



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
LAUREA IN INGEGNERIA DELLE TELECOMUNICAZIONI

Caratterizzazione dell'Amplificazione Parametrica in Fibre Ottiche Speciali

A.A. 2009-2010
Data: 6 Dicembre 2010

Relatore: Santagiustina Marco
Correlatore: Schenato Luca

Laureando: Lanaro Marco

a mamma e papà`

Indice

Introduzione	9
1 Miscelazione a Quattro Onde	12
1.1 Principi Fondamentali	12
1.2 Equazioni Accoppiate	14
1.3 Disadattamento di Fase e Guadagno Parametrico	16
1.4 Tecniche di Adattamento di Fase	18
1.4.1 Adattamento di Fase vicino allo Zero di Dispersione . .	19
1.4.2 Variazioni dell'Adattamento di Fase con la Potenza . .	23
1.4.3 Adattamento di Fase in Fibre Birifrangenti	26
2 Applicazioni della Miscelazione a Quattro Onde	29
2.1 Risvolti Pratici per l'Amplificazione Parametrica	29
2.2 La Luce Lenta	31
2.3 Applicazioni per la Fotonica alle Microonde	35
3 Analisi Teorica-Numerica	38
3.1 Fibra al Bismuto	38
3.2 Fibra a Dispersione Spostata	40
3.3 Instabilità di Modulazione in una Fibra a Mantenimento di Polarizzazione	46
3.4 Birifrangenza Indotta da Curvatura per una Fibra a Disper- sione Spostata	53
4 Risultati Sperimentali	65
4.1 Misura della Dispersione Cromatica	66
4.2 Misura Polarimetrica	66
4.3 FWM - Emissione Spontanea	67
4.3.1 Schema del Banco	70
4.3.2 I Risultati	71
4.4 FWM - Emissione Stimolata	74

4.4.1	Schema del Banco	75
4.4.2	I Risultati	75
Conclusioni		78
A Caratterizzazione di alcuni Dispositivi		81
A.1	Amplificatore EDFA usato come booster	81
A.2	Laser ANDO AQ8203	82
A.3	Sorgente LED Raman	82
Bibliografia		82

Introduzione

Negli ultimi due decenni la realizzazione di amplificatori in fibra drogata all'Erbio ha permesso di estendere trasmissioni ad alte capacità a distanze transoceaniche. Nonostante ciò, la richiesta di capacità di trasmissione è in continua crescita a causa della diffusione di servizi a larga banda a livello di utente. Questa richiesta può essere raggiunta in diversi modi come ad esempio aumentare la capacità per singolo canale attraverso la tecnica di time division multiplexing (TDM), o semplicemente aumentando il numero di canali trasmessi su una singola fibra: wavelength division multiplexing (WDM). Entrambi i metodi sono caratterizzati da diversi vantaggi e svantaggi, ma in ogni caso le non linearità iniziano a giocare un ruolo importante a causa dell'elevata potenza iniettata in fibra.

In queste condizioni la risposta non lineare del mezzo, influenzata dalle frequenze di risonanza intrinseche e dal campo applicato, non è più trascurabile. Conseguenza di questo effetto è che la polarizzazione indotta $\mathbf{P}$ risulta non lineare rispetto al campo elettrico, ovvero:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 (\chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots) \quad (1)$$

dove ϵ_0 è la permittività nel vuoto e $\chi^{(i)}$ è la suscettività di ordine i -esimo. Nel caso il mezzo sia anisotropo, $\chi^{(i)}$ sono tensori ognuno di ordine superiore al precedente. Il termine preponderante è ovviamente quello lineare $\chi^{(1)}$ che offre il maggior contributo nella determinazione della polarizzazione. A mano a mano che si aumentano le potenze in gioco, bisogna però considerare anche i termini superiori. La suscettività del secondo ordine, che sarebbe responsabile di diversi effetti non lineari, non rientra nello studio di questa tesi in quanto, per mezzi centrosimmetrici il suo contributo diventa nullo. La molecola di silice (SiO_2) è infatti simmetrica e ciò significa che vale la relazione:

$$\mathbf{E} \rightarrow -\mathbf{E} \Rightarrow \mathbf{P} \rightarrow -\mathbf{P}. \quad (2)$$

Imponendo però la sostituzione nell'Eq. 2:

$$-\mathbf{P} = \epsilon_0 \left(-\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} \cdot \mathbf{E}\mathbf{E} - \chi^{(3)} \cdot \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right) \quad (3)$$

da cui deriva che tutti i termini di ordine pari devono essere nulli. Questo comporta che il primo termine superiore di suscettività a far sentire il suo contributo è il terzo. L'effetto cubico indotto da $\chi^{(3)}$ è responsabile di molti fenomeni fra i quali la generazione di terza armonica, la modulazione non lineare della fase (meglio noto come effetto Kerr), l'effetto Raman, Scattering Brillouin e miscelazione a quattro onde (four wave mixing - FWM) che sarà l'argomento di cui si occupa questa tesi.

Già vent'anni fa si parlava [3] di diafonia-FWM: interferenza non lineare fra canali che anche per potenze di alcuni mW per canale degrada considerevolmente la trasmissione WDM; solo ora si iniziano a vedere le prime infrastrutture commerciali a 40 Gbit/s a causa della difficoltà di controllo del cross-talk dovuto alla conversione di frequenza su sistemi ad alta densità di energia. La miscelazione a quattro onde non è solo causa di problemi, sono molte le applicazioni che si stanno studiando; dalla conversione di lunghezza d'onda ai dispositivi a luce lenta, passando per l'amplificazione parametrica. In questo lavoro sarà affrontato questo effetto non lineare e alcune sue future applicazioni, oltre che i metodi per caratterizzarne alcune proprietà quali sintonizzabilità e effettivo guadagno ottenibile.

Il primo capitolo tratterà l'analisi teorica che sta alla base del FWM e le origini di questo effetto. Si mostrerà come ottenere guadagno a banda larga e a banda stretta. Si introdurrà il concetto di guadagno parametrico utile per meglio comprendere applicazioni di amplificazione parametrica. La miscelazione a quattro onde non è un fenomeno sempre presente, ma necessita di opportune condizioni dette di adattamento di fase. Si discuterà quindi il significato di tale adattamento di fase esponendo le tecniche pratiche per ottenerlo in una fibra singolo modo.

Il secondo capitolo espone le applicazioni pratiche che in futuro possono sfruttare l'effetto FWM. Viene inoltre approfondito il concetto di luce lenta e veloce e illustrate le relazioni che intercorrono fra il guadagno (o attenuazione) e il ritardo della luce. Il rallentamento della luce è una cosa nota, ma la difficoltà sta nel controllare questo ritardo e renderlo ampiamente sintonizzabile. Vengono quindi spiegate quali strade sta percorrendo la ricerca per aumentare l'intervallo di valori che può assumere il ritardo. Si conclude il capitolo esponendo alcune applicazioni pratiche che sfruttano linee fotoniche di ritardo per ottenere una manipolazione di onde alle microonde.

Il terzo capitolo illustra le simulazioni numeriche svolte prima di procedere con le sperimentazioni. In laboratorio era disponibile una fibra al bismuto, materiale che presenta altissime non linearità. È stato necessario caratter-

izzare la dispersione della fibra per capire dove posizionare il pompaggio e ottenere FWM. La fibra su cui si è prevalentemente lavorato è una fibra a dispersione spostata. Inizialmente si è cercato di capire quanta fibra utilizzare in funzione del ritardo, dello spostamento in frequenza e della banda introdotti dal FWM. Una volta decisa la lunghezza della fibra sono state calcolate le curve isoritardo e isobanda per ricavare la figura di merito. In questo modo si ha una stima di quanta potenza utilizzare per ottenere un ritardo sintonizzabile di un bit. In seguito, sfruttando le relazioni di dispersione dell'instabilità di modulazione si analizza dove è presente guadagno in una fibra a mantenimento di polarizzazione presente in laboratorio. Simulando poi di curvare la fibra a dispersione spostata si operano le stesse simulazioni svolte per la fibra birifrangente e si cerca di capire come ottenere un guadagno a banda stretta e quali sono le caratteristiche in termini di sintonizzabilità, larghezza di banda e potenza di picco.

Nel quarto capitolo vengono illustrati i diversi esperimenti eseguiti per la caratterizzazione di 500m di una fibra a dispersione spostata. Partendo dalla misura della dispersione dei modi di polarizzazione (polarization mode dispersion PMD) e dalla misura della dispersione cromatica, si procede esponendo come era composto il banco di prova per le diverse sperimentazioni FWM. Si divide il caso di emissione spontanea nel quale si è cercato di caratterizzare anche il coefficiente di non linearità attraverso una tecnica diretta; dal caso di emissione stimolata della miscelazione d'onde. L'emissione spontanea è servita per capire in fase post-simulativa come si comportava realmente la fibra soprattutto in funzione delle bande di sintonizzabilità. Una volta preparato il banco per l'attività in emissione stimolata si è cercato di misurare per via indiretta [12] il coefficiente di non linearità; si sono poi spiegati i motivi per cui l'esperimento non è andato a buon fine. Infine si è provato a misurare il guadagno per un segnale posizionato sull'onda anti-Stokes dell'emissione di FWM rispetto a valori di potenza sotto soglia minima per l'osservazione dell'effetto non lineare. Viene quindi illustrato il motivo per cui la tecnica adottata non è adatta alla misura del guadagno parametrico nel caso in cui la pompa sia modulata.

Capitolo 1

Miscelazione a Quattro Onde

1.1 Principi Fondamentali

L'origine della miscelazione a quattro onde sta nella risposta non lineare di un materiale in cui si propaga un campo elettromagnetico. Come presentato nella Eq. 1, il FWM è un processo generalmente dipendente dalla polarizzazione. In primo luogo si considera il caso scalare in cui tutti e quattro i campi sono polarizzati linearmente lungo un'asse principale di una fibra birifrangente tale da mantenere lo stato di polarizzazione. Introdotte quattro onde a frequenze ω_1 , ω_2 , ω_3 e ω_4 e linearmente polarizzate lungo lo stesso asse x , il campo elettrico totale può essere scritto come:

$$\mathbf{E} = \hat{x} \sum_{i=1}^4 A_i \exp[j(\beta_i z - \omega_i t)] + c.c. \quad (1.1)$$

dove $\beta_j = \tilde{n}_j \omega_j / c$ è la costante di propagazione e $\tilde{n}_j$ l'indice del modo. A_i è invece l'involuppo complesso del campo $\mathbf{e}_i(t)$ dell'onda i -esima. Presa l'Eq. 1.1, si può esprimere la polarizzazione del terzo ordine anche detta "polarizzazione non lineare" nella stessa forma con:

$$\mathbf{P}_{NL} = \hat{x} \sum_{i=1}^4 P_i \exp[j(\beta_i z - \omega_i t)] + c.c. \quad (1.2)$$

Si trova che ciascun P_j è costituito da un gran numero di termini che coinvolgono i prodotti di tre campi elettrici. Le polarizzazioni non lineari alle frequenze ω_i dipendono da due fattori di fase così definiti:

$$\theta_+ = (\beta_1 + \beta_2 + \beta_3 - \beta_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t, \quad (1.3)$$

$$\theta_- = (\beta_1 + \beta_2 - \beta_3 - \beta_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t. \quad (1.4)$$

Il FWM dipende dall'adattamento di fase tra E_i e P_i dovuto a θ_+ e θ_- . Nello specifico, la miscelazione si verifica ad opportune frequenze corrispondenti ai vettori d'onda che garantiscono un disadattamento di fase nullo. L'adattamento di fase infatti, al contrario di effetti quali Raman o Brillouin, richiede una precisa scelta di lunghezze d'onda di ingresso e dei parametri di fibra. Ci sono due tipi di generazione di frequenze somma espressi nell'equazione precedente: il termine contenente θ_+ corrisponde al caso in cui tre fotoni trasferiscono la loro energia a un singolo fotone alla frequenza $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$. Il termine contenente θ_- corrisponde al caso di interesse per questa tesi in cui due fotoni a frequenze ω_1 e ω_2 sono annichiliti (o viceversa generati), mentre due fotoni a frequenze ω_3 e ω_4 sono generati (o viceversa annichiliti) simultaneamente in modo tale che:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4. \quad (1.5)$$

Viene quindi definito l'adattamento di fase:

$$\begin{aligned} \Delta k &= \beta_3 + \beta_4 - \beta_1 - \beta_2 \\ &= \frac{\tilde{n}_3\omega_3 + \tilde{n}_4\omega_4 - \tilde{n}_1\omega_1 - \tilde{n}_2\omega_2}{c}. \end{aligned} \quad (1.6)$$

Un caso particolare di FWM (nel quale ci si porrà negli esperimenti) è il caso di pompa degenera $\omega_1 = \omega_2$. In questo modo è possibile ottenere la miscelazione a partire da un'unica pompa iniettata in fibra. In tal caso le due bande laterali generate si scostano simmetricamente dalla pompa di una frequenza:

$$\Omega_S = \omega_1 - \omega_3 = \omega_4 - \omega_2 \quad (1.7)$$

dove si è assunto $\omega_3 < \omega_4$. Le bande laterali a bassa frequenza e ad alta frequenza rispetto la pompa sono chiamate rispettivamente Stokes e anti-Stokes o comunemente banda del segnale e dell'onda oziosa (o idler).

Se viene lanciata in fibra solo la pompa e se si è in condizioni di adattamento di fase, le onde Stokes e anti-Stokes possono essere generate dal rumore. Se si sta stimolando il processo con un segnale a pulsazione ω_3 iniettato insieme alla pompa, il segnale viene amplificato, mentre viene generata un'onda a pulsazione ω_4 . Il guadagno responsabile dell'amplificazione è chiamato guadagno parametrico.

1.2 Equazioni Accoppiate

Date le equazioni di Maxwell e le relazioni costitutive, in assenza di cariche libere, di correnti impresse e di perdite per conduzione, il campo elettrico soddisfa l'equazione d'onda:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (1.8)$$

Data l'identità vettoriale:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}, \quad (1.9)$$

della quale il primo termine è nullo vista l'ipotesi di assenza di cariche libere, si può riscrivere l'Eq. 1.8 come:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (1.10)$$

Considerati gli inviluppi complessi dei segnali A_i , $[i = 1, \dots, 4]$, dalla relazione 1.10 si possono ottenere [1] quattro equazioni accoppiate che descrivono come variano le ampiezze complesse delle quattro onde lungo la coordinata longitudinale della guida:

$$\frac{dA_1}{dz} = j \frac{n_2 \omega_1}{c} \left[\left(f_{11} |A_1|^2 + 2 \sum_{k \neq 1} f_{1k} |A_k|^2 \right) A_1 + 2 f_{1234} A_2^* A_3 A_4 e^{j \Delta K z} \right], \quad (1.11)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = j \frac{n_2 \omega_2}{c} \left[\left(f_{22} |A_2|^2 + 2 \sum_{k \neq 2} f_{2k} |A_k|^2 \right) A_2 + 2 f_{1234} A_1^* A_3 A_4 e^{j \Delta K z} \right], \quad (1.12)$$

$$\frac{dA_3}{dz} = j \frac{n_2 \omega_3}{c} \left[\left(f_{33} |A_3|^2 + 2 \sum_{k \neq 3} f_{3k} |A_k|^2 \right) A_3 + 2 f_{1234} A_1 A_2 A_4^* e^{-j \Delta K z} \right], \quad (1.13)$$

$$\frac{dA_4}{dz} = j \frac{n_2 \omega_4}{c} \left[\left(f_{44} |A_4|^2 + 2 \sum_{k \neq 4} f_{4k} |A_k|^2 \right) A_4 + 2 f_{1234} A_1 A_2 A_3^* e^{-j \Delta K z} \right]. \quad (1.14)$$

I parametri f_{ik} e f_{ijkl} sono rispettivamente gli integrali di sovrapposizione fra due onde, e fra quattro onde. Il coefficiente non lineare n_2 (o coefficiente di Kerr) è invece introdotto per tenere conto della suscettività del terzo ordine nella definizione dell'indice di rifrazione; infatti dalla:

$$\mathbf{P} \approx \epsilon_0 (\chi^{(1)} + \chi^{(3)}|\mathbf{E}|^2) \mathbf{E} \quad (1.15)$$

si ha:

$$n = n_0 + n_2|\mathbf{E}|^2. \quad (1.16)$$

Per risolvere le equazioni accoppiate 1.11-1.14 è necessario usare solutori numerici; è tuttavia possibile effettuare delle approssimazioni se ci si mantiene in condizioni di pompa non svuotata e con potenza di pompa considerevolmente superiore alle altre onde. In tal caso, tutti gli integrali di sovrapposizione possono essere approssimati a:

$$f_{ik} \approx f_{ijkl} \approx \frac{1}{A_{eff}} \quad (1.17)$$

dove A_{eff} è l'area efficace della fibra. Definito quindi il parametro di non linearità:

$$\gamma_j = \frac{n_2 \omega_j}{c A_{eff}} \approx \gamma, \quad (1.18)$$

si possono risolvere le prime due equazioni 1.11, 1.12, relative alle due onde di pompa:

$$A_1(z) = \sqrt{P_1} \exp[j\gamma(P_1 + 2P_2)z], \quad (1.19)$$

$$A_2(z) = \sqrt{P_2} \exp[j\gamma(2P_1 + P_2)z]. \quad (1.20)$$

Questo risultato sta a significare che, nel caso di pompe non svuotate, le ampiezze delle pompe subiscono solo un ritardo di fase mantenendo appunto invariata l'ampiezza.

Per quando riguarda segnale e idler, si ottengono invece le seguenti equazioni accoppiate:

$$\frac{dA_3}{dz} = 2j[(\gamma_{31}P_1 + \gamma_{32}P_2)A_3 + \gamma_{3412}\sqrt{P_1P_2}e^{-j\theta z}A_4^*], \quad (1.21)$$

$$\frac{dA_4^*}{dz} = -2j[(\gamma_{41}P_1 + \gamma_{42}P_2)A_4^* + \gamma_{4312}^*\sqrt{P_1P_2}e^{j\theta z}A_3], \quad (1.22)$$

dove $\theta = \Delta k - (\gamma_1 + 2\gamma_{21})P_1 - (\gamma_2 + 2\gamma_{12})P_2$ e γ_{ij} e γ_{ijkl} sono i coefficienti di non linearità relativi alla sovrapposizione di diverse onde.

Con un cambio di variabili:

$$B_i = A_i \exp[-2j(\gamma_{i1}P_1 + \gamma_{i2}P_2)z], [i = 3, 4], \quad (1.23)$$

le equazioni accoppiate 1.13, 1.14 diventano:

$$\frac{dB_3}{dz} = 2j\gamma_{3412}\sqrt{P_1P_2}e^{-j\eta z}B_4^*, \quad (1.24)$$

$$\frac{dB_4^*}{dz} = -2j\gamma_{4312}^*\sqrt{P_1P_2}e^{j\eta z}B_3, \quad (1.25)$$

e viene definito il disadattamento di fase non lineare:

$$\eta = \Delta k - (\gamma_1 + 2\gamma_{21} - 2\gamma_{31} - 2\gamma_{41})P_1 - (\gamma_2 + 2\gamma_{12} - 2\gamma_{32} - 2\gamma_{42})P_2. \quad (1.26)$$

La soluzione delle precedenti equazioni differenziali è:

$$B_3(z) = (a_3e^{gz} + b_3e^{-gz})e^{-j\frac{\eta}{2}z}, \quad (1.27)$$

$$B_4^*(z) = (a_4e^{gz} + b_4e^{-gz})e^{j\frac{\eta}{2}z}, \quad (1.28)$$

dove a_3, a_4, b_3, b_4 sono costanti di integrazione e il coefficiente di guadagno è dato da:

$$g = \sqrt{4\gamma_{3412}\gamma_{4312}^*P_1P_2 - \left(\frac{\eta}{2}\right)^2}. \quad (1.29)$$

1.3 Disadattamento di Fase e Guadagno Parametrico

A partire dai risultati appena presentati, se ci si pone in condizioni di pompa non svuotata, si vede che è possibile approssimare gli integrali di sovrapposizione e ottenere soluzioni esatte individuate da due parametri del disadattamento di fase e del coefficiente di guadagno parametrico:

$$\eta = \Delta k + \gamma(P_1 + P_2), \quad (1.30)$$

$$g = \sqrt{(\gamma P_0 r)^2 - \left(\frac{\eta}{2}\right)^2}, \quad (1.31)$$

dove P_0 è la somma delle potenze delle due pompe in ingresso alla fibra e:

$$r = 2\frac{\sqrt{P_1P_2}}{P_0}. \quad (1.32)$$

Come già detto ci si interesserà solo al caso di pompa degenera con potenze d'ingresso $P_1 = P_2 = P_0/2$. Ciò significa che ai fini di questa tesi il disadattamento di fase è definito come:

$$\eta = \Delta k + 2\gamma P_0, \quad (1.33)$$

e il coefficiente di guadagno parametrico risulta quindi:

$$g = \sqrt{(\gamma P_0)^2 - \left(\frac{\Delta k}{2} + \gamma P_0\right)^2}. \quad (1.34)$$

Elaborando l'equazione precedente per via numerica si può osservare come varia il guadagno in funzione del disadattamento di fase per diversi valori di γP_0 . Nella Figura 1.1 sono espresse le curve relative a tre differenti valori di potenza d'ingresso iniettata.

