più corretto parlare di un indice efficace del cladding, piuttosto che di un indice di rifrazione medio.

A questo scopo è stato introdotto il *fundamental space-filling mode*: FSM, definito come il modo fondamentale di una fibra a cristallo fotonico con cladding indefinitamente esteso ed in assenza di core. L'indice efficace del FSM rappresenta appunto l'indice efficace del cladding nel cosiddetto

modello dell'indice efficace (Effective-Index Model: EIM) [11]; tale modello consente di descrivere alcune delle proprietà più interessanti delle PCF, come la possibilità di estendere la regione di monomodalità su tutte le lunghezze d'onda.

A.1 Calcolo del Fundamental Space-filling Mode

Il FSM è il modo con indice efficace più elevato di una struttura a cristallo fotonico indefinitamente estesa. Nella pratica, per determinare il FSM, si prende in considerazione soltanto una porzione limitata dell'intero dominio. In particolare viene individuata una cella elementare del reticolo e l'analisi viene condotta solamente su questa. Esistono diversi approcci per la determinazione del FSM, alcuni analitici [11, 12] ed altri numerici [13, 14, 15].

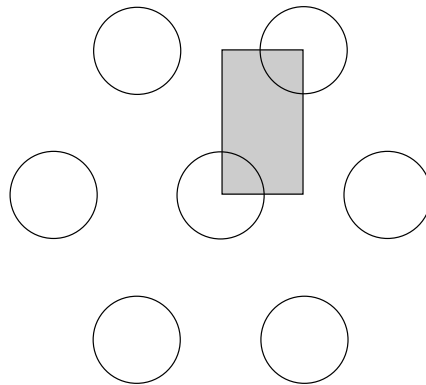


Figura A.1: Cella elementare per il calcolo del FSM della PCF triangolare con il reticolo indefinitamente esteso.

Per un reticolo triangolare, scegliendo la cella elementare evidenziata in figura A.1 con appropriate condizioni al contorno, è stato possibile calcolare il FSM nelle sue due polarizzazioni degeneri attraverso un solutore modale

basato sul FEM [13, 15]. In particolare, in riferimento alla figura A.2(a), imponendo sulle pareti verticali la condizione di conduttore elettrico ideale e di conduttore magnetico ideale sulle pareti orizzontali, si determina la polarizzazione del FSM con la componente del campo magnetico dominante orientata lungo l'asse y . Viceversa, scambiando le condizioni al contorno, si determina la polarizzazione con componente dominante del campo magnetico orientata lungo x , come mostrato in figura A.2(b). I due FSM con diversa polarizzazione risultano essere degeneri, avendo lo stesso indice efficace.