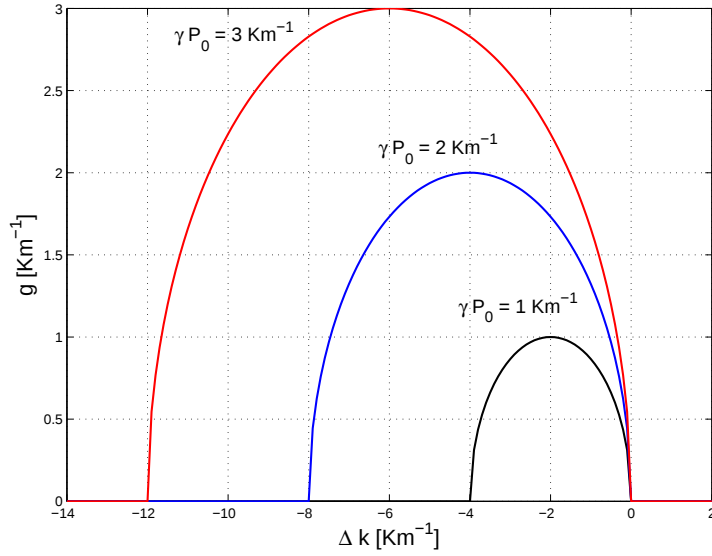


Figura 1.1: Guadagno ottenuto da una fibra caratterizzata da $\gamma = 2W^{-1}Km^{-1}$, le tre curve sono state ottenute rispettivamente per una potenza P_0 di 0.5, 1, 1.5 W.

Come si può osservare, il guadagno massimo è ottenuto nel caso in cui $\Delta k = -2\gamma P_0$ ovvero se è soddisfatta la condizione di adattamento di fase $\eta = 0$. Inoltre si ha guadagno quando g è reale e positivo pertanto sotto il vincolo:

$$-4\gamma P_0 < \Delta k < 0. \quad (1.35)$$

Risolvendo ora la 1.27 a una lunghezza di fibra pari a $z = L$, il guadagno di amplificazione è:

$$G_3 = \frac{P_3(L)}{P_3(0)} = 1 + \left[\frac{\gamma P_0}{g} \sinh(gL) \right]^2. \quad (1.36)$$

Prima dell'analisi dei diversi casi, va ricordato che si stà considerando il caso in cui i campi sono linearmente copolarizzati e gli stati di polarizzazione sono mantenuti lungo l'asse longitudinale di propagazione. Il FWM è molto dipendente dalla polarizzazione perchè richiede la conservazione del momento angolare dei fotoni coinvolti nell'interazione. In generale quindi lo spettro di guadagno può cambiare considerevolmente in base alla polarizzazione della pompa e del segnale. Nel caso di pompa degenera, i due fotoni di pompa hanno lo stesso stato di polarizzazione e quindi sono indistinguibili e in base alla polarizzazione della pompa, se si studiano le equazioni vettoriali del FWM [1], non tutti i termini possono produrre fotoni di idler. È facile intuire che il guadagno del segnale, se ci si pone con pompa degenera, è fortemente dipendente dalla polarizzazione relativa. È possibile [1], [14], [15], [16] far sparire la dipendenza dalla polarizzazione del segnale se invece si usano due pompe indipendenti sotto opportune condizioni (ad esempio pompe con polarizzazioni fra loro ortogonali una circolare destrorsa e l'altra sinistrorsa).

1.4 Tecniche di Adattamento di Fase

Come mostrato nel paragrafo precedente, è necessario essere in condizioni di adattamento di fase se si vuole osservare una miscelazione a quattro onde. In questo paragrafo vengono discusse le condizioni pratiche per ottenere adattamento di fase.

L'adattamento di fase $\eta = 0$, nel caso di pompa degenera, si può scrivere come:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\tilde{n}_3\omega_3 + \tilde{n}_4\omega_4 - \tilde{n}_1\omega_1 - \tilde{n}_2\omega_2}{c} + 2\gamma P_0 = 0 \\ &= \frac{n_3\omega_3 + n_4\omega_4 - n_1\omega_1 - n_2\omega_2}{c} + \\ &\quad + \frac{\Delta n_3\omega_3 + \Delta n_4\omega_4 - \Delta n_1\omega_1 - \Delta n_2\omega_2}{c} + 2\gamma P_0 = 0 \\ &= \Delta k_M + \Delta k_G + \Delta k_{NL} \end{aligned} \quad (1.37)$$

dove il primo termine è condizionato dalle dispersioni di materiale, il secondo dalla dispersione di guida e il terzo rappresenta l'effetto non lineare. Nel caso di fibra monomodale, la dispersione di guida è prossima a zero e non comparabile alla dispersione di materiale (tranne alla lunghezza d'onda λ_0 di dispersione nulla: zero dispersion wavelength ZDW). Per quel che concerne il disadattamento di fase in punti non prossimi allo ZDW (per fibre non birifrangenti), consegue che:

$$\eta \approx \Delta k_M + \Delta k_{NL} = 0 \quad (1.38)$$

Il caso più comune in cui si ottiene l'adattamento di fase è quello in cui si pone la lunghezza d'onda di pompa proprio in prossimità alla lunghezza d'onda λ_0 così da rendere comparabile la dispersione di guida e quella di materiale e ottenere una dispersione nulla. Nel caso in cui la dispersione sia equiparabile alla dispersione di materiale si può ottenere adattamento di fase agendo sulla potenza iniettata in modo da modificare il termine non lineare. Se si sfrutta una fibra birifrangente a mantenimento di polarizzazione in modo da polarizzare le due pompe sui due assi della fibra si riesce ad ottenere adattamento di fase in quanto si aumenta il termine di dispersione di guida. Praticamente si può agire su tutti e tre i termini presenti nella 1.37; la cosa importante è che la loro somma sia nulla.

1.4.1 Adattamento di Fase vicino allo Zero di Dispersione

Definita la dispersione come la derivata al secondo ordine della costante di propagazione $\beta(\omega_i) = n_i \omega_i / c_0$, il termine di dispersione di materiale può essere positivo o negativo (in base al caso ci si trovi rispettivamente in regione di dispersione normale o anomala) e per opportune frequenze può compensare il termine di non linearità. In tal caso ci si trova in adattamento di fase.

Se le frequenze che interagiscono sono sufficientemente prossime fra loro, si può considerare l'espansione di Taylor troncata al secondo ordine e valutata alla frequenza di pompa delle costanti di propagazione:

$$\begin{aligned} \beta(\omega_i) &\approx \beta(\omega_p) + \left. \frac{d\beta}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_p} (\omega_i - \omega_p) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\beta}{d\omega^2} \right|_{\omega=\omega_p} (\omega_i - \omega_p)^2 \\ &\approx \beta(\omega_p) + \beta_p^{(1)} (\omega_i - \omega_p) + \frac{1}{2} \beta_p^{(2)} (\omega_i - \omega_p)^2, [i = 3, 4], \end{aligned} \quad (1.39)$$

dalla quale:

$$\beta(\omega_3) \approx \beta(\omega_p) + \beta_p^{(1)} \Delta\omega + \frac{1}{2} \beta_p^{(2)} \Delta\omega^2, \quad (1.40)$$

$$\beta(\omega_4) \approx \beta(\omega_p) - \beta_p^{(1)} \Delta\omega + \frac{1}{2} \beta_p^{(2)} \Delta\omega^2, \quad (1.41)$$

quindi, per d'adattamento di fase, si ha:

$$\begin{aligned} \eta &\approx \beta(\omega_3) + \beta(\omega_4) - 2\beta(\omega_p) + 2\gamma P_0 \\ &\approx \beta_p^{(2)} \Delta\omega^2 + 2\gamma P_0. \end{aligned} \quad (1.42)$$

Da quanto descritto si conclude che la dispersione della velocità di gruppo deve essere negativa: $\beta_p^{(2)} = -2\gamma P_0 / \Delta\omega^2$ ovvero in caso di regione a dispersione anomala. Analizzando il vincolo 1.35 per ottenere guadagno, deve essere soddisfatta la:

$$-4 < \frac{\beta_p^{(2)}}{\gamma P_0} \Delta\omega^2 < 0. \quad (1.43)$$

Nella Figura 1.2 è disegnato l'adattamento di fase (normalizzato da $\gamma_0 P_0$) sotto il vincolo appena descritto. Si osserva quindi che in queste condizioni si ottiene un guadagno a banda larga. Dalla 1.43 infatti si ottiene la Figura 1.3.

Si consideri ora l'espansione di Taylor troncata al quarto ordine intorno alla pompa, si ottiene che il termine di disadattamento di fase dovuto alla dispersione diviene:

$$\Delta k_M \approx \beta_p^{(2)} \Delta\omega^2 + \frac{\beta_p^{(4)}}{12} \Delta\omega^4. \quad (1.44)$$

La 1.44 si può utilizzare su una banda di frequenze più ampia. Se $\beta_p^{(2)}$ è positiva (ovvero nel caso in cui la pompa si trovi nella regione di dispersione normale), è possibile riscontrare guadagno parametrico ponendo $\beta_p^{(4)}$ positiva.

Nelle Figure 1.4, 1.5 sono presenti i grafici di adattamento di fase normalizzato e guadagno rispetto allo spostamento in frequenza calcolati secondo lo sviluppo di Taylor troncato al quarto ordine. Si constata che in questo caso si ottengono due bande di accordo in fase e due spettri di guadagno molto stretti e distanti dalla pompa.

Si è osservato [7] che questi spettri di guadagno a banda stretta inducono un incremento dell'indice di gruppo per le lunghezze d'onda inferiori a quelle di pompa; viceversa l'indice di gruppo cala per lunghezze d'onda più grandi.

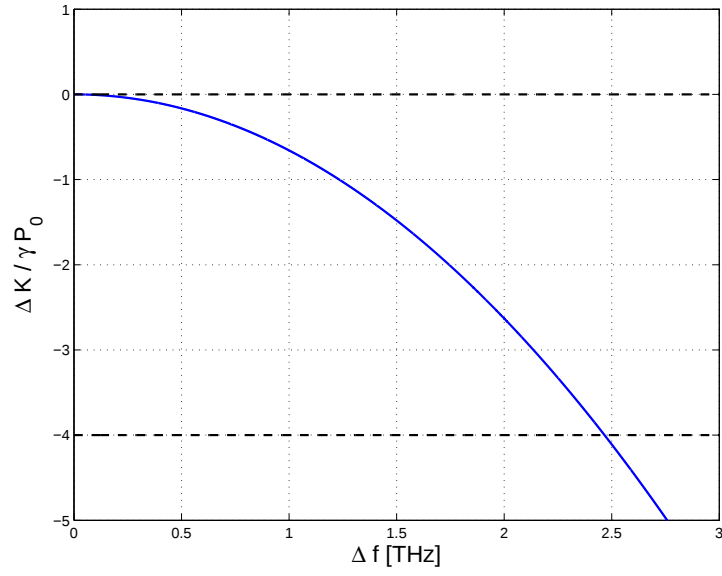


Figura 1.2: Adattamento di fase normalizzato in funzione di $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$. Risultati ottenuti ponendo $\beta_p^{(2)} = -0.5 * 10^{-27} s^2/m$, $\gamma = 2W^{-1}Km^{-1}$ e $P_0 = 10$ W .

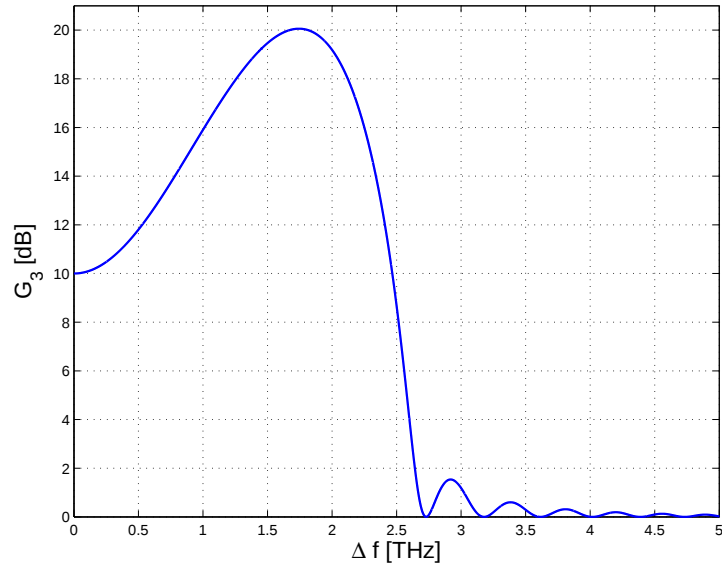


Figura 1.3: Guadagno rispetto lo spostamento in frequenza. Risultati ottenuti ponendo $\beta_p^{(2)} = -0.5 * 10^{-27} s^2/m$, $\gamma = 2W^{-1} Km^{-1}$, $P_0 = 10$ W e una lunghezza di fibra pari a $L = 1000m$.

Si osserva [8] che la larghezza di questi spettri che decresce molto velocemente con la distanza dalla pompa: viene riportato un esempio in cui la larghezza di banda a $200nm$ dalla pompa è solo $1/8$ della larghezza di banda distante 100 nm . Inoltre la larghezza di banda scala linearmente con $\gamma/\beta_p^{(4)}$; conseguentemente la larghezza di banda di una fibra ad alta non linearità risulta 10 volte più grande di una DSF (a parità di guadagno). Un'analisi sullo spostamento della pompa rispetto allo ZDW ha mostrato invece che è possibile ottenere una regione di guadagno sintonizzabile di centinaia di nanometri a fronte di uno spostamento di pompa di pochi nanometri. D'altro canto è che serve un'alta stabilità della pompa data la sensibilità insita in questo processo a banda stretta. Viene quantificata l'escursione massima che può avere la pompa per non sperimentare una variazione della regione di guadagno pari alla sua larghezza. Per una fibra DSF, se $|\lambda_p - \lambda_s| = 100(200)\text{ nm}$, l'escursione massima risulta $\delta = 0.2(0.05)\text{ nm}$. Nel caso di variazioni longitudinali dello zero di dispersione, si hanno fluttuazioni di $\beta_p^{(2)}$ che vanno a influire sulla posizione della regione di guadagno. Bisogna quindi verificare che la fibra in uso abbia poche variazioni in modo da poter approssimare la lunghezza d'onda di dispersione nulla pari al valore medio delle fluttuazioni presenti.

Il FWM dipende essenzialmente dai tre parametri γ , $\beta_p^{(2)}$ e $\beta_p^{(4)}$ e la scelta della fibra gioca quindi un ruolo fondamentale se si vogliono ottenere bande strette e grandi bande di sintonia. In un esperimento [11] di amplificazione parametrica con una fibra al bismuto (Bi-HNLF) caratterizzata da altissima non linearità, è stato possibile raggiungere larghezze di banda di $0.75nm$ e guadagni di 58 dB usando lunghezze pari a un paio di metri.

1.4.2 Variazioni dell'Adattamento di Fase con la Potenza

Se ci si trova nel caso di dispersione anomala con la pompa molto distante dalla ZDW, è possibile sfruttare il termine non lineare per aggiustare l'adattamento di fase in funzione della potenza. Considerato il fatto che in queste condizioni, la dispersione è approssimabile alla dispersione di materiale ed è negativa, si trova la seguente relazione:

$$\beta_p^{(2)} \Delta\omega^2 + 2\gamma P_0 = 0. \quad (1.45)$$

Se $\beta_p^{(4)}$ diventa significativo e quindi comparabile a $\beta_p^{(2)}$, similmente a quanto visto nel paragrafo precedente, si deve tener conto della componente di quarto ordine e si ha:

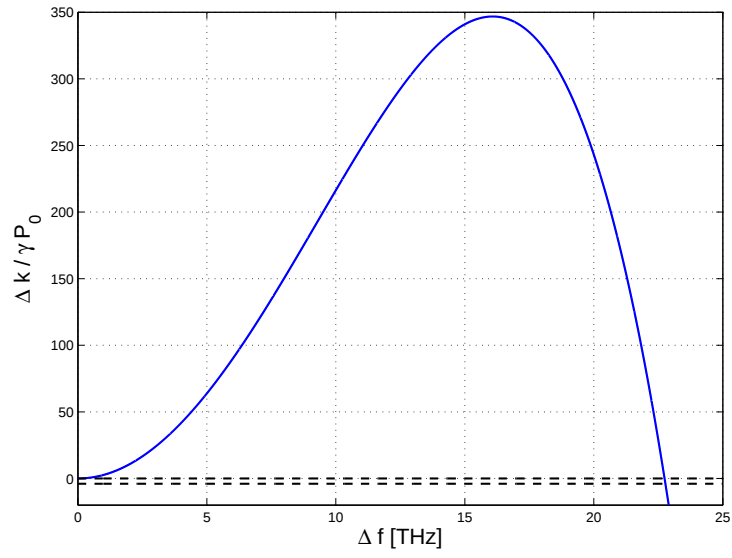


Figura 1.4: Adattamento di fase normalizzato in funzione dello spostamento in frequenza. Risultati ottenuti ponendo $\beta_p^{(2)} = 6.8 * 10^{-28} s^2/m$, $\beta_p^{(4)} = -4 * 10^{-55} s^4/m$, $\gamma = 2W^{-1} Km^{-1}$ e $P_0 = 5 \text{ W}$.

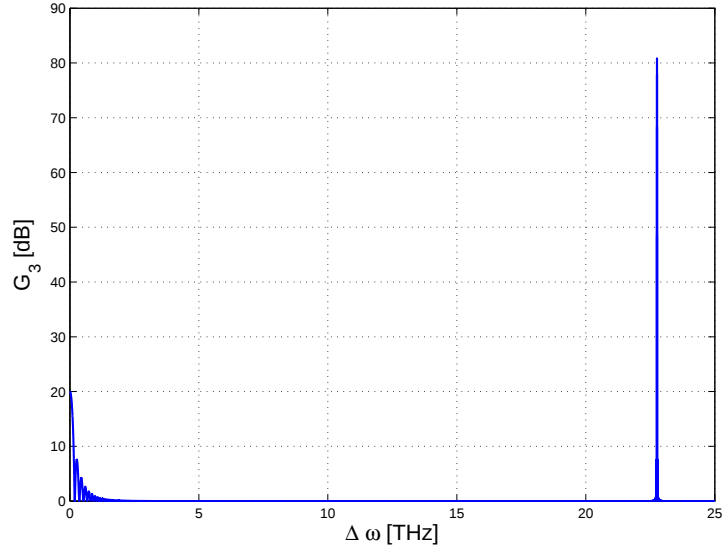


Figura 1.5: Guadagno rispetto lo spostamento in frequenza. Risultati ottenuti ponendo $\beta_p^{(2)} = 6.8 * 10^{-28} s^2/m$, $\beta_p^{(4)} = -4 * 10^{-55} s^4/m$, $\gamma = 2W^{-1}Km^{-1}$, $P_0 = 5$ W e una lunghezza di fibra pari a $L = 1000m$.

$$\beta_p^{(2)} \Delta\omega^2 + \frac{\beta_p^{(4)}}{12} \Delta\omega^4 + 2\gamma P_0 = 0. \quad (1.46)$$

In entrambi i casi lo spostamento in frequenza dipende direttamente dalla potenza iniettata.

1.4.3 Adattamento di Fase in Fibre Birifrangenti

Un'altro metodo per ottenere l'adattamento di fase risulta essere l'uso di fibre birifrangenti, propagando due onde di pompa su polarizzazioni ortogonali. Vantaggi di usare una fibra birifrangente singolo modo per ottenere l'adattamento di fase sono il largo intervallo di frequenze di pompa usabili e la possibilità di sintonizzare la frequenza del segnale attraverso agenti esterni come temperatura e stress meccanici. Le frequenze di segnale e idler si possono variare su un grande intervallo controllando la frequenza della pompa e la birifrangenza della fibra. In generale la birifrangenza di fibra dipende direttamente dalla frequenza, si rimane comunque in ipotesi di fibra a birifrangenza costante per semplificare lo studio dello spostamento parametrico. Definita la birifrangenza modale col parametro adimensionale:

$$B_m = \frac{|\beta_{(x)} - \beta_{(y)}|}{k_0} = |n_{(x)} - n_{(y)}|, \quad (1.47)$$

dove $n_{(x)}$ e $n_{(y)}$ sono gli indici di rifrazione modali per i due stati di polarizzazione ortogonali presenti in fibra, per convenzione, rispettivamente asse lento e asse veloce. Si può dire che gli indici modali si scostano dall'indice "naturale" della fibra rispettivamente di $\delta n_{(x)}$ e $\delta n_{(y)}$. Viene anche definita la lunghezza di battimento:

$$L_B = \frac{2\pi}{|\beta_{(x)} - \beta_{(y)}|} = \frac{\lambda}{B_m}. \quad (1.48)$$

In questo caso il termine di dispersione di guida nella 1.37 è fortemente dominato dalla 1.47.