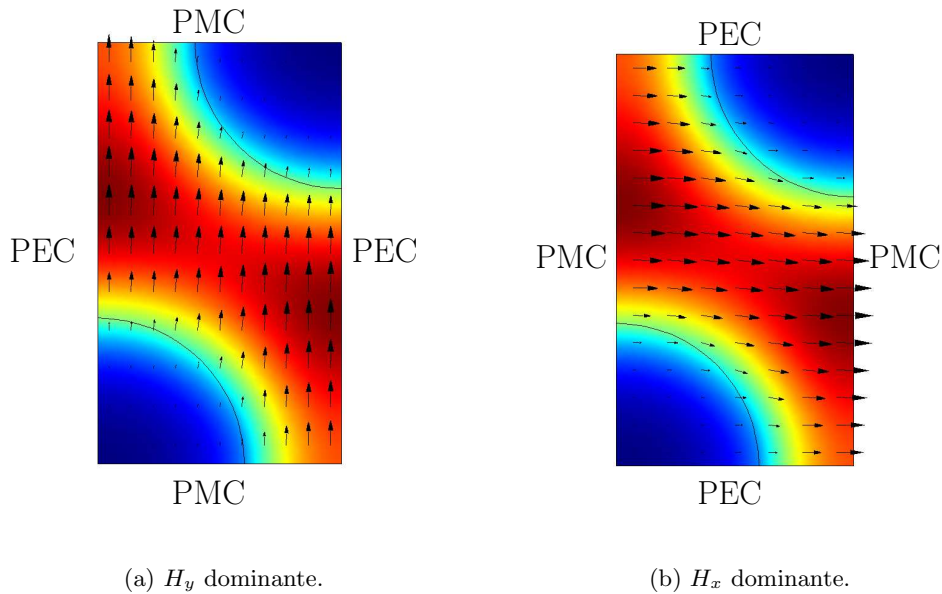


Figura A.2: Moduli del campo magnetico delle due polarizzazioni del FSM di una PCF con reticolo triangolare con $d/\Lambda = 0.6$ e $\Lambda = 2\mu m$, alla lunghezza d'onda $\lambda = 1000nm$.

Con lo scopo di verificare la sua accuratezza, il modello descritto è stato utilizzato per calcolare l'indice efficace del FSM di diverse PCF triangolari presenti in letteratura [16, 17]. In particolare, è stato applicato alla PCF con diametro dei fori d'aria $d = 1\mu m$ e pitch $\Lambda = 2.3\mu m$. L'indice efficace

del relativo FSM è graficato in figura A.3(a) insieme alla curva di dispersione della silice data dall'equazione di Sellmeier. Al crescere della lunghezza d'onda una quantità sempre maggiore di campo elettromagnetico si distribuisce all'interno dei fori d'aria, conseguentemente il n_{eff} diminuisce. In figura A.3(b) sono invece graficati gli indici efficaci della PCF con pitch $\Lambda = 2\mu m$ in funzione della lunghezza d'onda normalizzata λ/Λ per diversi valori del diametro dei fori normalizzato d/Λ . Si osserva che aumentando tale diametro, cioè aumentando l'air-filling fraction del reticolo, le curve di dispersione dell'FSM si spostano verso il basso e risultano subire variazioni maggiori in funzione della lunghezza d'onda.

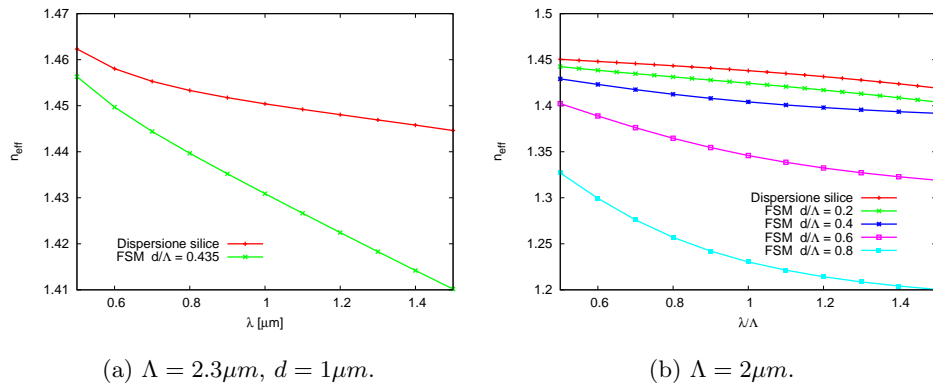


Figura A.3: Indici efficaci dei FSM di diverse PCF triangolari con diversi d/Λ , con riferimento agli articoli [16, 17].

Appendice B

Fibre a nido d'ape per amplificatore in banda S

Nel capitolo 4 è stata discussa una fibra a cristallo fotonico con reticolo triangolare drogata con erbio per ottenere amplificazione in banda S. Un vantaggio di tale fibra è dato dal fatto che essa presenta un nucleo di silice, in cui è quindi possibile diffondere gli ioni d'erbio. Inoltre la distribuzione del campo elettromagnetico del modo fondamentale di tale PCF è simile a quella delle fibre standard per le telecomunicazioni, rendendo di fatto meno critica la connessione con queste ultime. Un'altra PCF che gode di queste caratteristiche è quella con reticolo a nido d'ape e core depresso trattata nel paragrafo 2.1.

Al fine di progettare un amplificatore in banda S basato su di una PCF con reticolo a nido d'ape a core depresso drogata con erbio, è stata valutata la possibilità di realizzare il necessario filtraggio dell'ASE in banda C sfruttando le sue perdite per confinamento. In particolare, partendo dal centro della banda fotonica proibita e spostandosi verso lunghezze d'onda maggiori, cioè avvicinandosi al limite superiore della banda fotonica stessa, si è visto che le perdite per confinamento presentano una rapida crescita. Questo tratto

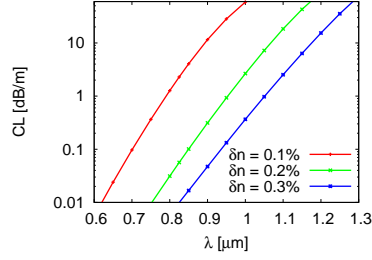
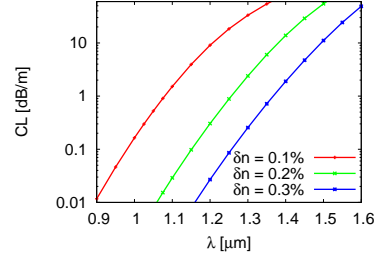
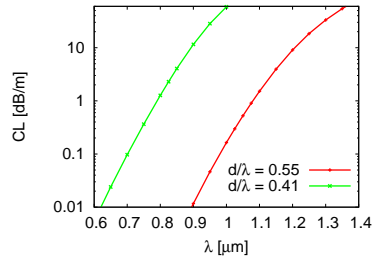
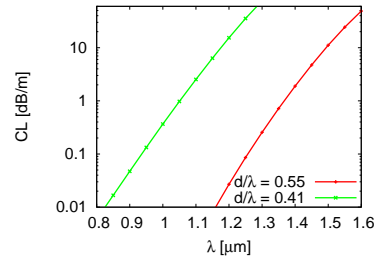
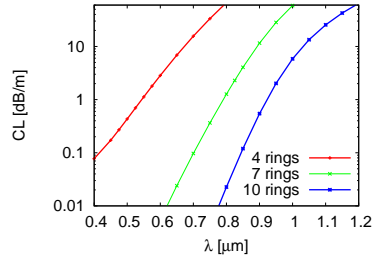
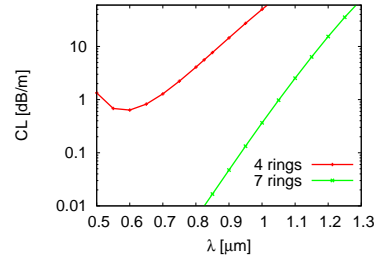
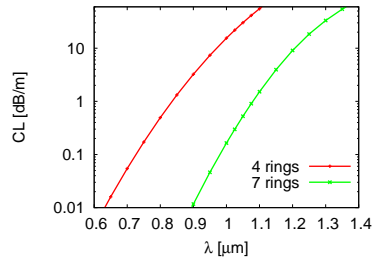
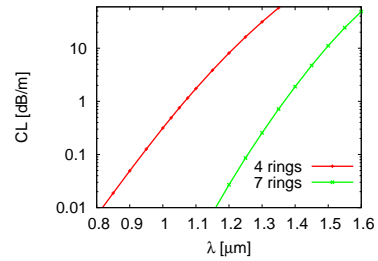
(a) 7 anelli, $d/\Lambda = 0.41$.(b) 7 anelli, $d/\Lambda = 0.55$.(c) 7 anelli, $\delta n = 0.1\%$.(d) 7 anelli, $\delta n = 0.3\%$.(e) $d/\Lambda = 0.41$, $\delta n = 0.1\%$.(f) $d/\Lambda = 0.41$, $\delta n = 0.3\%$.(g) $d/\Lambda = 0.55$, $\delta n = 0.1\%$.(h) $d/\Lambda = 0.55$, $\delta n = 0.3\%$.