Per ottenere l'adattamento di fase, come quanto osservato nei paragrafi precedenti, i termini di dispersione di materiale e di guida devono annullarsi a vicenda. Il termine di dispersione di guida ad esempio [1] può essere negativo se la pompa è polarizzata lungo l'asse lento e il segnale e l'idler lungo l'asse veloce. In tal caso:

$$\Delta k_G = \frac{[\delta n_{(y)}(\omega_3 + \omega_4) - 2\delta n_{(x)}\omega_1]}{c} = -2\omega_1 \frac{B_m}{c}. \quad (1.49)$$

È noto [13] [14] [15] [16] che il fenomeno dell'instabilità di modulazione e il FWM sono strettamente collegati e che nella copropagazione di onde su fibre altamente birifrangenti si può controllare il fenomeno con la potenza in ingresso e la sintonia della pompa; in questo modo si ottiene un miglior adattamento di fase. Il guadagno viene massimizzato ponendo la pompa con un angolo di polarizzazione fra i due assi di 45° . La relazione di guadagno in tal caso è:

$$G(\omega) = 2|Im(K)|, \quad (1.50)$$

dove, data la relazione di dispersione:

$$[(K - b)^2 - H][(K + b)^2 - H] = C_x^2, \quad (1.51)$$

si ha:

$$K = (H + b^2) \pm \sqrt{(H + b^2)^2 + C_x^2 - (H - b^2)^2}, \quad (1.52)$$

nella quale:

$$H = \beta_p^{(2)} \Delta\omega^2 \left(\frac{\beta_p^{(2)} \Delta\omega^2}{4} + \gamma P_0 \right), \quad (1.53)$$

$$b = \frac{\Delta\omega}{2} (\beta_{p(x)}^{(1)} - \beta_{p(y)}^{(1)}) = \frac{\Delta\omega}{2} \delta, \quad (1.54)$$

$$C_x = \frac{2}{3} \beta_p^{(2)} \gamma P_0 \Delta\omega^2, \quad (1.55)$$

$$\delta = \frac{1}{v_{g(x)}} - \frac{1}{v_{g(y)}} = \frac{B_m}{c}, \quad (1.56)$$

e $\Delta\omega$ è lo spostamento [rad/s] rispetto alla posizione della pompa.

In base al segno di $\beta_p^{(2)}$ e a seconda della polarizzazione delle onde, si possono distinguere tutti i casi di adattamento di fase per una fibra birifrangente.

I risultati di ogni processo parametrico sono riportati in Tabella 1.1. Gli spostamenti in frequenza contengono un errore del 10% data l'ipotesi di birifrangenza costante. Per lo svolgimento di questa tesi ci si porrà in uno dei due primi processi in modo da osservare segnale e idler su due assi diversi.

Processo	A_1	A_2	A_3	A_4	$\Delta\omega$	Condizione
1	slow	fast	slow	fast	$\frac{B_m}{ \beta_2 c}$	$\beta_2 > 0$
2	slow	fast	fast	slow	$\frac{B_m}{ \beta_2 c}$	$\beta_2 < 0$
3	slow	slow	fast	fast	$\sqrt{\frac{4\pi B_m}{ \beta_2 \lambda_p}}$	$\beta_2 > 0$
4	fast	fast	slow	slow	$\sqrt{\frac{4\pi B_m}{ \beta_2 \lambda_p}}$	$\beta_2 < 0$

Tabella 1.1: Processi FWM in adattamento di fase per fibre birifrangenti.

Capitolo 2

Applicazioni della Miscelazione a Quattro Onde

La miscelazione a quattro onde permette di realizzare amplificatori ottici e, da questi, molti altri dispositivi utili per una realizzazione tutta ottica dei segnali. Il fenomeno del FWM per sviluppare amplificatori parametrici è noto da oltre trent'anni, ma solo nell'ultima metà di questi ci si è prodigati e si è posta maggior attenzione alle possibili applicazioni pratiche.

2.1 Risvolti Pratici per l'Amplificazione Parametrica

L'effetto di diafonia presente su un canale WDM dovuto alla miscelazione d'onde non ha sempre un risvolto negativo. È infatti possibile sfruttare il FWM per indurre effetti benefici o per creare dispositivi. Come conseguenza diretta dell'amplificazione parametrica è possibile innanzitutto agire con una pompa posta a una lunghezza d'onda separata dai canali di trasmissione per rigenerare i canali stessi. I vantaggi principali di questi amplificatori sono, come già visto, l'ampia banda di sintonizzabilità e l'alta flessibilità in quanto al contrario degli amplificatori in fibra drogata all'erbio possono avere una banda di guadagno sia molto larga che molto stretta.

Il guadagno parametrico, oltre che permettere la realizzazione di amplificatori parametrici, ci consente l'ingegnerizzazione [1] di altri strumenti come:

1. laser parametrici;
2. generatori di treni d'impulsi;

3. demultiplatori TDM;
4. sorgenti WDM;
5. sensori;
6. dispositivi per la conversione di lunghezza d'onda e switch ottici.

Inserendo una fibra in una cavità ottica e ponendosi nel caso di pompa degenera è possibile realizzare un laser parametrico (o oscillatore parametrico). Grazie al fenomeno FWM infatti si creano segnale e idler a partire da un'unica frequenza di pompaggio. Inizialmente viene generata l'emissione spontanea della miscelazione d'onde; questa propagandosi ripetutamente in cavità stimola le due onde e si ottengono dei guadagni sintonizzabili. All'uscita di questo dispositivo si trovano quindi i segnali Stokes e anti-Stokes a frequenze sintonizzabili. Un'applicazione molto interessante per il prossimo futuro e figlia diretta del laser parametrico è la proposta in [18]. Data la natura quantica dell'effetto si riuscirà a inviare le chiavi di decriptazione su canali sicuri nei quali il tentativo di leggere il dato, ne cambia la struttura consentendo al ricevitore di accorgersi dell'intromissione.

Il laser a instabilità di modulazione è un oscillatore molto simile al laser parametrico se non per il fatto che opera in regione di dispersione anomala e sfrutta anche il legame non lineare con la potenza per ottenere adattamento di fase ai fini di porsi in condizioni di amplificazione parametrica. Recentemente l'uso di fibre ad alta non linearità e fibre a cristallo fotonico ha permesso di migliorare molto l'efficienza di questi sistemi e di comprendere meglio le potenzialità del FWM. Ad oggi è possibile realizzare laser a banda molto stretta e (nel caso di instabilità di modulazione) possono essere forzati a emettere treni di impulsi molto corti (ordine dei femtosecondi) oltre che ottenere [1] bande di sintonizzazione di oltre 200 nm.

A partire da un'onda continua è possibile generare un treno di impulsi. Modulando sinusoidalmente un'onda, si inietta in fibra un segnale che varia la propria lunghezza d'onda periodicamente attorno alla frequenza guadagno parametrico. In questo modo si ottiene un alto guadagno alla frequenza di modulazione desiderata. Il risultato sono una sequenza di impulsi molto corti e con periodo stabile.

Una delle applicazioni oggi più interessanti per la commercializzazione è la demultiplazione di segnali TDM. In un segnale TDM i bit provenienti da N differenti canali sono posti in sequenza tale per cui due bit consecutivi di un unico canale sono separati da N-1 bit. Uno specifico canale può essere demultiplato se si modula con la frequenza di cifra la pompa. Quando la

pompa e il segnale sono temporalmente sovrapposti, si genera una replica dei bit del canale nell'onda idler.

Anche il campo della sensoristica può ricavare enormi benefici dalle applicazioni che derivano dal FWM. Il supercontinuo è un effetto di miscelazione d'onde in cascata e permette di ottenere bande di guadagno molto ampie e piatte. Si può quindi pensare di sfruttarlo in fibra come sensore di sostanze in contatto con quest'ultima. È noto che ogni mezzo ha delle proprie frequenze di risonanza che lo caratterizzano univocamente. Si può quindi realizzare uno spettrometro osservando dove si trovano gli assorbimenti nel supercontinuo. In questo modo si può individuare la presenza e la quantità di determinati gas nell'ambiente di lavoro della fibra. Grazie al supercontinuo si può pensare di creare anche una sorgente WDM. Necessitando di una moltitudine di canali è necessario ottenere un controllo molto stretto sulla larghezza e la distanza di ogni canale. Dalla generazione di supercontinuo si procede attraverso un filtraggio periodico per "creare" gli spazi fra canali.

Un'altra conseguenza diretta del FWM è che dato un segnale posizionato nella banda Stokes rispetto a una pompa λ_p , si ottiene una generazione spontanea di un'onda idler nella banda anti-Stokes. Questo effetto può essere sfruttato per progettare dei dispositivi atti alla conversione di lunghezza d'onda di un segnale. Grazie alla conversione di lunghezza d'onda si può anche pensare di creare uno switch molto veloce senza passare per l'elettronica, ma sfruttando solo le proprietà ottiche di mezzi ad alta non linearità. Similmente a quanto visto per il demultiplexing di segnali TDM, si controlla l'uscita idler attraverso l'apertura della pompa sovrapposta temporalmente al segnale.

2.2 La Luce Lenta

Si consideri il tipico modello di stratificazione di un sistema di telecomunicazioni. Una rete attualmente è composta da dispositivi elettronici che si trovano su strati superiori e dove avviene ad esempio l'instradamento di un pacchetto. Nello strato più basso si trovano le fibre ottiche che trasportano i dati per distanze di decine di chilometri. Prima dell'invenzione dell'amplificatore ottico, era necessario rigenerare il segnale convertendolo in elettronica, filtrando il rumore e poi ritrasmetterlo nel tratto successivo di fibra con una riconversione ottica. Quel metodo molto complicato non permetteva una trasparenza trasmettitore-ricevitore nel caso si volesse cambiare il formato di modulazione e la frequenza di cifra in quanto i rigeneratori dipendevano da questi parametri fondamentali. Inoltre era necessario disporre di un'elettron-

ica molto veloce. Con l'impiego di amplificatori ottici queste problematiche sono sparite in quanto indipendenti dal tipo di trasmissione.

Dispositivi di commutazione dei pacchetti sono però ancora elettronici e la possibilità di renderli ottici semplificherebbe l'infrastruttura aumentando la velocità e abbassando i consumi energetici. Ad oggi, la trasformazione di questi sistemi in equivalenti ottici è ancora lontana e necessita fra l'altro di memorie (o buffer) ottiche dove immagazzinare il pacchetto durante l'elaborazione dell'header per l'instradamento.

Una possibile soluzione sono le linee di ritardo.

In passato è stato dimostrato [6] che è possibile sfruttare la trasparenza elettromagnetica indotta per ottenere ritardi impressionanti. In quell'esperimento si è rallentata la luce fino a 17 metri al secondo e sebbene le condizioni non siano riproducibili in un normale sistema di comunicazione, l'interesse da parte del mondo scientifico è subito aumentato.

Una semplice fibra arrotolata su un supporto cilindrico può considerarsi una linea di ritardo, ma gli inconvenienti non sono pochi: grandi attenuazioni, distorsione dovuta alla PMD, ne fanno una linea poco efficiente. Va inoltre osservato che una linea fissa su un supporto non può che dare un ritardo costante senza la possibilità di sintonizzarlo.

Il rallentamento della luce (ma anche il suo incremento) derivano direttamente dalle relazioni di Kramers-Kronig fra la parte reale e immaginaria della suscettività che obbedisca alla legge di causalità. Data una pulsazione di risonanza ω_0 si ha che la parte immaginaria della suscettività dielettrica χ è una riga di assorbimento (o di guadagno) e la parte reale rappresenta l'indice di rifrazione:

$$n = 1 - \Delta n_{max} \frac{2(\omega_0 - \omega)\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2}, \quad (2.1)$$

$$\alpha = \Delta n_{max} \frac{\gamma^2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \gamma^2}, \quad (2.2)$$

in cui Δn_{max} e γ dipendono dallo specifico materiale usato per la propagazione. Data la velocità di fase:

$$v_f = \frac{c}{n}, \quad (2.3)$$

si ricorda che se un mezzo è dispersivo, si ha una velocità di gruppo (ovvero la velocità con la quale viaggia il picco dell'impulso) pari a:

$$v_g = \frac{1}{\frac{d\beta}{d\omega}} = \frac{c}{\frac{d(n\omega)}{d\omega}} = \frac{c}{n + \omega \frac{dn}{d\omega}}, \quad (2.4)$$

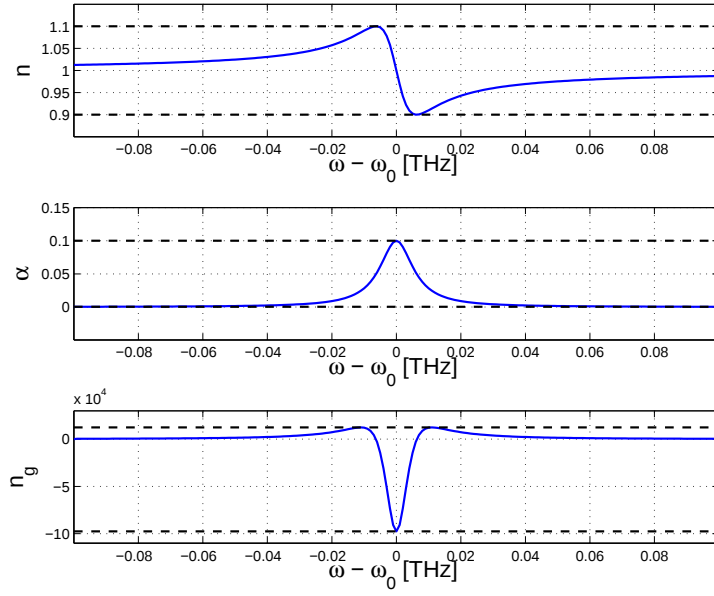


Figura 2.1: Rappresentazione di (a) indice di rifrazione n , (b) coefficiente di assorbimento α e (c) indice di gruppo n_g in funzione della frequenza per un valore di risonanza del mezzo. Valori tipici per un vapore atomico come in [6] $\Delta n_{max} = 0.1$, $\gamma = 2\pi(1 * 10^9)s^{-1}$, $\omega_0 = 2\pi(5 * 10^{14})s^{-1}$.

da cui si definisce l'indice di gruppo:

$$n_g = n + \omega \frac{dn}{d\omega}. \quad (2.5)$$

In Figura 2.1 viene riportato il comportamento in frequenza dell'indice di gruppo per un vapore atomico in prossimità di una frequenza di risonanza.

Per mezzi senza dispersione si ha quindi che $dn/d\omega = 0$ e che $v_f = v_g = c/n$. Per mezzi dispersivi invece ci si può porre in due condizioni diverse.

Se $dn/d\omega > 0$ ci si trova in dispersione normale con conseguente velocità di gruppo inferiore alla velocità di fase (luce lenta). Nel caso di dispersione anomala ($dn/d\omega < 0$) si può ottenere luce veloce o propagazione superluminare ($v_g = \infty$ se $dn/d\omega = -n(\omega)/\omega$) oppure luce negativa ($dn/d\omega < -n(\omega)/\omega$). In Figura 2.2 c'è una raffigurazione che schematizza i diversi casi di luce lenta ($v_g < c$), velocità della luce ($v_g = c$), luce veloce ($v_g > c$) e luce negativa ($v_g < 0$).

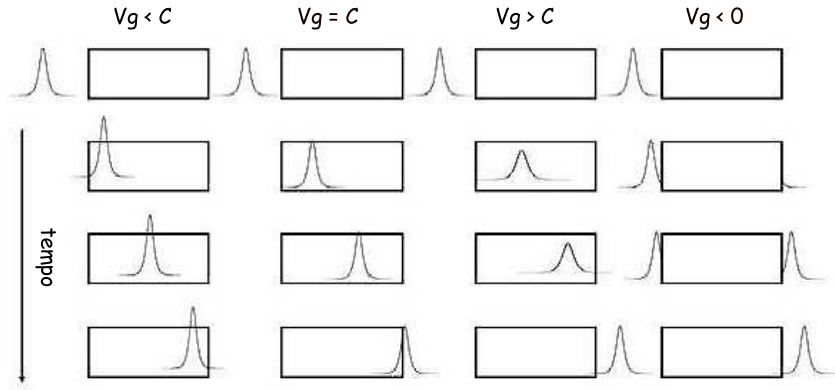


Figura 2.2: Schema rappresentante un impulso che si propaga attraverso un mezzo per vari valori di velocità di gruppo.

Il caso di luce veloce appena illustrato nel quale la dispersione anomala propone comportamenti inattesi sembra violare la teoria della relatività perchè l'impulso andrebbe più veloce della luce. In realtà nel mezzo ci sono perdite elevate in corrispondenza della frequenza di risonanza dove la velocità di gruppo può non corrispondere alla velocità del trasporto d'energia. Inoltre nei mezzi dispersivi il vettore d'onda è complesso e l'analisi di come viaggia un impulso è più complessa e porta a risultati che in ogni caso rispettano la teoria della relatività.

Appurato il fatto che in corrispondenza di una riga di assorbimento (o guadagno) è possibile ottenere un incremento dell'indice di gruppo, si può

pensare di usare una guida d'onda a tale scopo. In questo modo, al contrario dell'esperimento di trasparenza indotta [6], si ha confinamento dell'onda e fenomeni non lineari localmente lievi possono accumulare un effetto elevato al termine della guida. Il FWM è un fenomeno ideale per la creazione di guadagni a banda non troppo stretta (come invece si ottengono con lo scattering di Brillouin). Con questa tecnica è anche possibile sintonizzarne la frequenza e l'amplificazione ampliando i gradi di libertà in gioco e quindi le possibilità di ritardare un impulso in maniera desiderata. Nel 2005 [7] è stato dimostrato che questa tecnica in concomitanza con lo Scattering Raman, produce un ritardo sintonizzabile. L'anno seguente altri esperimenti [9], [10] sono stati condotti sfruttando l'amplificazione parametrica e una soluzione di questo tipo in regime di dispersione normale con banda molto stretta può far osservare ritardi di alcune decine di picosecondi per trasmissioni di 10 Gb/s. Nel 2008 alcuni ricercatori dell'università di Tokyo [11] hanno dimostrato come usando fibre ad altissima non linearità come quelle al bismuto, si possa giungere a righe di guadagno molto strette (0.75 nm) con picchi d'amplificazione veramente alti (58 dB) sfruttando solo due metri di fibra. La lunghezza della fibra può influenzare negativamente i ritardi ottenuti dall'amplificazione parametrica. Per questo è giusto investigare la possibilità di integrare effetti macroscopici su spazi sempre più piccoli. Le principali cause di degrado d'efficienza sono le possibili variazioni dei parametri di propagazione lungo l'asse longitudinale e la dispersione dei modi di polarizzazione che agisce direttamente sulle condizioni di accordo di fase e di polarizzazione. Sarà quindi interessante investigare gli effetti benefici di una fibra a mantenimento nella quale la polarizzazione è allineata a 45° fra la pompa e il segnale.

Rispetto alle considerazioni iniziali si capisce che ritardi elevati si possono attualmente osservare in condizioni di alti guadagni per bande strette. E' quindi improponibile pensare di ritardare i pacchetti di varie migliaia di bit perchè oltre a necessitare di ritardi ben più grandi di quelli osservati fin'ora, i segnali in questione sono segnali a banda larga. È però possibile sfruttare la fotonica per l'elaborazione di segnali a microonde. Raggiungere una sintonizzabilità di anche solo un bit sulle linee ottiche è infatti sufficiente per molte applicazioni ai segnali a microonde.

2.3 Applicazioni per la Fotonica alle Microonde

Sebbene in alcuni casi il maggior problema delle linee ottiche applicate per l'elaborazione alle microonde sia ancora il limitato intervallo di sintonizzabilità del ritardo, si prevede un rapido progresso nel breve periodo.

Molto spesso, quando si parla di radar, si è soliti immaginare a un'antenna di grandi dimensioni disposta su un supporto meccanico fatto ruotare con continuità rispetto all'asse verticale per monitorare lo spazio circostante. In realtà la teoria delle antenne permette di ingegnerizzare i lobi di ricezione. Ponendo schiere di antenne su una griglia a passo costante, alimentate con segnali sfasati tra loro, si ottengono alti guadagni nelle direzioni desiderate. In questo modo è possibile eliminare la necessità di un supporto meccanico costoso e più facilmente danneggiabile. Il problema del controllo della fase (o del ritardo) del segnale che deve giungere a ogni antenna della schiera non è banale. Se si riuscisse a controllare la fase del segnale tramite una linea di ritardo ottico, si otterrebbero sistemi robusti e compatti che troverebbero impiego in molteplici applicazioni: dai radar alla comunicazione terra-velivoli; dal monitoraggio dello spazio profondo alle applicazioni MIMO su sistemi cellulari.

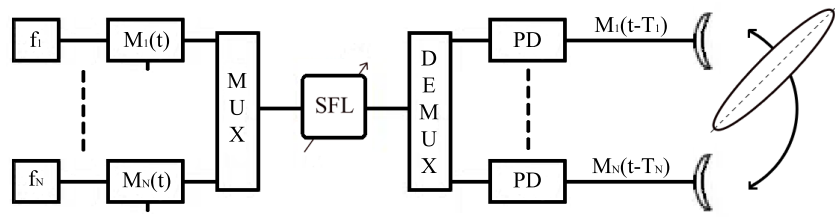


Figura 2.3: Impiego dell'elemento di ritardo per la creazione di una schiera fasata per l'indirizzamento del fascio.

Il filtraggio di segnali elettrici è una delle applicazioni più interessanti. Sviluppare filtri riconfigurabili che operano su alte frequenze (fino a decine se non centinaia di GHz) è un obiettivo molto ambizioso. Attraverso una linea di ritardo ottica si può agire direttamente sulla funzione di trasferimento del dispositivo posizionando gli zeri e i poli del filtro. Filtri di questo genere, oltre a poter operare su bande vastissime, permettono riposizionamenti veloci, nell'ordine di pochi nanosecondi.

Oltre all'interferenza distruttiva che permette di realizzare i filtri, si può immaginare di sfruttare la linea di ritardo per la realizzazione di sorgenti alle microonde. Gli oscillatori attuali sono fortemente limitati dalla frequenza massima a cui opera l'elettronica. L'uso di elementi a luce lenta e veloce sintonizzabili permettono la creazione di generatori di frequenza con alta purezza spettrale operanti fino a 100 GHz.

Lo sviluppo di sistemi di questo genere permetterebbe quindi di ottenere strumenti più efficienti in termini di banda utile, con minori distorsioni e

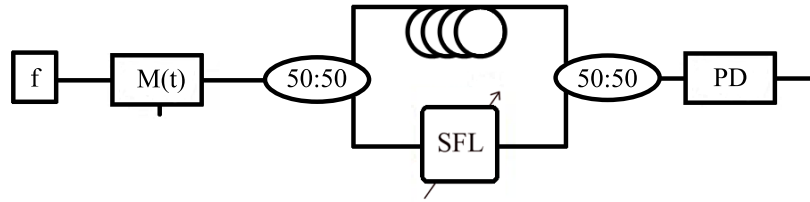


Figura 2.4: Setup di un filtro notch alle microonde con l'impiego di un elemento a luce lenta/veloce.

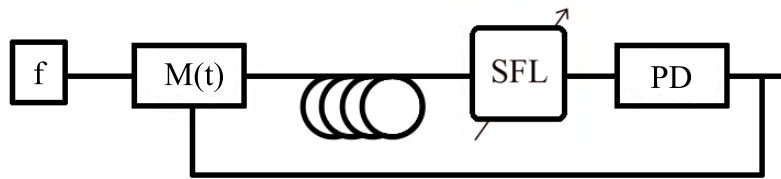


Figura 2.5: Esempio di un oscillatore opto-elettronico con l'uso della linea di ritardo.

maggior risparmio energetico rispetto a ciò che oggi si realizza con equivalenti elettronici.

Capitolo 3

Analisi Teorica-Numerica

3.1 Fibra al Bismuto

Le fibre all'ossido di bismuto BI-HNLF presentano un'altissima non linearità (circa mille volte una tradizionale fibra basata sulla tecnologia al silicio) e hanno un'elevata dispersione alle lunghezze d'onda di interesse per le telecomunicazioni (1550 nm). È stato dimostrato [11] che l'amplificazione parametrica ottenuta da una fibra di questo tipo risulta a banda molto stretta e che la lunghezza d'onda dove si trova il massimo guadagno è sintonizzabile con la lunghezza d'onda di pompa. In laboratorio è disponibile una fibra realizzata con vetri al bismuto ABH160 e B027 (di Asahi Glass Co.) usati rispettivamente nel nucleo e nel mantello. Per determinare l'indice di rifrazione di questi materiali, si è usata la formula (2) presente in [12]. Data la costante di propagazione nel mezzo:

$$\beta = \frac{2\pi n}{\lambda}, \quad (3.1)$$

ne vengono raffigurati il secondo e il quarto ordine superiori.

La relazione fra dispersione e β_2 :

$$D_M = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2}, \quad (3.2)$$

ci permette di rappresentare facilmente la dispersione di materiale in fibra al variare della lunghezza d'onda.

Anche la guida impone una dispersione della velocità di gruppo. Il fattore guidante è dato da:

$$D_W = -\frac{\nu n_N \Delta}{\lambda c_0} \frac{d^2(\nu b)}{d\nu^2}, \quad (3.3)$$

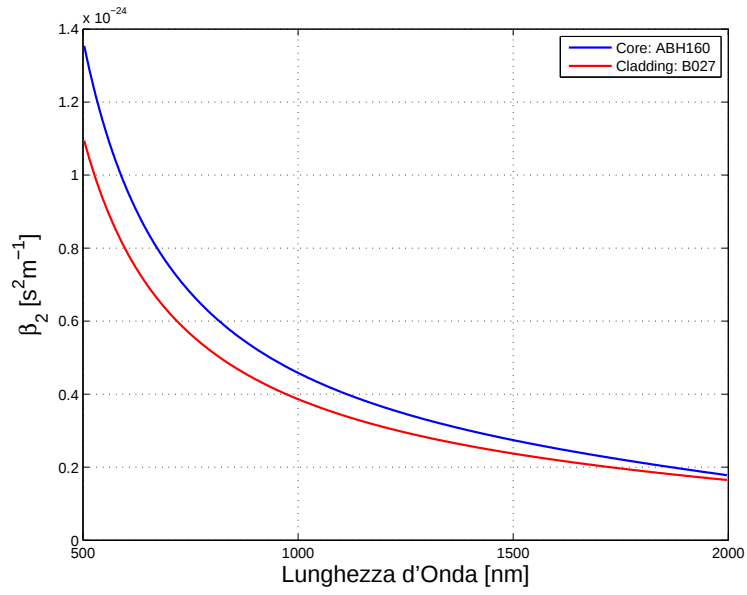


Figura 3.1: Secondo ordine superiore della costante di propagazione per la fibra BI-HNLF.

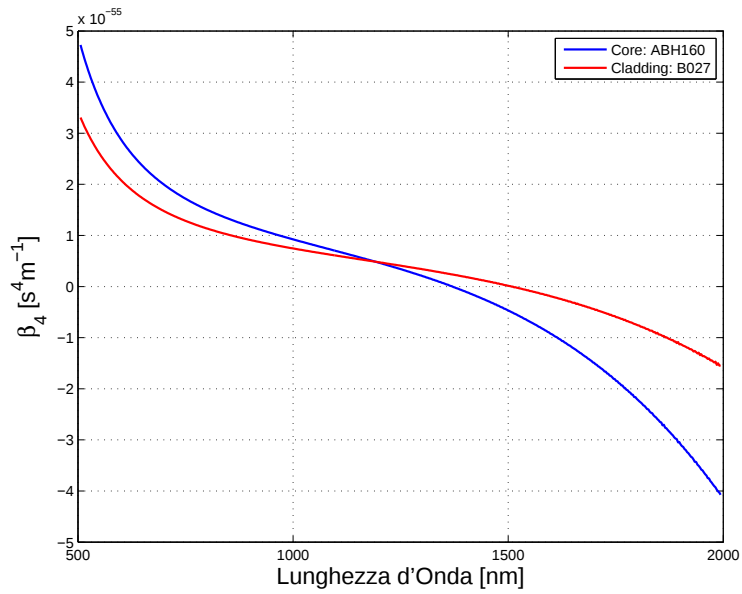


Figura 3.2: Quarto ordine superiore della costante di propagazione per la fibra BI-HNLF.

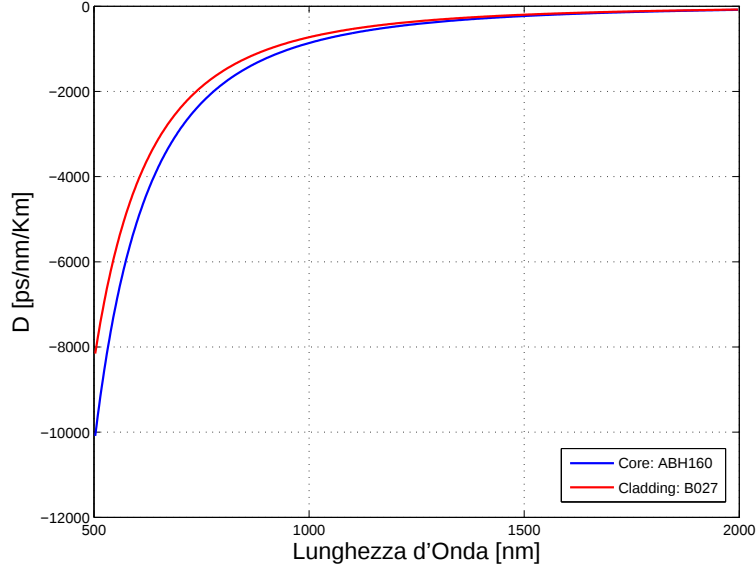


Figura 3.3: Dispersione di materiale per la fibra BI-HNLF.

dove Δ è la differenza relativa fra gli indici di rifrazione del nucleo e del mantello: $(n_N - n_M)/n_N$; ν è la frequenza normalizzata:

$$\nu = \frac{\pi n_N d}{\lambda} \sqrt{2\Delta}, \quad (3.4)$$

dove d è il diametro del nucleo e b è la costante di propagazione normalizzata ottenuta per via numerica come soluzione alla funzione dei modi LP_{01} .

Vengono quindi riportati i parametri fondamentali della fibra al bismuto per una lunghezza d'onda operativa di $1550nm$ in Tabella 3.1.

3.2 Fibra a Dispersione Spostata

Fin dalle prime proposte [7] di utilizzo dell'amplificazione parametrica a banda stretta per indurre un rallentamento sintonizzabile della luce in un sistema integrato in fibra, si sono utilizzate le fibre a dispersione spostata (DSF). In primo luogo esse hanno risposte maggiormente non lineari delle fibre standard ciò dovuto al fatto che l'area efficace è più piccola; caratteristica fondamentale è inoltre che presentano lo zero di dispersione a lunghezze d'onda vicino i $1550nm$ così da raggiungere un adattamento di fase ottimo e lavorare nelle bande di nostro interesse. Partendo da una bobina di fibra DSF di 5

Parametro	Valore	Unità di Misura
n_N	2.218	—
n_M	2.122	—
β_2	$2.624 * 10^{-25}$	s^2m^{-1}
β_4	$-6.85 * 10^{-56}$	s^4m^{-1}
D_M	-205.9	$ps/nm/Km$
D_W	-56	$ps/nm/Km$
D_{TOT}	-262	$ps/nm/Km$

Tabella 3.1: Caratteristiche della fibra BI-HNLF alla lunghezza d'onda di 1550 nm.

Km con caratteristiche stimate descritte in Tabella 3.2 , è stato necessario capire quanta fibra utilizzare per sperimentare un ritardo di un bit a 40 Gb/s (corrispondente a 25 ps).

Parametro	Valore	Unità di Misura
λ_0	1547	nm
$\beta_{3\lambda_0}$	$1.1 * 10^{-40}$	s^3m^{-1}
$\beta_{4\lambda_0}$	$-4 * 10^{-55}$	s^4m^{-1}
γ	$2 * 10^{-3}$	$W^{-1}m^{-1}$

Tabella 3.2: Caratteristiche della fibra DSF.

Seguendo [4] è stato possibile calcolare attraverso una formula diretta il ritardo accumulato da un segnale in fibra. Ponendo una potenza d'ingresso di 10 W si è inizialmente determinata (Figura 3.4) la lunghezza della fibra necessaria al fine di ottenere un ritardo di 25 ps in funzione della lunghezza d'onda usata per la pompa. È stato anche calcolato (Figura 3.5) lo spostamento in lunghezza d'onda del guadagno in funzione della lunghezza d'onda di pompa. In Figura 3.6 viene infine rappresentata la banda di guadagno parametrico in funzione della lunghezza d'onda di pompa.

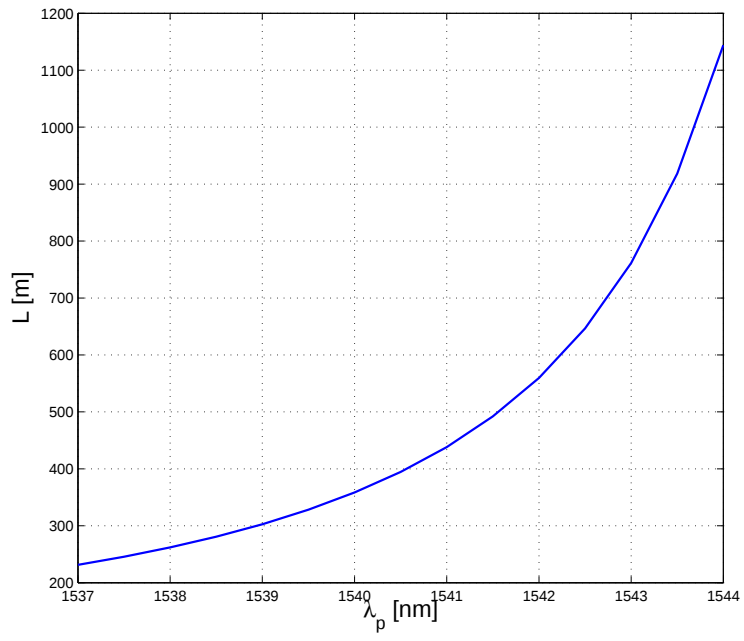


Figura 3.4: Lunghezza della fibra per ottenere un ritardo di 25ps al variare della lunghezza d'onda di pompa, $P_0 = 10$ W.

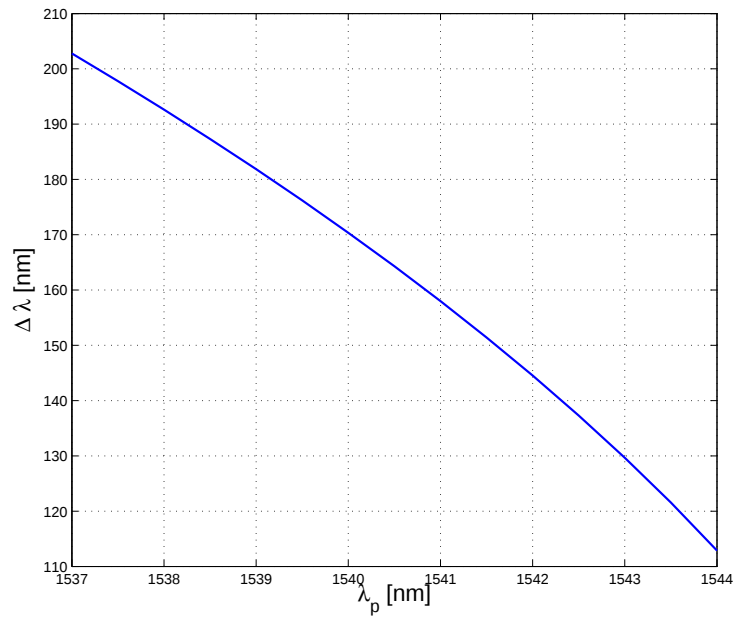


Figura 3.5: Spostamento in lunghezza d'onda del guadagno al variare della lunghezza d'onda di pompa, $P_0 = 10$ W.

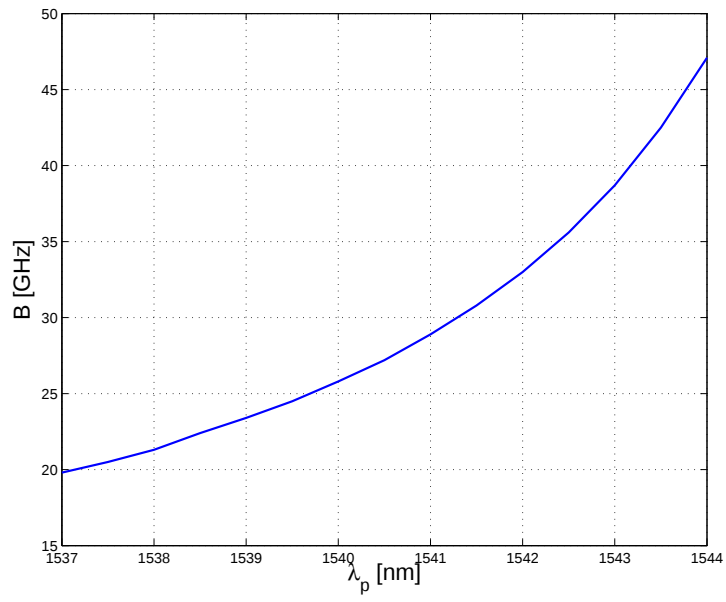


Figura 3.6: Larghezza di banda del guadagno al variare della lunghezza d'onda di pompa, $P_0 = 10$ W.

Scelta una lunghezza pari a 300 m di fibra si riportano quindi dei grafici di ritardo e banda del segnale per la fibra a dispersione spostata. Nella Figura 3.7 sono mostrate le linee isoritardo ΔT come funzione dello spostamento della pompa dallo zero di dispersione e della non linearità. Si nota che al crescere della distanza dalla ZDW, il ritardo può essere considerevolmente aumentato. Nella Figura 3.8 si mostra come varia la larghezza di banda spostando di alcuni nanometri la pompa rispetto allo zero di dispersione. Va sottolineato [4] che la banda è calcolata come minimo fra la larghezza a metà altezza del guadagno (o banda ai 3 dB) e la banda dove sono soddisfatte le condizioni 1.35 (coefficiente di guadagno parametrico positivo).

Con il crescere del ritardo si nota una riduzione della larghezza di banda. Dato che l'interesse è ottenere un ritardo di un bit, si presta utile la rappresentazione del prodotto banda-ritardo come figura di merito. Osservando dove la figura di merito è unitaria, si determina quanta potenza iniettare in fibra. Nella Figura 3.9 è rappresentata la figura di merito al crescere della distanza $\lambda_0 - \lambda_p$, in funzione di L_{NL} . Per la fibra in esame $P_0 = 25W$.

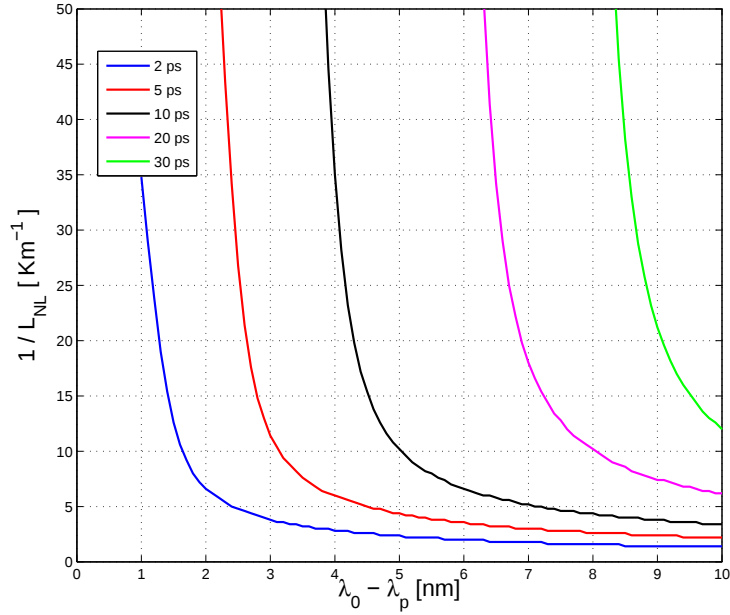


Figura 3.7: Contour Plot di ΔT [ps] su $1/L_{NL}[Km^{-1}]$ e $\lambda_0 - \lambda_p$ [nm].

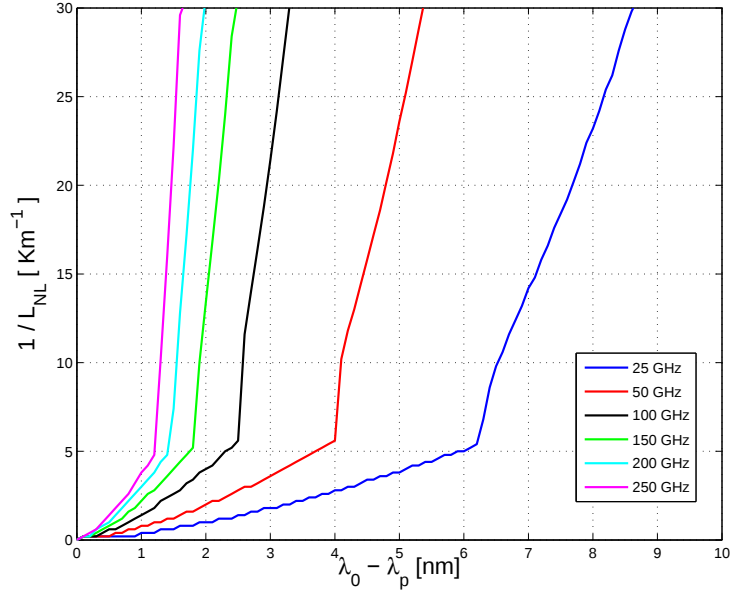


Figura 3.8: Contour Plot di B [GHz] su $1/L_{NL}[Km^{-1}]$ e $\lambda_0 - \lambda_p$ [nm].

3.3 Instabilità di Modulazione in una Fibra a Mantenimento di Polarizzazione

Attraverso la propagazione di due onde di pompa ortogonali su fibre birifrangenti [13] [14] [15] [16] è possibile ottenere un diverso tipo di instabilità di modulazione.

Data una fibra a mantenimento di polarizzazione (Es: fibra Panda) lunga $L=180$ m e con coefficiente di non linearità $\gamma = 2.3W^{-1}Km^{-1}$ ed effettuata la misura di dispersione cromatica, si è calcolato il ritardo accumulato da un impulso sui diversi assi della fibra; le interpolazioni [21] dei risultati sperimentali sono esposti nella Figura 3.10:

È stato così possibile calcolare il ritardo per unità di lunghezza δ (1.56), la dispersione, il termine del secondo ordine della costante di propagazione $\beta_p^{(2)}$ per ogni asse della fibra.