Figura B.1: Perdite per confinamento nelle PCF con reticolo a nido d'ape aventi pitch $\Lambda = 1.62\mu\text{m}$, al variare di δn , d/Λ e del numero di anelli di fori d'aria.

dell'andamento spettrale delle perdite per confinamento è stato analizzato e messo a confronto con i profili delle perdite visti nei capitoli 3 e 4, che si sono dimostrati essere idonei alla soppressione dell'ASE in banda C.

I parametri che sono stati variati con lo scopo di cercare l'andamento delle perdite desiderato sono il salto d'indice percentuale della zona depressa δn , il diametro dei fori normalizzato d/Λ e il numero di anelli di fori d'aria. Questa indagine preliminare è stata condotta con l'obiettivo di verificare che la pendenza dell'andamento spettrale delle perdite per confinamento della PCF potesse essere adeguata, il problema della giusta collocazione spettrale tra la banda S e la banda C della lunghezza d'onda di taglio del filtro distribuito non è stato invece preso in considerazione.

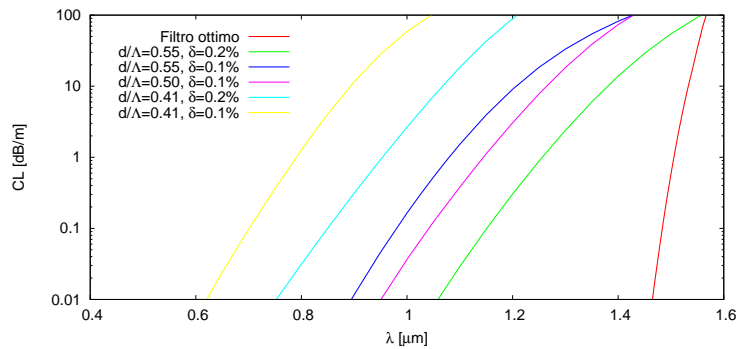


Figura B.2: Confronto tra gli andamenti spettrali delle perdite per confinamento delle PCF con reticolo a nido d'ape con 7 anelli di fori d'aria e l'andamento delle perdite distribuite necessario per eliminare l'ASE in banda C, quest'ultima curva, graficata in rosso, rappresenta le perdite per curvatura della fibra a cladding depresso analizzata nel capitolo 3, con un raggio di curvatura di $R = 15\text{cm}$.

I risultati dell'analisi sono mostrati nella figura B.1. Si osserva che in tutti i casi presi in considerazione la pendenza della curva delle perdite è circa di un ordine di grandezza ogni 100nm , tale pendenza è debolmente variabile con i suddetti parametri. In figura B.2, in rosso è riportato l'andamento

delle perdite per curvatura della fibra a cladding depresso analizzata nel capitolo 3 con un raggio di curvatura $R = 15cm$. Si è visto che queste ultime introducono nella fibra l'effetto filtrante necessario per eliminare l'ASE in banda C. La curva in rosso cresce con una pendenza di circa un ordine di grandezza ogni $25nm$, quindi molto più rapidamente degli altri andamenti riportati, relativi alle perdite della PCF a nido d'ape con core depresso con 7 anelli di fori d'aria.

Si può allora concludere che la scelta di sfruttare le perdite per confinamento della PCF a nido d'ape con core depresso per realizzare un amplificatore in banda S è inadeguata, in quanto non è possibile ottenere un filtraggio distribuito sufficientemente selettivo da eliminare l'ASE in banda C non compromettendo l'amplificazione dei segnali in banda S.