Viene rappresentato nella Figura 3.11 un esempio di coefficiente di guadagno ottenibile dall'eq. 1.52 per una lunghezza d'onda di pompa pari a $\lambda_p = 1550nm$ e con potenza iniettata di 500 W. Si nota come una delle due soluzioni presenti un guadagno a banda stretta spostata di circa 6 THz dalla pompa con una larghezza di banda di circa 0.3 THz.

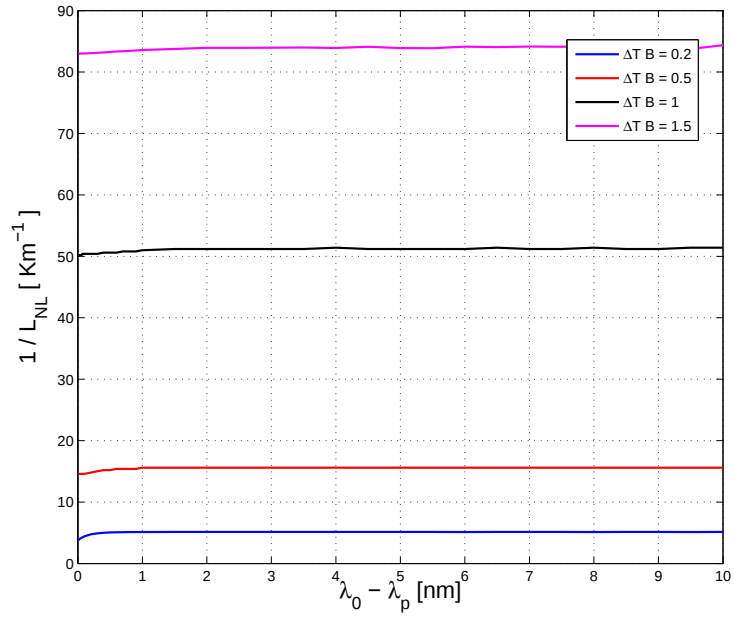


Figura 3.9: Plot della figura di merito $B * \Delta T = 1$ su $1/L_{NL}[Km^{-1}]$ e $\lambda_0 - \lambda_p$ [nm].

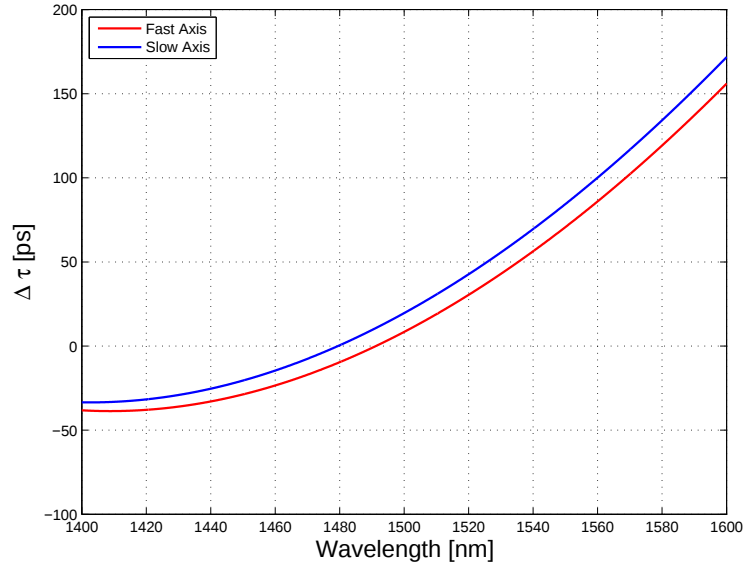


Figura 3.10: Ritardi degli impulsi propagati lungo i due assi della fibra in funzione della lunghezza d'onda.

Nelle Figure 3.12, 3.13, 3.14 sono riportati rispettivamente lo spostamento in frequenza, la larghezza di banda e il guadagno di picco degli spettri di guadagno a banda stretta in funzione della lunghezza d'onda di pompa. Le rappresentazioni sono espresse per diverse quantità di potenza in ingresso alla fibra. Va specificato che alle lunghezze d'onda di interesse ci si trova sempre in dispersione anomala; si noti come la larghezza di banda tenda a crescere con il calare di $\lambda_0 - \lambda_p$, mentre il picco di guadagno risulta abbastanza stabile.

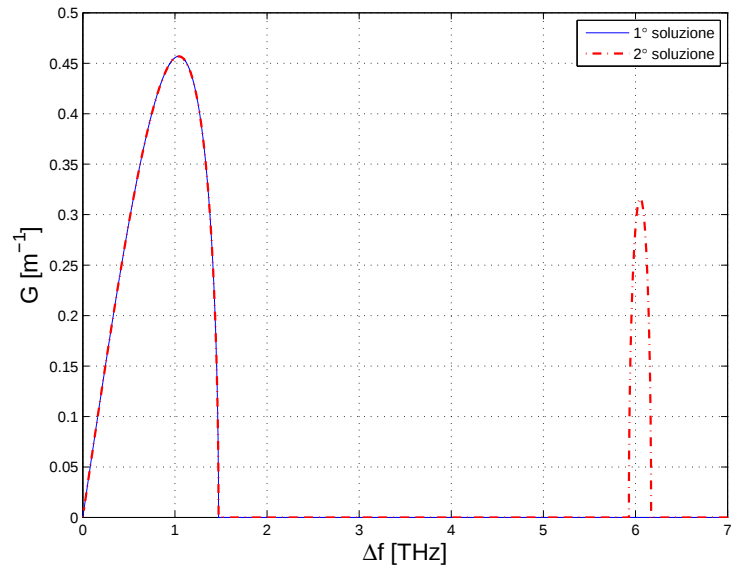


Figura 3.11: Esempio di MI per $\lambda=1550$ nm e $P=100$ W. Vengono distinte le due soluzioni della 1.52.

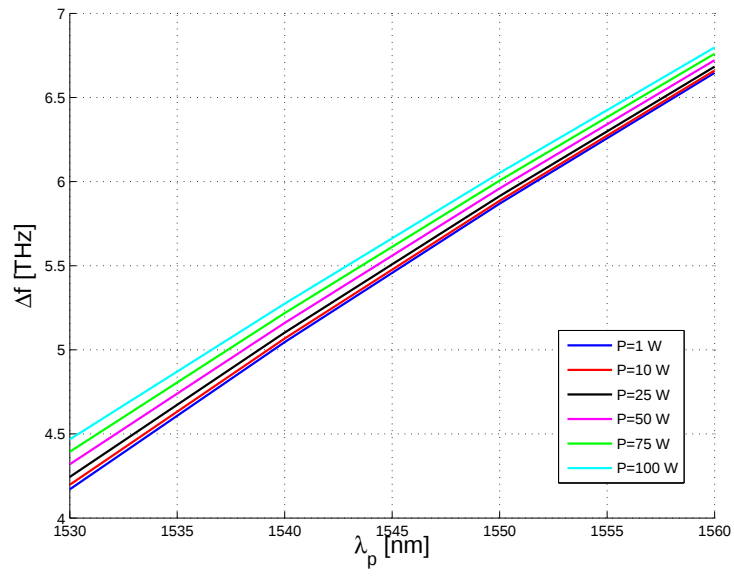


Figura 3.12: Rappresentazione della desintonia [THz] del guadagno a banda stretta rispetto alla variazione della posizione di pompa per diversi valori di potenza.

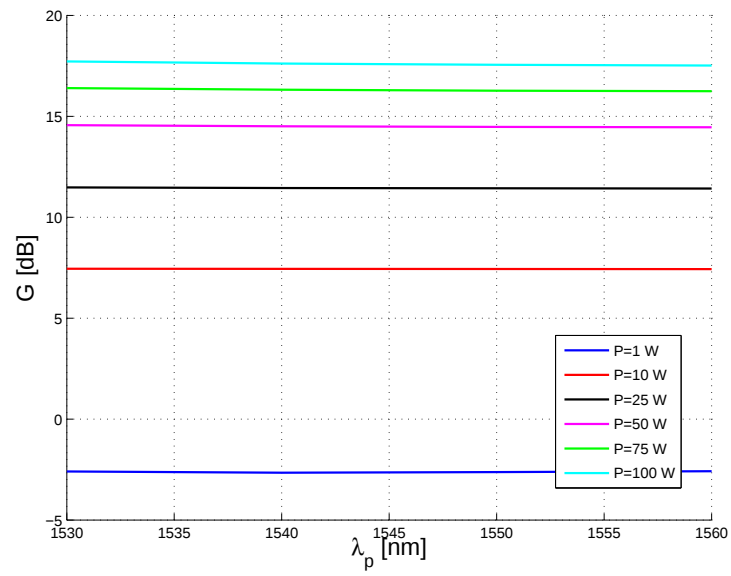


Figura 3.13: Picco di guadagno a banda stretta per la fibra Panda lunga 180 m rispetto alla variazione della posizione di pompa per diversi valori di potenza.

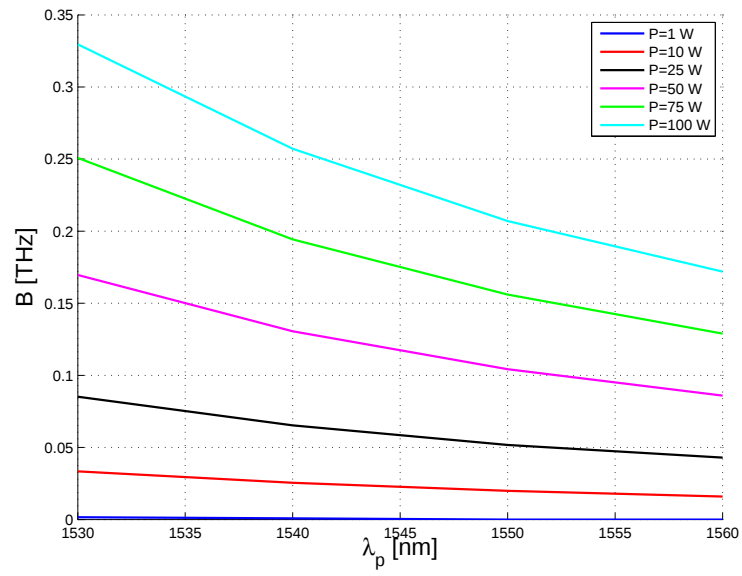


Figura 3.14: Larghezza di banda dei guadagni a banda stretta rispetto alla variazione della posizione di pompa per diversi valori di potenza.

3.4 Birifrangenza Indotta da Curvatura per una Fibra a Dispersione Spostata

Si è valutato infine la birifrangenza indotta da curvatura, per verificare quali condizioni di adattamento di fase si ottengano da due pompe degeneri con polarizzazioni a 45° rispetto agli assi. L'articolo in bibliografia [17] descrive come calcolare la birifrangenza indotta da curvatura per una generica fibra singolo modo. Sono riportati i grafici ?? della birifrangenza e 3.18 della lunghezza di battimento alla lunghezza d'onda di 1550 nm al variare del raggio r della sezione trasversa della fibra; e poi, fissato il raggio a $64 \mu\text{m}$, si è fatta variare la lunghezza d'onda. Si è considerata una fibra con un indice di rifrazione del nucleo pari a $n = 1.46$.

In seguito, si valutano in Figura 3.19 la birifrangenza indotta per curvatura di una fibra standard con raggio $r = 62.5 \mu\text{m}$ e in Figura 3.20 il ritardo δ fra due impulsi lanciati ortogonalmente sui due assi della fibra.

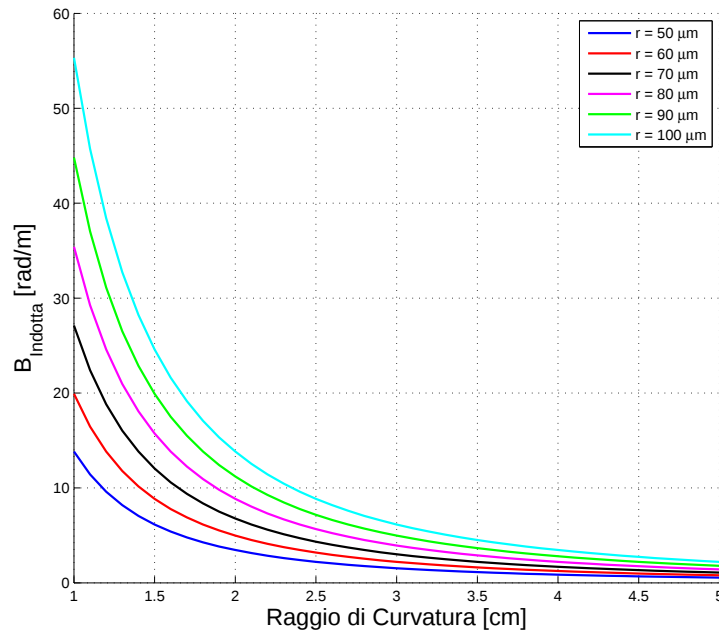


Figura 3.15: Birifrangenza indotta al variare del raggio di curvatura; sono riportati i risultati per diversi valori di raggio della fibra. Simulazioni svolte per $\lambda=1550$ nm.

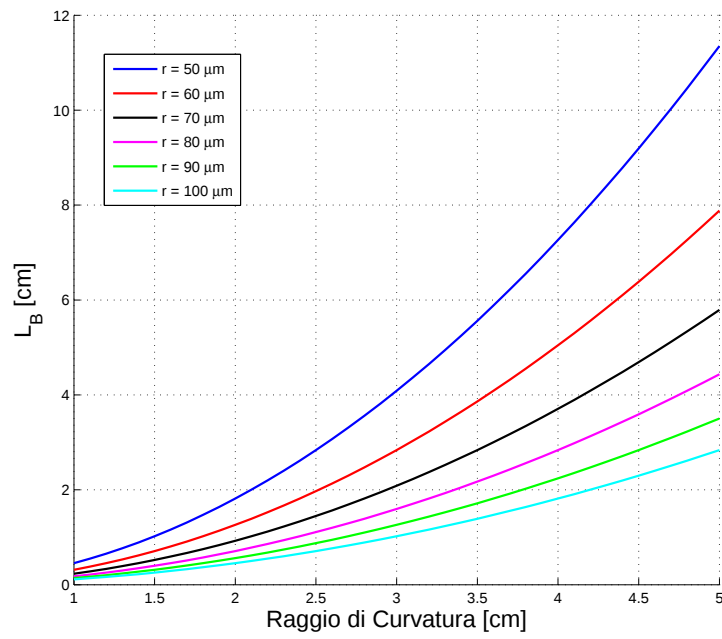


Figura 3.16: Lunghezza di battimento in funzione del raggio di curvatura per diversi valori di raggio della fibra. Simulazioni svolte per $\lambda=1550$ nm.

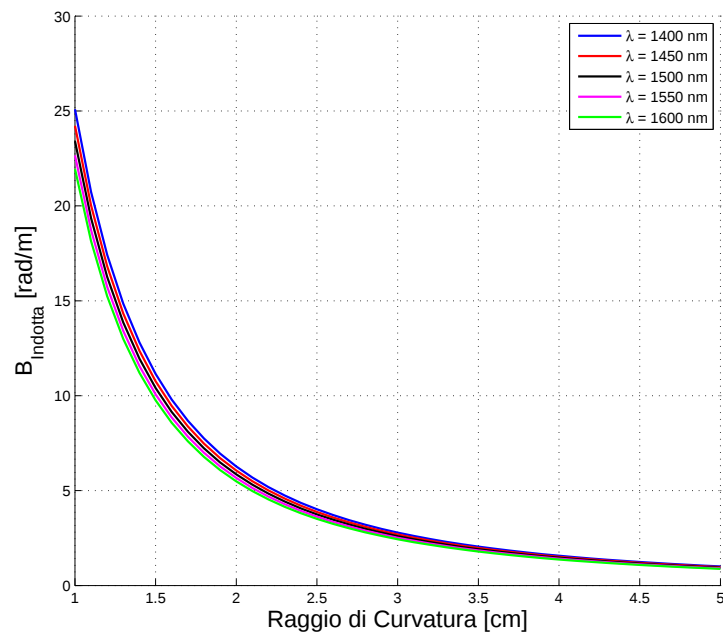


Figura 3.17: Birifrangenza indotta in funzione del raggio di curvatura per diversi valori della lunghezza d'onda. Simulazioni svolte con raggio di fibra di $64 \mu\text{m}$.

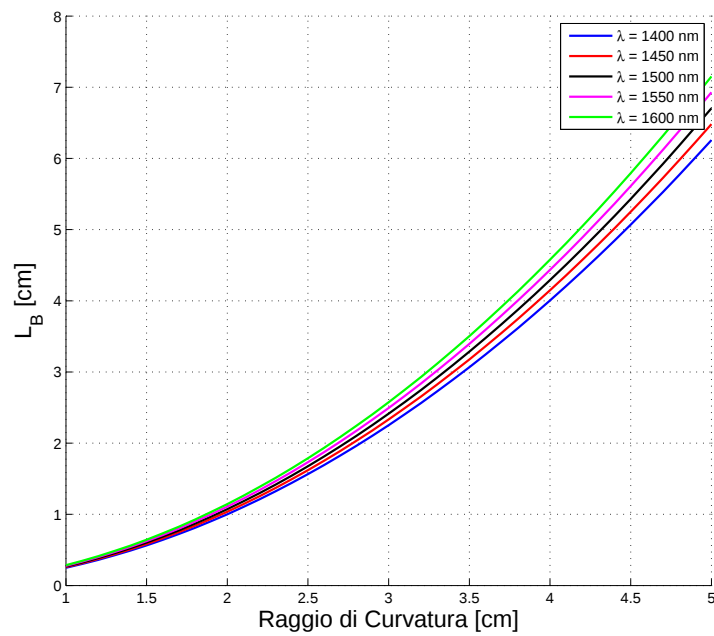


Figura 3.18: Lunghezza di battimento in funzione del raggio di curvatura per diversi valori della lunghezza d'onda. Simulazioni svolte con raggio di fibra di $64 \mu\text{m}$.

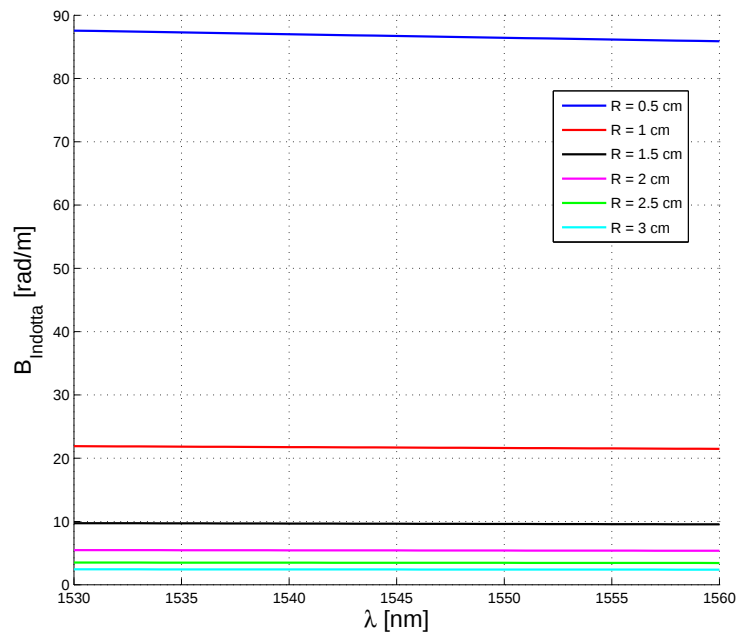


Figura 3.19: Birifrangenza indotta in funzione della lunghezza d'onda per diversi raggi di curvatura in una fibra standard.

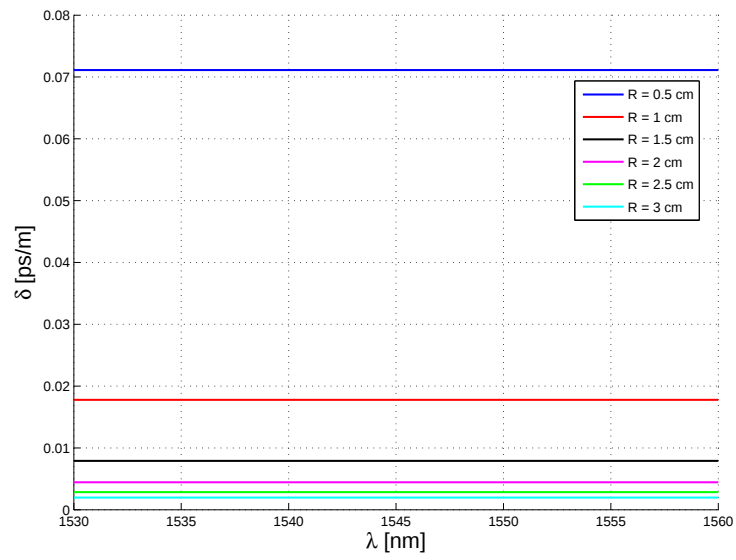


Figura 3.20: Ritardo δ fra i due assi di birifrangenza in funzione della lunghezza d'onda per diversi raggi di curvatura in una fibra standard.

Si è scelto quindi di procedere alla curvatura della fibra a dispersione spostata su un supporto di raggio $R = 1.5$ cm. Alle lunghezze d'onda di nostro interesse si verifica un ritardo $\delta = 7.9 * 10^{-15}$ m/s piuttosto costante e molto basso rispetto a una fibra Panda. I risultati per l'instabilità di modulazione sono quindi diversi rispetto alla fibra a mantenimento di polarizzazione: innanzitutto, la DSF ha il punto di zero di dispersione a 1547 nm, ciò significa che ponendo la pompa con $\lambda_p < \lambda_0$ si ha dispersione negativa, altrimenti ci si trova in regione di dispersione anomala.

Nelle Figure 3.21 e 3.22 sono mostrati i guadagni calcolati per due lunghezze d'onda in dispersione normale: si riscontra un forte spostamento in frequenza muovendosi di appena un nanometro e c'è la presenza di un solo picco di guadagno molto variabile con la potenza in ingresso.

Viene quindi valutato lo spostamento in frequenza (Figura 3.23), la larghezza di banda (Figura 3.24) e il picco di guadagno (Figura 3.25) per una fibra lunga $L = 300$ m al variare delle lunghezze d'onda prossime allo zero di dispersione in regione normale.

Si espongono anche due esempi di lunghezze d'onda in dispersione anomala nelle Figure 3.26 e 3.27. In questo caso, similmente alla fibra Panda, esistono due picchi di guadagno: uno a banda stretta distante dalla pompa e uno che si sviluppa in prossimità di λ_p .

Le lunghezze d'onda di pompa per le quali si riesce a ottenere uno spettro di guadagno stretto e spostato non sono molte. È ampiamente dimostrato [15] che l'instabilità di modulazione non può verificarsi sopra una certa soglia di potenza critica. Visti i valori di B_m e $\beta_p^{(2)}$ che caratterizzano la fibra in esame non è possibile posizionare la pompa in un intervallo di frequenze esteso in quanto non sempre sussistono le condizioni necessarie a guadagni elevati e spostati.

Infine sono riportati nelle Figure 3.28, 3.29, 3.30 i risultati numerici di spostamento in frequenza del picco dalla posizione di pompa, larghezza di banda dei picchi e massimo guadagno variando la lunghezza d'onda λ_p in regione anomala.

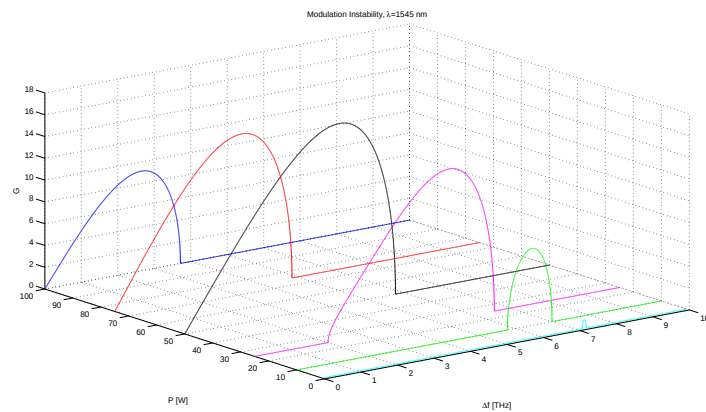


Figura 3.21: Guadagno per $\lambda_p=1545$ nm con diversi valori di potenza in ingresso.

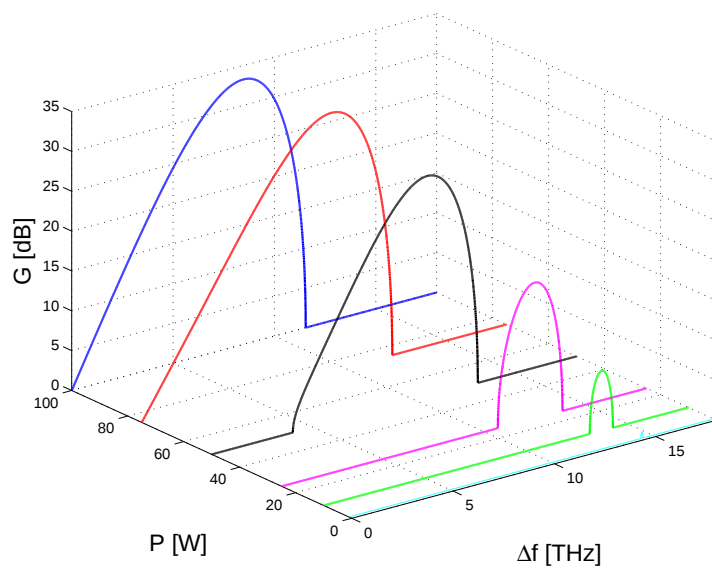


Figura 3.22: Guadagno per $\lambda_p=1546$ nm con diversi valori di potenza in ingresso.

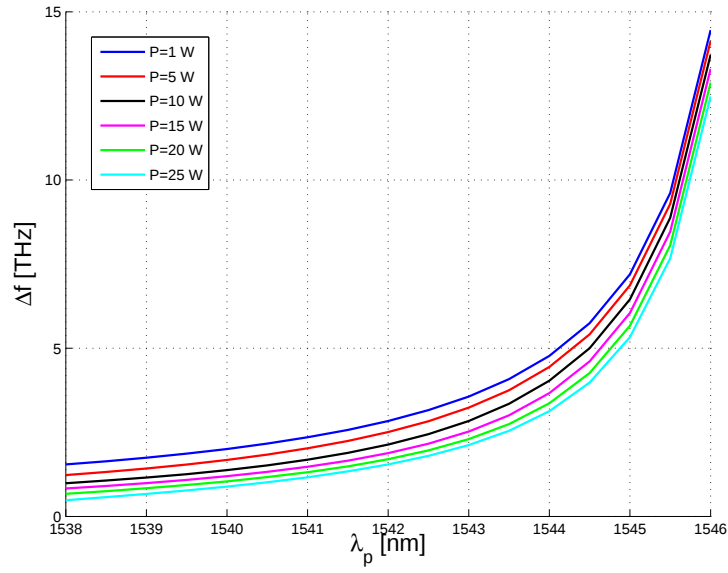


Figura 3.23: Spostamento in frequenza del picco di guadagno rispetto la lunghezza d'onda di pompa.

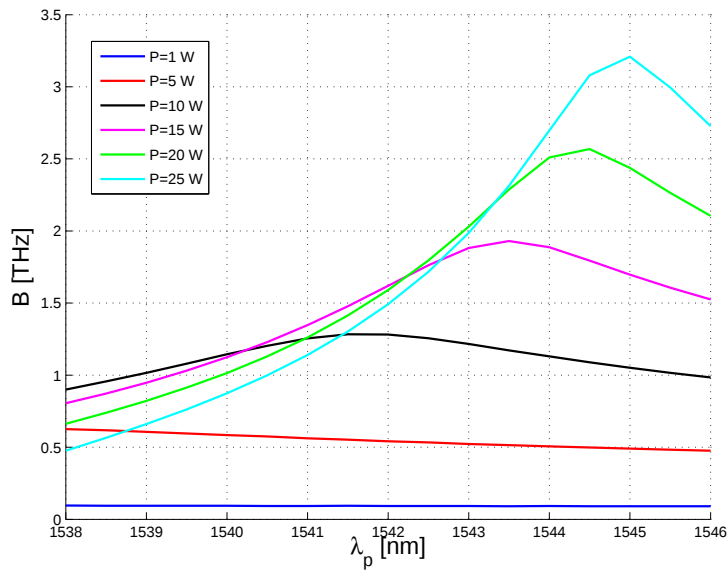


Figura 3.24: Larghezza di banda del picco di guadagno rispetto la lunghezza d'onda di pompa.

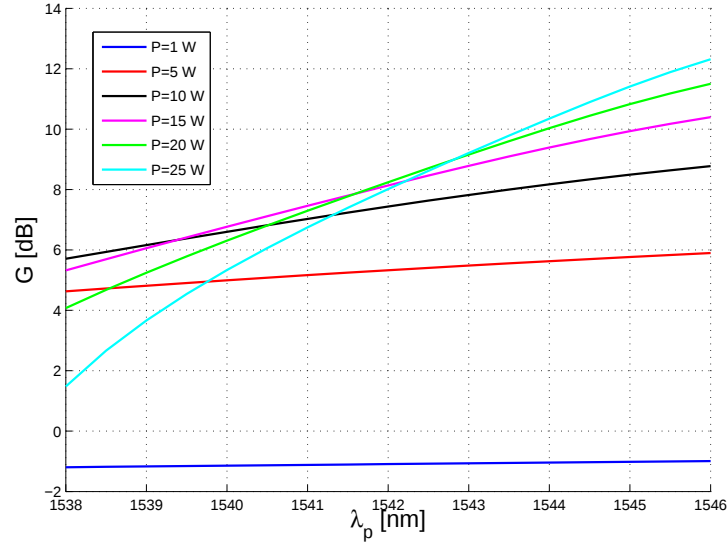


Figura 3.25: Picco di guadagno rispetto la lunghezza d'onda di pompa.

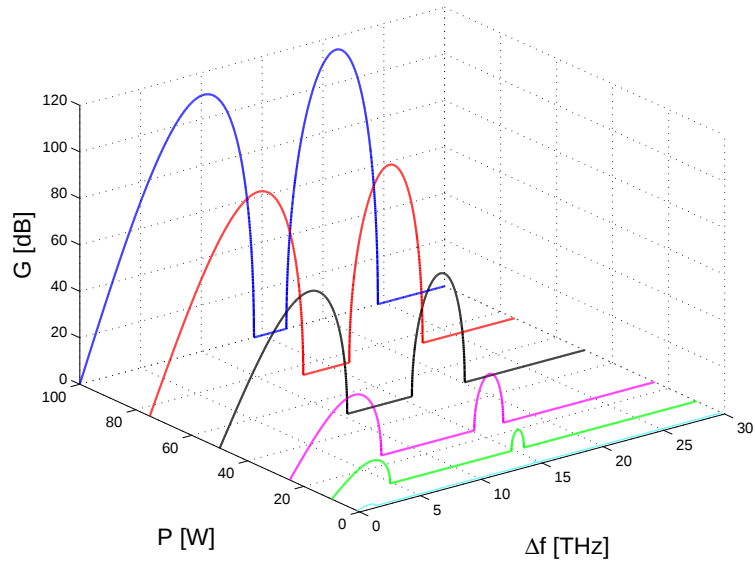


Figura 3.26: Guadagno per $\lambda_p=1549$ nm con diversi valori di potenza in ingresso.

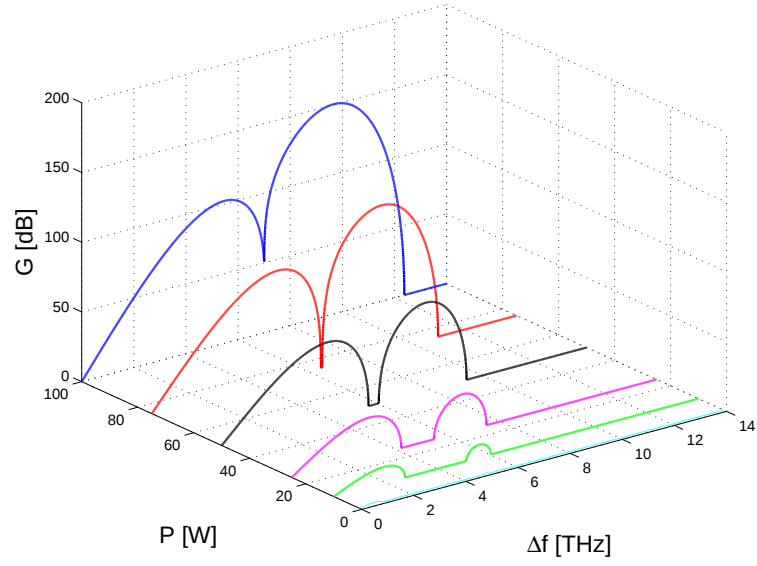


Figura 3.27: Guadagno per $\lambda_p=1550$ nm con diversi valori di potenza in ingresso.

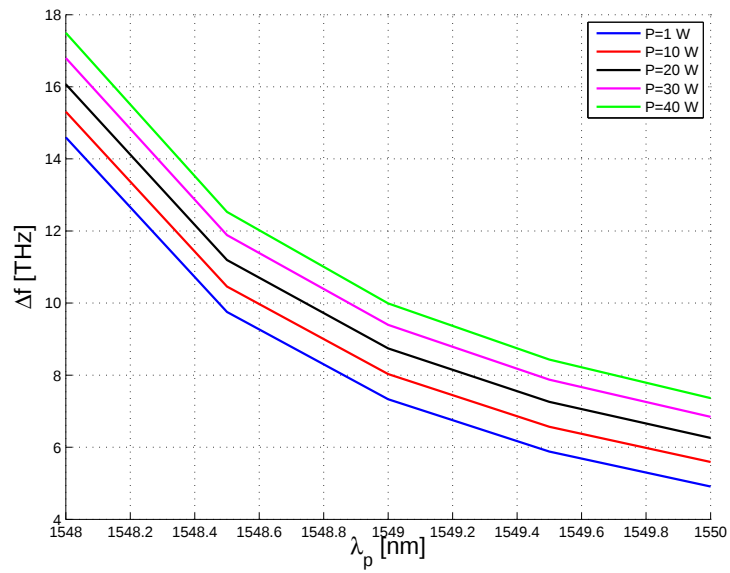


Figura 3.28: Spostamento in frequenza del picco di guadagno rispetto la lunghezza d'onda di pompa.

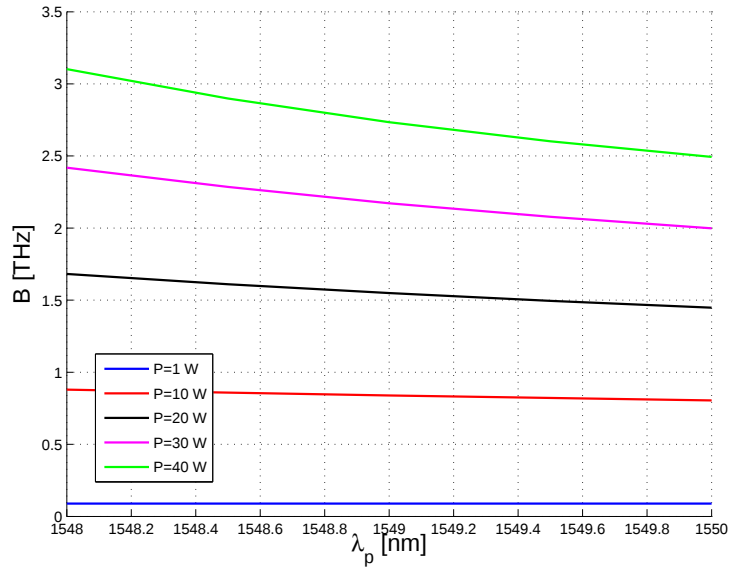


Figura 3.29: Larghezza di banda del picco di guadagno rispetto la lunghezza d'onda di pompa.

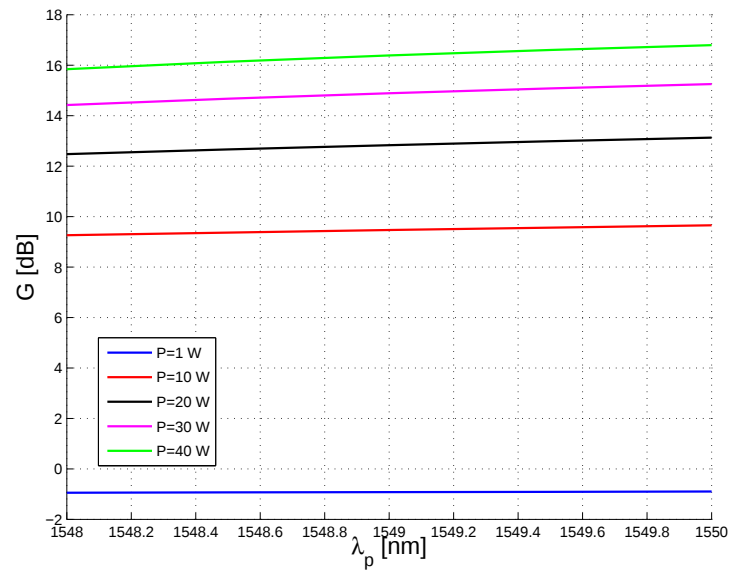


Figura 3.30: Spostamento in frequenza del picco di guadagno rispetto la lunghezza d'onda di pompa.

Capitolo 4

Risultati Sperimentali

In questo capitolo vengono inizialmente presentati gli esperimenti che si sono svolti per la caratterizzazione preliminare della fibra usata: una fibra a dispersione spostata (dispersion shifted fiber DSF). In seguito vengono esposti i risultati che hanno permesso di osservare miscelazione d'onde.

La fibra a disposizione, come è già stato detto, è una DSF di circa $5Km$. L'analisi numerica del capitolo precedente ha permesso di capire come la lunghezza ottimale ai fini di ottenere un ritardo sintonizzabile di un bit sia di circa $300m$. È stato deciso di sfruttare $500m$ di fibra per affrontare gli esperimenti qui presentati, con la consapevolezza che si è sempre in tempo ad accorciarne la lunghezza. Mediante uno strumento che misura la potenza di *back-scattering* di un impulso iniettato in fibra (optical time domain reflectometry OTDR) si è determinata la lunghezza della fibra: $510m$.

Il nuovo spezzone di fibra è stato avvolto manualmente attorno a un supporto cilindrico; è quindi fondamentale verificare di non aver introdotto stress meccanici tali da indurre una forte birifrangenza di guida. Si è proceduto quindi con una misura polarimetrica.

In seguito si mostra anche i risultati della misura di dispersione cromatica al fine di determinare la lunghezza d'onda dove la dispersione è nulla.

Una volta caratterizzata la fibra per quanto riguarda dispersione cromatica e dispersione dei modi di polarizzazione, si è proceduto all'osservazione della miscelazione d'onde, dapprima in emissione spontanea, in seguito in emissione stimolata. Nell'ultimo caso si è caratterizzato il coefficiente di non linearità della fibra e il guadagno ottenibile per diverse sorgenti di segnale.

4.1 Misura della Dispersione Cromatica

È stata svolta la misura della dispersione seguendo le dispense [20]. La Figura 4.2 mostra la curva di dispersione ottenuta dall'interpolazione dei risultati stimati. Questa misura è importante ai fini di capire dove si trova la lunghezza d'onda dove la dispersione è nulla. È così possibile discriminare le due diverse regioni operative: la regione a dispersione normale e quella anomala. Dai risultati ottenuti si ha che la ZDW si trova a circa $1551nm$.



Figura 4.1: Foto dell'intero banco di prova.

4.2 Misura Polarimetrica

La misura polarimetrica è fondamentale per capire se la fibra a disposizione è caratterizzata da una birifrangenza trascurabile. Viene quindi usato un polarimetro che misura automaticamente il ritardo differenziale di gruppo (differential group delay DGD) di un impulso lanciato in fibra in funzione della lunghezza d'onda. Le tecniche messe a disposizione dallo strumento sono tre: Matrici di Jones, Matrici di Muller e analisi sulla sfera di Poincarè. I tre risultati esposti nella Figura 4.3 sono simili fra loro e indicano valori di DGD coerenti con quanto atteso. Se si divide il DGD ottenuto per la radice quadrata della lunghezza della fibra, si ha il parametro di dispersione dei modi di polarizzazione (polarization mode dispersion PMD) che risulta prossimo a $0.02ps/\sqrt{Km}$, un valore ottimo. Ciò significa che sebbene l'avvolgimento

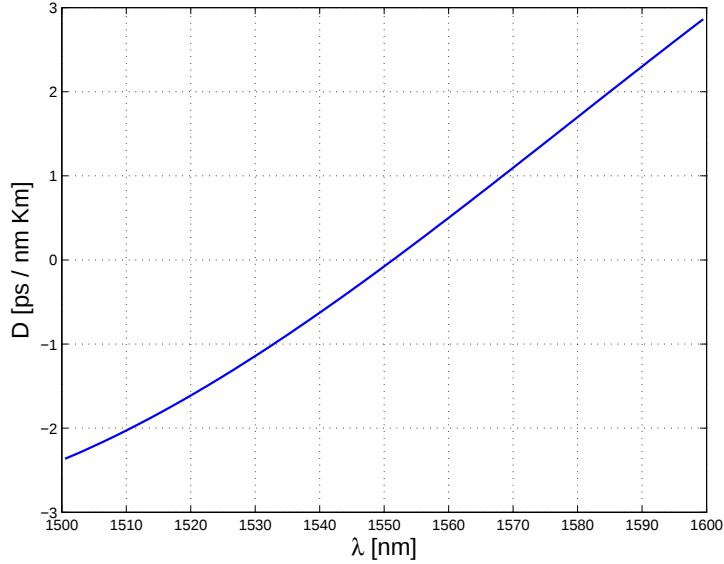


Figura 4.2: Interpolazione dei risultati di dispersione in funzione della lunghezza d'onda.

sul supporto meccanico sia stato manuale, non sono state introdotte tensioni tali da produrre una forte birifrangenza di guida.