Bibliografia

- [1] M. Heiblum, and J.H. Harris, “Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation”, *Journal of Quantum Electronics*, vol. 11, pp. 75-83, Feb 1975.
- [2] J. Olszewski, M. Szpulak, and W. Urbanczyk, “Effect of coupling between fundamental and cladding modes on bending losses in photonic crystal fibers”, *Optics Express*, vol. 13, pp. 6015-6022, Aug 2005.
- [3] Y. Tsuji, and M. Koshiha, “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.
- [4] Y. Tsuchida, K. Saitoh, and M. Koshiha, “Design and characterization of single-mode holey fibers with low bending losses”, *Optics Express*, vol. 13, pp. 4770-4779, Jun 2005.
- [5] K. Kakihara, N. Kono, K. Saitoh, and M. Koshiha, “Full-vectorial finite element method in a cylindrical coordinate system for loss analysis of photonic wire bends”, *Optics Express*, vol. 14, pp. 11128-11141, Nov 2006.
- [6] F. L. Teixeira, and W. C. Chew, “General closed-form PML constitutive tensors to match arbitrary bianisotropic and dispersive linear media”,

- Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 8, pp. 223-225, Jun 1998.
- [7] J. C. Baggett, T. M. Monro, K. Furusawa, V. Finazzi, and D. J. Richardson, "Understanding bending losses in holey optical fibers", *Optics Communications*, vol. 227, pp. 317-335, Sep 2003.
- [8] S. Selleri, L. Vincetti, A. Cucinotta, and M. Zoboli, "Complex FEM modal solver of optical waveguides with PML boundary conditions", *Optical and Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 359-371, Apr 2001.
- [9] D. Ferrarini, L. Vincetti, M. Zoboli, A. Cucinotta, and S. Selleri, "Leakage properties of photonic crystal fibers", *Optics Express*, vol. 10, pp. 1314-1319, Nov 2002.
- [10] L. Vincetti, "Confinement losses in honeycomb fibers", *Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 2048-2050, Sep 2004.
- [11] T.A. Birks, J.C. Knight, and P.St.J. Russel, "Endlessy single-mode photonic crystal fiber", *Optics Letters*, vol. 22, pp. 961-963, Jul 1997.
- [12] M. Midrio, M.P. Singh, and C.G. Someda, "The space filling mode of holey fibers: an analytical vectorial solution", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 18, pp. 1031-1037, Jul 2000.
- [13] F. Brechet, J. Marcou, D. Pagnoux, and P. Roy, "Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method", *Optical Fiber Technology*, vol. 6, pp. 181-191, Apr 2000.
- [14] Z. Zhu, and T.G. Brown, "Analysis of the space filling modes of photonic crystal fibers", *Optics Express*, vol. 8, pp. 547-553, May 2001.
- [15] S.S.A. Obayya, B.M.A. Rahman, and K.T.V. Grattan, "Accurate finite element modal solution of photonic crystal fibres", *IEE Proceedings - Optoelectronics*, vol. 152, pp. 241-246, Oct 2005.