4.3 FWM - Emissione Spontanea

Le simulazioni svolte nel capitolo precedente sono state indispensabili per capire dove attendersi la miscelazione d'onde e quali sintonizzabilità e larghezze di banda si potevano riscontrare. In realtà, la fibra a disposizione presenta una ZDW non costante sulla dimensione longitudinale. È improponibile quindi pensare di approssimare la ZDW alla media di tutte le lunghezze d'onda in cui appare localmente una dispersione nulla. Da esperimenti precedenti si era già constatato che λ_0 cambia sostanzialmente “a tratti” producendo diversi picchi di conversione nella miscelazione d'onde. Nella Figura 4.4 viene mostrato come le onde Stokes e anti-Stokes presentano tre differenti picchi di guadagno a causa della variazione della ZDW; la misura è eseguita sulla fibra a dispersione spostata di lunghezza $L = 5\text{Km}$.

La Figura 4.4 mostra l'utilità di sperimentare FWM in emissione spontanea, infatti ci si rende conto delle lunghezze d'onda alle quali conviene posizionare il segnale per ottenere il massimo guadagno di conversione.

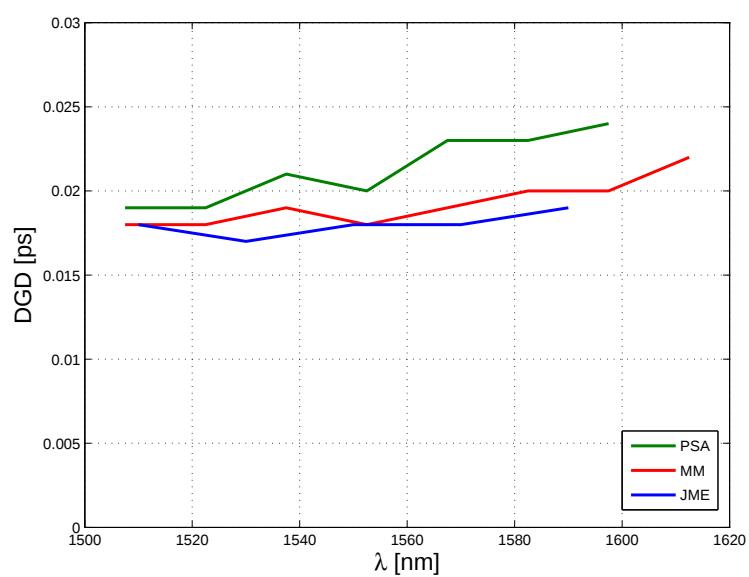


Figura 4.3: Misura polarimetrica della fibra DSF lunga 510m. La misura è svolta attraverso tre differenti tecniche: a) Jones Matrix Eigenanalysis; b) Muller Matrix; c) Poincarè Sphere Analysis.

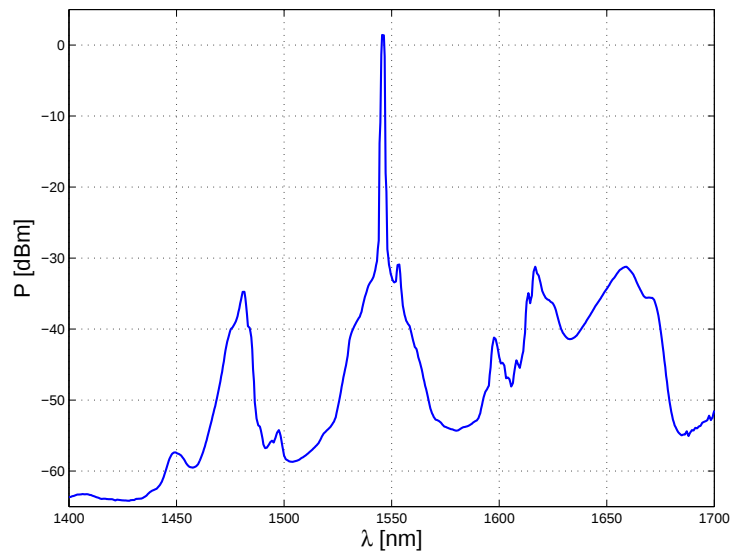


Figura 4.4: Emissione spontanea FWM per una lunghezza d'onda di pompa $\lambda_p = 1546.25nm$. Da $1450nm$ a $1500nm$ si notano tre differenti picchi d'emissione; a circa $1550nm$ è presente la pompa; fra $1600nm$ e $1650nm$ sono emessi tre differenti picchi uno dei quali esaltato dall'emissione raman attorno a $1650nm$.

4.3.1 Schema del Banco

L'esperimento prevede l'uso di una sola pompa impulsata in assenza di segnale. Lo schema del banco di prova che ora verrà descritto si trova nella Figura 4.5. La sorgente di pompa è un laser collegato a un controllore di polarizzazione (PC). La pompa, in continua, è collegata a un modulatore Mach Zehnder controllato da un generatore di sequenze incorrelate (pseudo noise PN) elettronico e predisposto per una trasmissione a 1 GHz con una sequenza di 32 pagine da 16 bit. Di questi 512 bit solo il primo assume valore 1 mentre gli altri sono mantenuti a zero. In questo modo si aumenta sostanzialmente la potenza di picco in ingresso alla fibra per ottenere un'efficienza di conversione più alta. L'effetto di miscelazione infatti dipende dalla potenza di picco presente in fibra, se la potenza di picco è alta, si verifica una maggiore conversione di fotoni e quindi le prestazioni aumentano. Viene definito il fattore moltiplicativo $F = P_{picco}/P_{media}$. Questo fattore di moltiplicazione ci permette di calcolare approssimativamente la potenza di picco iniettata a partire dalla misura di potenza media fatta al *power meter*. Dopo il modulatore c'è un amplificatore in fibra drogata all'erbio (Erbium Doped Fiber Amplifier EDFA) che serve ad aumentare il livello di potenza del segnale (la potenza media viene infatti ridotta notevolmente dal modulatore). Un filtro in uscita all'EDFA serve ad eliminare l'emissione spontanea dell'amplificatore e in seguito viene posto un booster (altro amplificatore EDFA) che serve a controllare la potenza in ingresso alla fibra in esame. Dati i livelli di potenza in gioco (si ha infatti un'alta potenza di picco sebbene la potenza media sia ragionevole) viene posto un circolatore a protezione all'amplificatore. Alla seconda porta del circolatore viene posto il consueto filtro per eliminare l'emissione spontanea del booster. Viene quindi posta la fibra da analizzare e, in uscita ad essa, si analizza lo spettro ottico (optical spectrum analyzer OSA).

Ad ogni accensione, oltre al posizionamento dei filtri, è necessario ottimizzare la modulazione sia in polarizzazione (usando il PC iniziale), sia attraverso l'alimentatore del modulatore. L'ottimizzazione viene eseguita osservando temporalmente l'impulso in uscita dall'amplificatore. Viene utilizzato un'oscilloscopio ottico per la misura della potenza di picco e un power meter per la potenza media. Il fattore di moltiplicazione cambia ogni volta in base alla qualità dell'ottimizzazione che, essendo manuale e influenzabile da agenti esterni come la temperatura, non è riproducibile. I valori del fattore di moltiplicazione che si usano in questi esperimenti sono stati misurati in un intervallo compreso fra 160 e 250. Ciò significa che la potenza di picco in ingresso alla fibra è mediamente 200 volte superiore alla potenza media misurata dopo il booster.

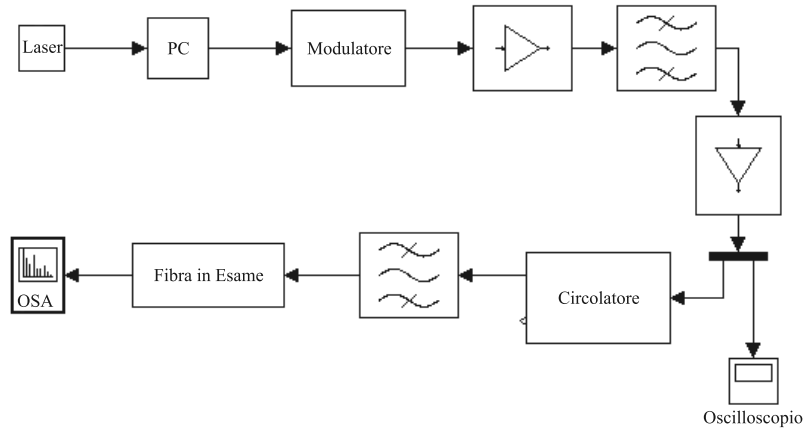


Figura 4.5: Schema a blocchi del banco di prova utilizzato per gli esperimenti in emissione spontanea.

Va fatto notare che il booster è controllato in corrente e quindi i risultati saranno discussi in termini di corrente di controllo all'amplificatore. Si rimanda all'appendice per la caratterizzazione della potenza in uscita dall'EDFA in funzione della corrente pilota.

4.3.2 I Risultati

Sono state svolte diverse prove di FWM in emissione spontanea, sia nella regione a dispersione normale che anomala. Per ognuna di queste prove sono stati usati diversi valori di potenza e si è giunti ad osservare anche supercontinuo. Dai risultati ottenuti è molto difficile individuare il valore della ZDW e discriminare le due regioni di dispersione. Vengono presentate due figure che nominalmente esprimono i risultati per le due diverse regioni: la prima (Figura 4.6) per la regione a dispersione normale, la seconda (Figura 4.7) in condizioni di dispersione anomala. In realtà si suppone che le lunghezze più corte alle quali si è sintonizzata la pompa nella Figura 4.7 presentino entrambe le condizioni di dispersione a causa della grande variazione di λ_0 .

Nella Figura 4.6 si nota che si riesce ad ottenere una buona efficienza di conversione già con correnti di controllo 0.7A (circa 120mW medi) grazie all'azione di modulazione della pompa. Per le lunghezze d'onda più distanti dallo ZDW si nota, oltre che la generazione FWM, anche uno spettro di amplificazione distante 13.2 THz causato dall'effetto Raman. A circa 1375nm si nota invece un segnale inaspettato. Se ne indaga quindi l'origine nel prossimo paragrafo. La sintonia della pompa in un intervallo di otto nanometri ha

permesso di ottenere un'emissione con uno spostamento di circa $130nm$. Si osserva inoltre che la banda dei segnali d'emissione spontanea è più piccola mano a mano si allontana la pompa dalla ZDW in regione di dispersione normale, in accordo con quanto ottenuto dai risultati teorici. La Figura 4.7 mostra invece guadagni a banda larga di oltre $70nm$.

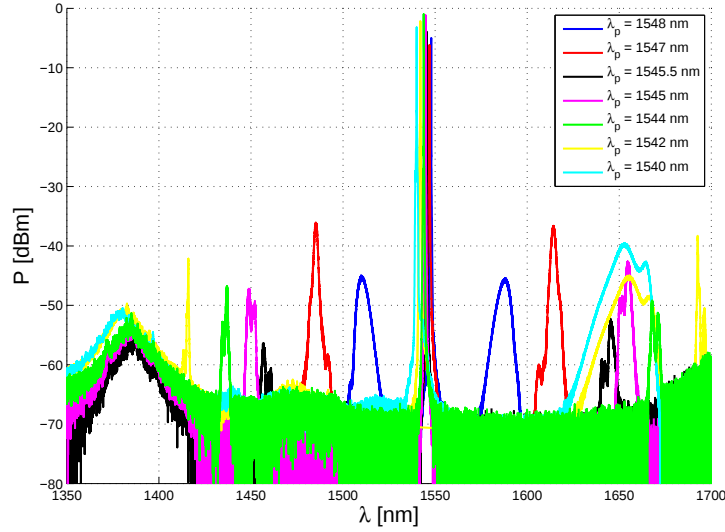


Figura 4.6: Emissione spontanea di FWM in regione a dispersione normale.

Verifica della natura del degnale inaspettato

È necessario capire se lo spettro visibile a circa $1375nm$ che appare per ogni lunghezza d'onda di pompa ha natura non lineare (ulteriore miscelazione d'onde) o se è un artificio di altro genere. Nella Figura 4.8 viene esposto il metodo di analisi: sono misurati gli spettri per due differenti lunghezze d'onda di pompa lontane $10nm$ e per ognuna di queste sono indagati due livelli di potenza. Si constata che il segnale subisce una traslazione con la lunghezza d'onda di pompa e il livello dello stesso è coerente con l'aumento di potenza controllata al booster. Ciò significa che probabilmente il filtro precedente alla fibra non elimina completamente il segnale fuori dalla banda della pompa. La cosa importante è che lo spettro in questione non è il risultato di una miscelazione d'onde di origine sconosciuta.

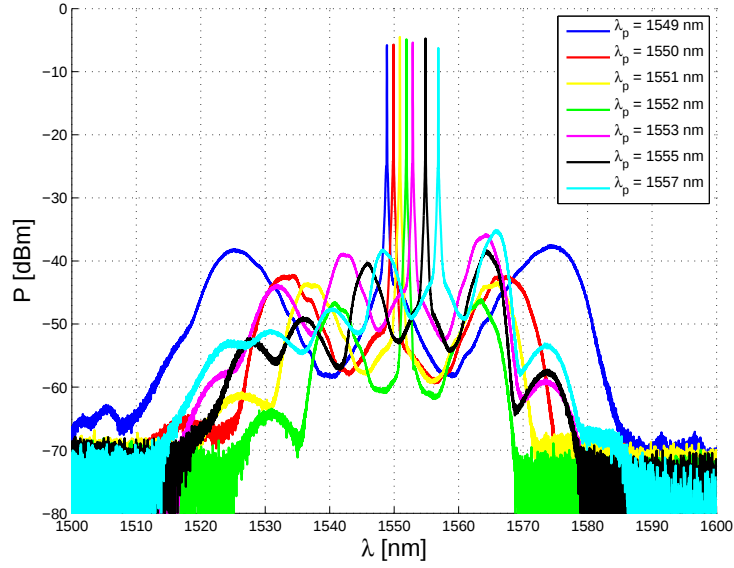


Figura 4.7: Emissione spontanea di FWM in regione a dispersione anomala.

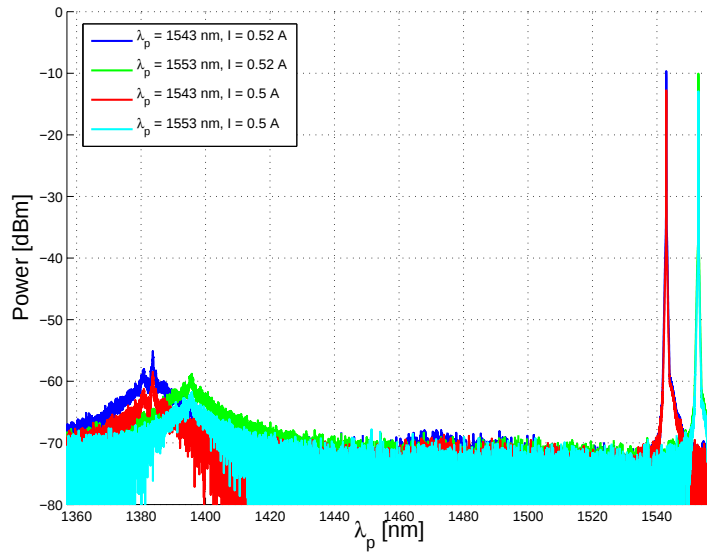


Figura 4.8: Verifica della natura dello spettro inaspettato. Due diverse lunghezze d'onda per due diversi livelli di potenza indicano un mancato filtraggio del segnale in ingresso alla fibra.

Misura del Coefficiente di non Linearità

La tecnica diretta per il calcolo del coefficiente di non linearità γ prevede il semplice lancio in fibra di una pompa continua posizionata alla lunghezza d'onda con dispersione nulla. Osservando il fenomeno di emissione spontanea è possibile misurare la differenza fra le due onde generate (Stokes e anti-Stokes) e risalire al valore di γ . I tentativi svolti in laboratorio non hanno portato a nessun risultato in quanto la massima potenza consentita dai dispositivi non era sufficiente per osservare due picchi distinti ai lati della pompa. Nella Figura 4.9 si nota come varia lo spettro in uscita dalla fibra in funzione della corrente di controllo I del booster.

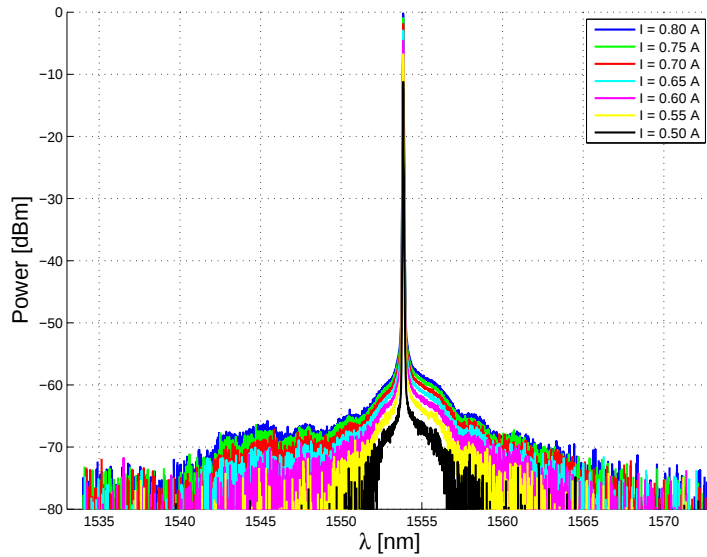


Figura 4.9: Tentativo di emissione spontanea in funzione della potenza della pompa (controllata dalla corrente I) senza modulazione.

4.4 FWM - Emissione Stimolata

Dopo aver ottenuto l'emissione spontanea della miscelazione d'onda è possibile procedere al passo successivo: l'inserimento di un segnale per ricavare una conversione dei fotoni stimolata. Grazie allo stimolo dell'emissione sarà possibile misurare l'efficienza di conversione (e quindi il coefficiente di non linearità della fibra) e il guadagno dell'amplificazione parametrica.

4.4.1 Schema del Banco

Rispetto al setup che prevede l'iniezione della sola onda di pompaggio descritto alla sezione precedente, è necessario prevedere la coesistenza del segnale assieme alla pompa. Lo scopo dei successivi esperimenti è di osservare la miscelazione a partire da un segnale continuo e dalla pompa impulsata. Viene quindi inserito un laser per emettere il segnale in testa a un controllore di polarizzazione; in seguito, grazie a un accoppiatore WDM, si iniettano nella stessa fibra le onde di segnale e pompa. Lo schema a blocchi relativo viene presentato nella Figura 4.10.

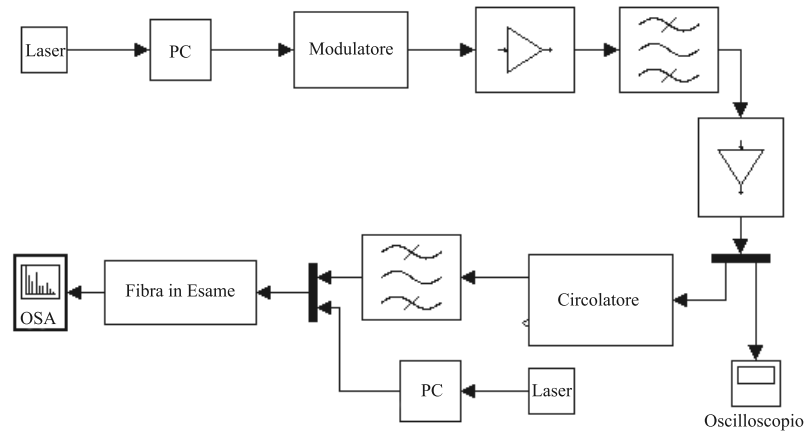


Figura 4.10: Schema a blocchi del banco di prova utilizzato per gli esperimenti in emissione stimolata.

4.4.2 I Risultati

Misura del Coefficiente di non Linearità

L'articolo [12] offre una tecnica indiretta per il calcolo del coefficiente di non linearità γ . Il procedimento prevede di utilizzare una pompa fissa in potenza e lunghezza d'onda, in genere posizionata in prossimità dello zero di dispersione. Viene quindi iniettato un segnale Stokes e misurata all'OSA l'intensità dell'onda oziosa generata sul lato anti-Stokes. Si procede col risintonizzare il segnale con passo quanto più fitto possibile (si è utilizzato un passo di 0.5 nm) e per ogni lunghezza d'onda si misura la rispettiva potenza di conversione. I punti che descrivono la conversione di potenza in funzione dello spostamento del segnale assumono un andamento di funzione *sinc*. È

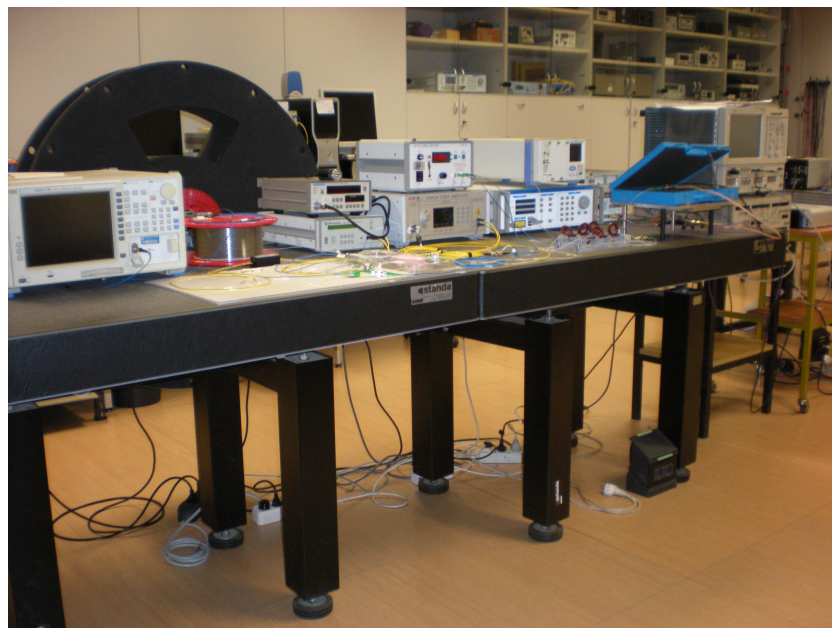


Figura 4.11: Foto dell'intero banco di prova.

quindi possibile procedere con interpolazione e calcolo del coefficiente di non linearità e della dispersione.

Sono molte le prove effettuate e a titolo di esempio ne viene raffigurata una nell'Immagine 4.12, ma purtroppo non si riesce a interpolare la curva di conversione data dalla differenza della potenza del segnale e dell'onda oziosa generata. Il motivo è il fatto che la pompa è impulsata e l'effettiva conversione si ottiene solo durante uno slot temporale di un bit rispetto ai 512 totali. Per una misura corretta servirebbe l'uso di entrambe le onde in ingresso alla fibra (segnale e pompa) in regime continuo, ma la strumentazione presente in laboratorio non permette purtroppo livelli di potenza adeguati per osservare il fenomeno.

Si fa notare inoltre che la sintonizzazione del segnale per lunghezze d'onda superiori ai $1560nm$, mostra livelli di potenza dello stesso più elevate. Premesso che il fenomeno non è un problema ai fini dell'esperimento in quanto si sta misurando la differenza fra la potenza dell'onda di segnale e dell'onda oziosa; si rimanda in Appendice per la caratterizzazione del laser usato. La causa dell'aumento di potenza è infatti da attribuirsi al laser che non mantiene una caratteristica costante in funzione della lunghezza d'onda.

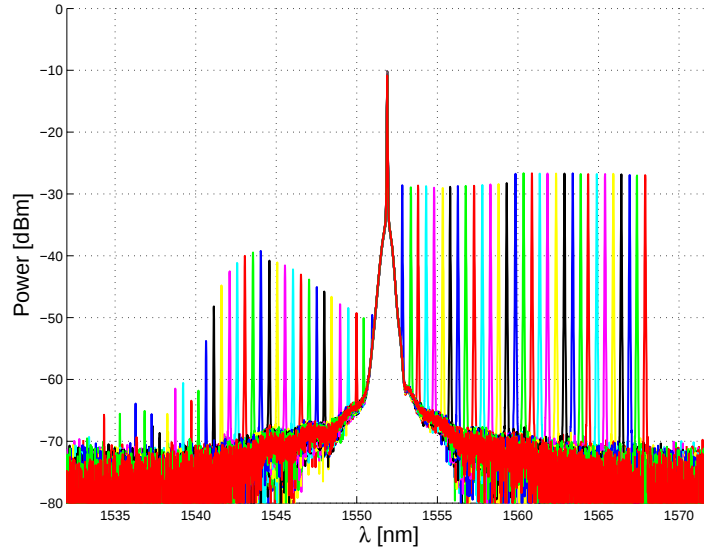


Figura 4.12: Fissata la pompa si sintonizza il segnale con un passo fitto per osservare la conversione sul lato anti-Stokes.

Misura del Guadagno Parametrico

Sfruttando l'emissione stimolata è possibile effettuare una misura diretta del guadagno ottenuto grazie all'effetto di miscelazione. Misurato infatti lo spettro del segnale in assenza di FWM (ponendo il livello della pompa sotto soglia) si confronta per differenza ciò che si ottiene facendo transitare il segnale durante la conversione (stimolata) della pompa. Questo esperimento è stato svolto con diverse sorgenti di segnale adatte ai nostri scopi:

1. laser TUNIC che opera fino a $1440nm$;
2. laser Raman fisso a $1455nm$;
3. led Raman (caratterizzato in Appendice).

Si fa notare che, in ogni caso, si genera un'onda Stokes spostata di circa $13.2THz$. Ci si ritrova quindi ad avere una grande quantità di fotoni che invece di essere convertiti per miscelazione d'onde, subiscono l'effetto Raman. Altro motivo di degrado delle prestazioni è il già presentato andamento di λ_0 in funzione della distanza. Il fatto che la lunghezza d'onda a dispersione nulla non sia costante, ma vari, provoca un allargamento (e conseguente abbassamento) degli spettri d'emissione.

Nelle Figure 4.13, 4.14, 4.15 sono esposti i migliori risultati ottenuti rispettivamente con i tre laser elencati precedentemente. Sebbene l'emissione spontanea abbia un'efficienza molto alta (anche 20 dB sopra il livello di rumore), i guadagni misurati per i due laser sono di circa 1.5 dB mentre non è possibile esprimere un valore certo di guadagno nel caso la sorgente sia il LED in quanto l'emissione è molto larga e rumorosa.

Va sottolineato che il motivo per cui il guadagno osservato è così basso è che lo spettro misurato all'OSA è relativo alla media della potenza in fibra. Ciò significa che se anche ci si ritrova a sperimentare un guadagno molto alto in corrispondenza dell'impulso di pompa, si deve ricordare che per tutto il resto del tempo non si ha conversione dei fotoni. Se si suppone di avere un fattore di moltiplicazione $F = 200$, allora il guadagno osservato di circa 1.5 dB medi corrisponde a quasi 25 dB di picco nell'intervallo temporale in cui è in funzione la pompa.

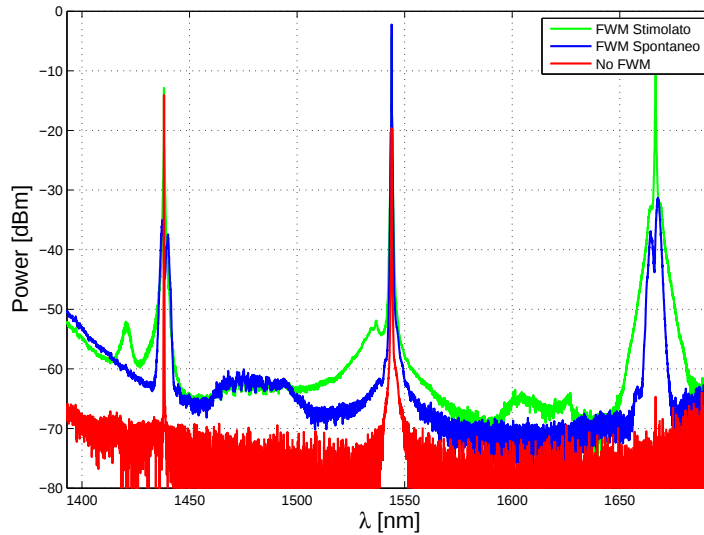


Figura 4.13: Segnale senza effetto FWM, emissione spontanea e emissione stimolata nel caso di sorgente laser TUNIC.

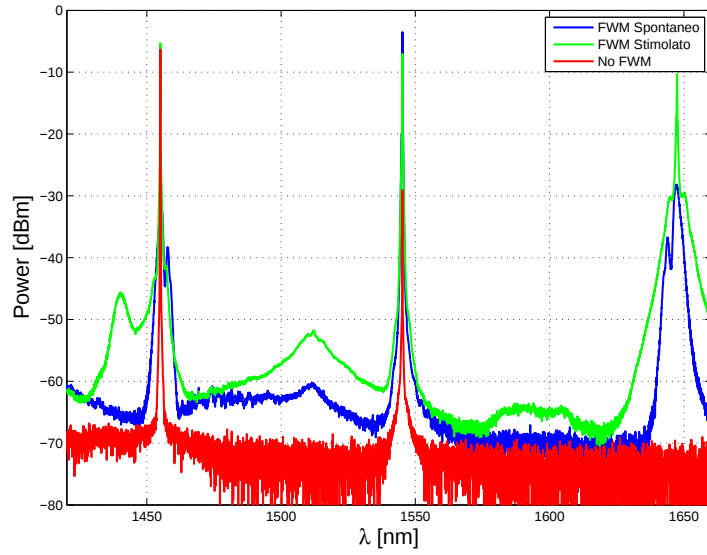


Figura 4.14: Segnale senza effetto FWM, emissione spontanea e emissione stimolata nel caso di sorgente laser Raman.

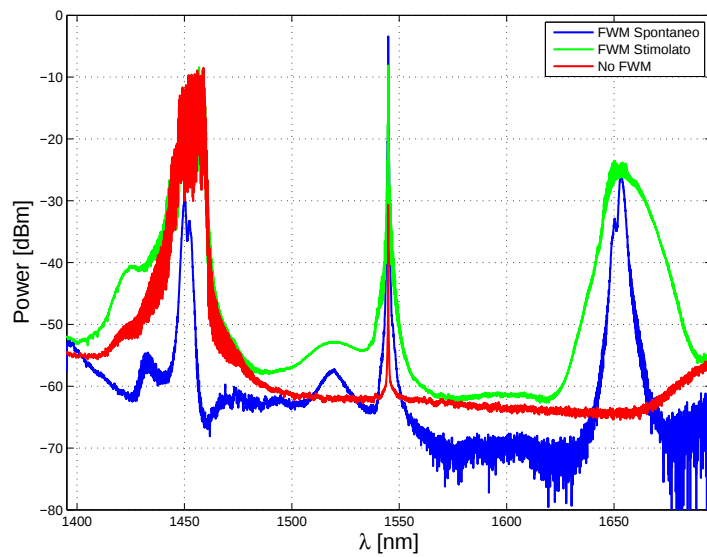


Figura 4.15: Segnale senza effetto FWM, emissione spontanea e emissione stimolata nel caso di sorgente LED Raman.

Conclusioni

In questa tesi è stata presentata la caratterizzazione dell'effetto di miscelazione d'onde nelle fibre ottiche. Dopo un breve richiamo ai principi fondamentali in particolare con l'analisi delle condizioni di adattamento di fase, si sono mostrate alcune possibili applicazioni dell'amplificazione parametrica.

Un'analisi teorico-numerica ha consentito di valutare la lunghezza della fibra da utilizzare per ottenere un ritardo di alcuni ps in un esperimento di luce lenta. Sono poi state analizzate altre condizioni di adattamento di fase sfruttando fibre a mantenimento di polarizzazione o fibre in cui si è indotta una certa birifrangenza imponendo degli stress meccanici per curvatura.

Sfruttando la relazione di dispersione per l'instabilità di modulazione si sono valutati i guadagni ottenibili e la sintonizzabilità, la larghezza di banda per questo genere di fibre.

Sono poi stati condotti esperimenti per la caratterizzazione di una fibra a dispersione spostata di lunghezza $510m$. Una misura del ritardo di gruppo differenziale ha consentito di verificare la sostanziale isotropia del nucleo. La misura della dispersione cromatica ha permesso di individuare la posizione della lunghezza d'onda corrispondente a un valore di dispersione nulla.

È stato quindi spiegato come osservare emissione spontanea generata dalla miscelazione a quattro onde. Gli spettri misurati consentono di capire dove posizionare il segnale per ottenere il massimo guadagno dall'emissione stimolata. Inoltre è possibile calcolare direttamente il coefficiente γ valutando le due onde generate dalla sola pompa continua posizionata in prossimità dello zero di dispersione.

Procedendo con l'emissione stimolata si è tentato per la prima volta a nostra conoscenza di misurare il guadagno ottenibile da una fibra comune sfruttando un segnale continuo e una pompa modulata.

I risultati hanno fatto capire come sebbene l'effetto sia molto efficiente e promettente, la tecnica di misura non consente di valutare esattamente il guadagno di picco negli istanti in cui la pompa è accesa.

Appendice A

Caratterizzazione di alcuni Dispositivi

A.1 Amplificatore EDFA usato come booster

La potenza d'uscita che il dispositivo propone non è reale; si è eseguita quindi una caratterizzazione della potenza in funzione della corrente. La misura è disponibile nella Figura A.1.

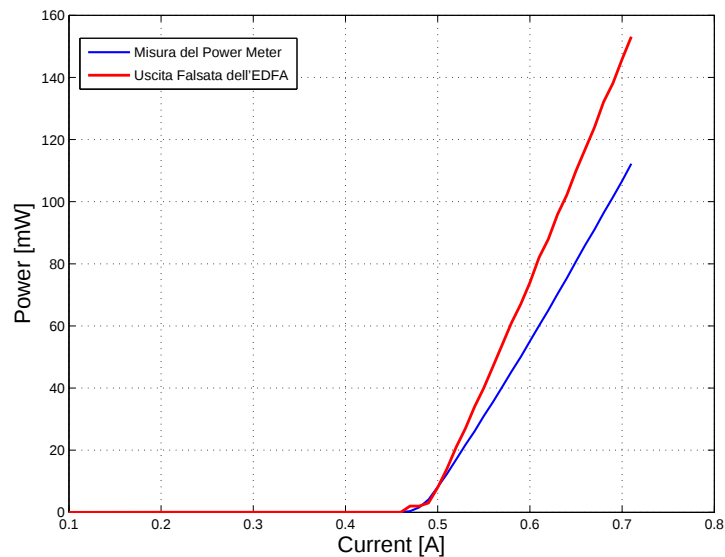


Figura A.1: Potenza in uscita dall'amplificatore in funzione della corrente di controllo.

A.2 Laser ANDO AQ8203

Questo laser è stato usato per sintonizzare il segnale durante il tentativo di misura del coefficiente di non linearità. La causa dell'incostanza della potenza del segnale è da attribuirsi a questo laser che è stato caratterizzato nella regione di interesse. La Figura A.2 esprime l'uscita dello strumento in funzione della lunghezza d'onda.

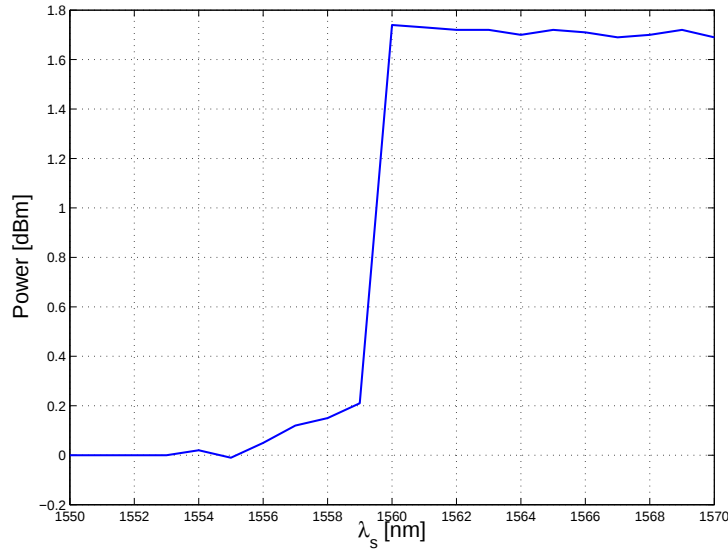


Figura A.2: Potenza in uscita del laser in funzione della lunghezza d'onda operativa.

A.3 Sorgente LED Raman

Si è cercato di sfruttare il LED Raman ponendolo a lunghezze d'onda operative il più possibile vicino alla pompa. In questo modo l'emissione dell'onda Stokes esce parzialmente dalla regione in cui si osserva l'effetto Raman. Controllando il LED in corrente e in temperatura si è anche cercato di stringere il più possibile la banda dello spettro in uscita. La Figura A.3 esprime lo spettro d'emissione in funzione della lunghezza d'onda che si è utilizzato a caratterizzazione completata.

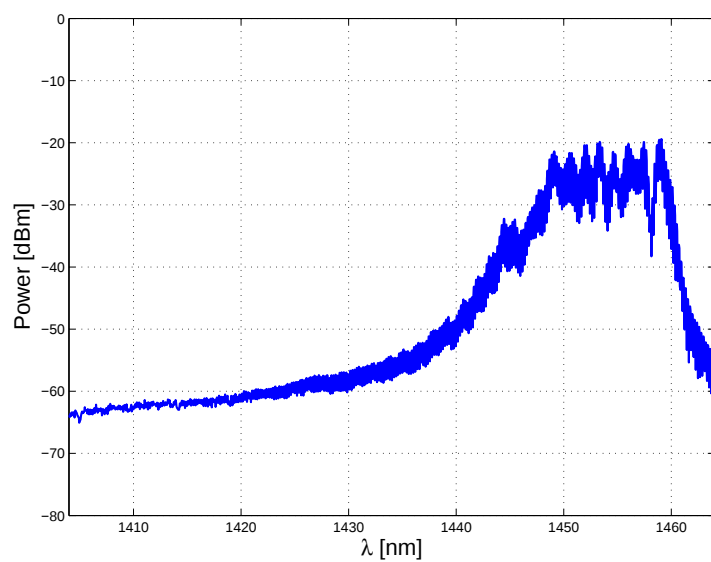


Figura A.3: Emissione del LED Raman in funzione della lunghezza d'onda.

Bibliografia

- [1] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2007 Elsevier Inc. (4rd Edition).
- [2] R. W. Boyd, D. J. Gauthier, “*Slow*” and “*fast*” light, E. Wolf, Progress in Optics 43, 2002 Elsevier Science B.V.
- [3] M. W. Maeda, W. B. Sessa, W. I. Way, A. Yi-Yan, L. Curtis, R. Spicer, R. I. Laming, *The effect of four-wave mixing in fibers on optical frequency-division multiplexed systems*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 8, No. 9, pp. 1402-1408, 1990.
- [4] L. Schenato, M. Santagiustina, C. G. Someda, *Fundamental and Random Birefringence Limitations to Delay in Slow Light Fiber Parametric Amplification*, Journal of Lightwave Technology, Vol. 26, No. 23, pp. 3721-3726, 2008.
- [5] M. Santagiustina, *Governing the speed of light: recent advances and future perspectives of slow and fast light in microwave-photonics*, Microwave Photonics, International Topical Meeting on Microwave Photonics, Valencia, pp. 1-4, 14-16 Oct. 2009.
- [6] L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, C.H. Behroozi, *Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas*, Nature 6027 (397), pp. 594-598, 1999.
- [7] D. Dahan, Eisenstein, *Tunable all optical delay via slow and fast light propagation in Raman assisted fiber optical parametric amplifier: a route to all optical buffering*, Optics Express, Vol. 13, No. 16, pp. 6234-6249, 2005.
- [8] M. E. Marhic, K. K. Wong, L. G. Kazovsky, *Wide-Band Tuning of the Gain Spectra of One-Pump Fiber Optical Parametric Amplifiers*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Eletronics, Vol. 10, No. 5, pp. 1133-1141, 2004.

- [9] E. Shumakher, A. Willinger, R. Blit, D. Dahan, G. Eisenstein, *Large tunable delay with low distortion of 10 Gbit/s data in a slow light system based on narrow band fiber parametric amplification*, Optics Express, Vol. 14, No. 19, pp. 8540-8545, 2006.
- [10] L. Yi, W. Hu, Y. Su, M. Gao, L. Leng, *Design and System Demonstration of a Tunable Slow-Light Delay Line Based on Fiber Parametric Process*, IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 18, No. 24, pp. 2575-2577, 2006.
- [11] K. Seki, S. Yamashita, *Narrowband and tunable optical parametric amplification in Bismuth-Oxide-based highly nonlinear fiber*, Optics Express, Vol. 16, No. 18, pp. 13871-13877, 2008.
- [12] T. Hasegawa, T. Nagashima, N. Sugimoto, *Determination of nonlinear coefficient and group-velocity-dispersion of bismuth-based high nonlinear optical fiber by four-wave-mixing*, Optics Communications, Vol. 281, pp. 782-787, 2008.
- [13] J. E. Rothemberg, *Modulation instability for normal dispersion*, Physical Review A, Vol. 42, No. 1, pp. 682-685, 1990.
- [14] P. N. Morgan, J. M. Liu, *Parametric Four-Photon Mixing Followed by Stimulated Raman Scattering with Optical Pulses in Birefringent Optical Fiber*, IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 27, No. 4, pp. 1011-1021, 1991.
- [15] E. Seve, P. T. Dinda, G. Millot, M. Remoissenet, J. M. Bilbaut, M. Haelterman, *Modulation instability and critical regime in highly birefringent fiber*, Physical Review A, Vol. 54, No. 4, pp. 3519-3534, 1996.
- [16] C. J. McKinstrie, S. Radic, C. Xie, *Parametric instabilities driven by orthogonal pump waves in birefringent fibers*, Optics Express, Vol. 11, No. 20, pp. 2619-2633, 2003.
- [17] R. Ulrich, S. C. Rashleigh, W. Eickoff, *Bending-induced birefringence in single-mode fibers*, Optics Letters, Vol. 5, No. 6, pp. 273-275, 1980.
- [18] C.K. Hong, L. Mandel, *Experimental Realization of a Localized One-photon State*, Physical Review Letters, Vol. 56, No. 1, pp. 58-60, 1986.
- [19] S. Mechels, D. Franzen, *Accurate Measurements of the Zero-Dispersion Wavelength in Optical Fibers* Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology, Vol. 103, pp. 333-347, 1997.

- [20] L. Palmieri, A. Pizzinat, *Sistemi in Fibra Ottica e Laboratorio*, Dispense di Laboratorio, 2009.
- [21] TIA TIA/EIA-455-169-A FOTP-169 Chromatic Dispersion Measurement of Single-Mode Optical Fibers by the Phase-Shift Method.