-
- [16] Y. Li, C. Wang, Z. Wang, M. Hu, and L. Chai, "Analytical solution of the fundamental space filling mode of photonic crystal fibers", *Optics & Laser Technology*, vol. 39, pp. 322-326, Mar 2006.
- [17] Y. Li, C. Wang, Y. Chen, M. Hu, B. Liu, and L. Chai, "Solution of the fundamental space-filling mode of photonic crystal fibers: numerical method versus analytical approaches", *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 85, pp. 597-601, Dec 2006.
- [18] J. Broeng, S. Barkou, T. Søndergaard, and A. Bjarklev, "Analysis of air-guiding photonic bandgap fibers", *Optics Letters*, vol. 25, pp. 96-99, Jan 2000.
- [19] J.C. Knight, and P.St.J. Russell, "New ways to guide light", *Science*, vol. 296, pp. 276-277, Apr 2002.
- [20] C.M. Smith, N. Venkataraman, M.T. Gallagher, D. Müller, J.A. West, N.F. Borrelli, D.C. Allan, and K.W. Koch, "Low-loss hollow-core silica/air photonic bandgap fibre", *Nature*, vol. 424, pp. 657-659, Aug 2003.
- [21] M. Yan, P. Shum, "Air guiding with honeycom photonic band gap fiber", *Photonics Technology Letters*, vol. 17, pp. 64-66, Jan 2005.
- [22] L. Vincetti, F. Poli, A. Cucinotta, and S. Selleri, "Wide bandgap air-guiding modified honeycomb photonic crystal fibers", in *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2005)*, Munich, Germany, p. 577, Jun. 2005.
- [23] S. Selleri, L. Vincetti, F. Poli, A. Cucinotta, and M. Foroni, "Air-guiding photonic crystal fibers with modified honeycomb lattice", in *Proc. Workshop on Fibres and Optical Passive Components (WFOPC 2005)*, Palermo, Italy, pp. 20-25, Jun 2005.

-
- [24] L. Vincetti, F. Poli, and S. Selleri, “Confinement loss and nonlinearity analysis of air-guiding modified honeycomb photonic bandgap fibers”, *Photonics Technology Letters*, vol. 18, pp. 508-510, Feb 2006.
- [25] T. Murao, K. Saitoh, and M. Koshiba, “Design of air-guiding modified honeycomb photonic band-gap fibers for effectively single-mode operation”, *Optics Express*, vol. 14, pp. 2404-2412, Mar 2006.
- [26] M. Chen, R. Yu, “Analysis of photonic bandgaps in modified honeycomb structures”, *Photonics Technology Letters*, vol. 16, pp. 819-821, Mar 2004.
- [27] L. Vincetti, M. Maini, F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, “Numerical analysis of hollow core photonic band gap fibers with modified honeycomb lattice”, *Optical and Quantum Electronics*, to be published.
- [28] C. Gazzetti, M. Maini, L. Vincetti, S. Selleri, A. Cucinotta, F. Poli, “Numerical analysis of hollow core photonic band gap fibers with modified honeycomb lattice”, in *Proc. XV Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modeling (OWTNM 2006)*, Varese, Italy, Apr 2006.
- [29] L. Vincetti, M. Maini, L. Rosa, F. Poli, M. Foroni, A. Cucinotta, S. Selleri, “Modified honeycomb photonic bandgap fiber effectively single-mode regime: a numerical analysis”, in *Proc. 8th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2006)*, Nottingham, United Kingdom, Jun 2006.
- [30] A. Cucinotta, D. Ferrarini, M. Maini, F. Poli, L. Rosa, S. Selleri, L. Vincetti, M. Zoboli, “Study of photonic crystal based photonic components employing the finite element method, in *Proc. Rinunione Nazionale di Elettromagnetismo (RiNEm 2004)*, Cagliari, Italy, Sep 2004.

-
- [31] D. Ferrarini, M. Maini, L. Vincetti, M. Zoboli, “Analisi delle perdite di confinamento nelle fibre a band gap fotonico con reticolo a nido d’ape”, in *Proc. Rinunione Nazionale di Elettromagnetismo (RiNEm 2004)*, Cagliari, Sep 2004.
- [32] L. Vincetti, M. Maini, A. Polemi, M. Zoboli, Studio numerico del regime di monomodalità in fibre a nucleo cavo basate su reticoli a nido d’ape modificati, in *Proc. Rinunione Nazionale di Elettromagnetismo (RiNEm 2006)*, Genova, Italy, Sep 2006.
- [33] L. Rosa, M. Foroni, F. Poli, A. Cucinotta, S. Selleri, M. Maini, L. Vincetti, G. Borsari, M. Zoboli, “Fibre a cristallo fotonico solid-core e air-guiding: analisi e progetto tramite il metodo degli elementi finiti”, in *Proc. Rinunione Nazionale di Elettromagnetismo (RiNEm 2006)*, Genova, Italy, Sep 2006.
- [34] J. Bromage, H. J. Thiele, and L. E. Nelson, “Raman amplification in the S-band”, in *Proc. Optical Fiber Communication (OFC 2002)*, Anaheim, California, pp. 383-385, Mar 2002.
- [35] S. Aozasa, T. Sakamoto, T. Kanamori, K. Hoshino, and M. Shimizu, “Gain-shifted thulium-doped fibre amplifiers employing novel high concentration doping technique”, *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 418-419, Mar 2000.
- [36] H. Ono, M. Yamada, and M. Shimizu, “S-band erbium-doped fiber amplifiers with a multistage configuration - Design, characterization, and gain tilt compensation”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, pp. 2240-2246, Oct 2003.
- [37] A. Cucinotta, F. Poli, S. Selleri, L. Vincetti, and M. Zoboli, “Amplification properties of Er^{3+} -doped photonic crystal fibers”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 21, pp. 782-788, Mar 2003.

-
- [38] A. Cucinotta, F. Poli, and S. Selleri, "Design of erbium-doped triangular photonic-crystal-fiber-based amplifiers", *Photonics Technology Letters*, vol 16, pp.2027-2029, Sep 2004.
- [39] P. Vavassori, M. Foroni, F. Poli, A. Cucinotta, and S. Selleri, "S-band EDFA with ASE suppression induced by bending loss of depressed-cladding active fiber", in *Proc. Optical Amplifiers and their Applications (OAA 2005)*, Budapest, Hungary, Aug 2005.
- [40] M. Foroni, F. Poli, L. Ruggeri, S. Selleri, A. Cucinotta, and P. Vavassori, "Bending influence on depressed-cladding EDFA gain spectrum", in *Proc. International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2005)*, Barcelona, Spain, Jul 2005.
- [41] R.I. Laming, and D.N. Payne, "Noise characteristics of Erbium-Doped Fiber Amplifier pumped at 980nm", *Photonics Technology Letters*, vol. 2, pp. 418-421, Jun 1990.
- [42] K. Thyagarajan, and C. Kakkar, "S-band single-stage EDFA with 25dB gain using distributed ASE suppression", *Photonics Technology Letters*, vol 16, pp.2448-2450, Nov 2004.
- [43] C. Kakkar, and K. Thyagarajan, "Segmented-clad fiber design for tunable leakage loss", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, pp. 3444-3452, Nov 2005.
- [44] F.C.F. Di Pasquale, and M. Zoboli, "Analysis of Erbium-Doped Waveguide Amplifiers by a Full-Vectorial Finite-Element Method", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 11, pp. 1565-1574, Oct 1993.
- [45] C. R. Giles, and E. Desurvire, "Modeling erbium-doped fiber amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, vol. 9, pp. 271-283, Feb 1991.

-
- [46] S. Selleri, A. Cucinotta, F. Poli, M. Foroni, M. Maini, L. Vincetti, “Numerical model of a S-band depressed cladding EDFA”, in *Proc. XV Workshop on Optical Waveguide Theory and Numerical Modeling (OWTNM 2006)*, Varese, Italy, Apr 2006.
- [47] L. Vincetti, M. Maini, G. Borsari, M. Zoboli, “Fibra a cristallo fotonico con doppio cladding per EDFA operanti in banda S”, in *Proc. Rinunione Nazionale di Elettromagnetismo (RiNEm 2006)*, Genova, Italy, Sep 2006.
- [48] L. Vincetti, M. Maini, M. Zoboli, S. Selleri, A. Cucinotta, F. Poli, M. Foroni, Modello numerico di EDFAs per banda S basati su fibre ottiche con cladding depresso, in *Proc. Rinunione Nazionale di Elettromagnetismo (RiNEm 2006)*, Genova, Italy, Sep 2006.