



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione

CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN INGEGNERIA DELLE TELECOMUNICAZIONI

TESI DI LAUREA

CARATTERIZZAZIONE SPERIMENTALE DI UN
LASER BASATO SU EFFETTI NON LINEARI IN
FIBRA OTTICA

RELATORE: *Chiar.mo Prof. Andrea Galtarossa*

LAUREANDO: *Alessandro Bottazzo*

Padova, 22 Aprile 2013

Anno Accademico 2012/2013

Ringraziamenti

Innanzitutto voglio ringraziare la mia famiglia per avermi donato, oltre alla possibilità di realizzare questo importante percorso di studi, anche preziosi consigli, per avermi dato un enorme sostegno, per aver gioito dei miei successi e sofferto con me nelle sconfitte. Ringrazio in modo speciale Raffaella, per la sua infinita pazienza e comprensione. Grazie per aver saputo fare molte rinunce al mio fianco senza farmi mai pesare nulla.

Un ringraziamento particolare al Prof.Galtarossa per avermi seguito con estrema pazienza e disponibilità durante il periodo di stesura della tesi e per avermi dato la possibilità di svolgere la mia attività di tesi nel laboratorio di “ Fotonica e Campi Elettromagnetici ” del Dipartimento di Ingegneria dell’Informazione.

Un sentito grazie al Dott.Fabrizio Chiarello, per l’aiuto che mi ha dato in tutto il periodo di tesi e per essere sempre stato disponibile a chiarire ogni mio dubbio.

Voglio ringraziare i miei compagni di corso, i miei amici e tutte le persone che mi hanno accompagnato in questi anni. Non cito nomi, non per mancanza di spazio a disposizione ma per non escludere nessuno. Quelli di voi, che leggeranno questo paragrafo si riconosceranno tra questi, senza alcun dubbio.

Infine un “ Grazie ” a chi oggi mi guarda dal cielo, che sicuramente sarà orgoglioso di me.

Grazie di cuore a tutti e ricordate...grazie è solo una semplice parola, mentre la riconoscenza vale molto di più.

Alessandro

Indice

1	Introduzione	1
1.1	Struttura della Tesi	5
2	Propagazione non lineare di impulsi in fibra ottica	6
2.1	L'equazione Non-Lineare di Schrödinger	6
2.2	Effetti della dispersione	10
3	Effetti non lineari in fibra ottica	14
3.1	Effetto Kerr	14
3.1.1	Four-Wave Mixing	16
3.2	Diffusione Raman	18
3.3	Amplificazione parametrica	21
4	Apparato sperimentale	22
4.1	Cos'è una sorgente ottica	22
4.2	Descrizione della struttura di pompa	24
4.3	Descrizione della cavità della sorgente	26
4.4	Struttura completa della sorgente ottica	28
5	Caratterizzazione della sorgente basata su effetti non lineari	31
5.1	Spettro di guadagno di un oscillatore in fibra ottica	31
5.1.1	Misura della dispersione cromatica	34
5.2	Procedura di misurazione dei parametri e risultati ottenuti	36

Conclusioni

53

Bibliografia

54

Elenco delle figure

1.1	Oscillatore parametrico in fibra ottica	2
1.2	Amplificazione parametrica e diffusione Raman	3
2.1	Impulso propagante in fibra	7
2.2	Effetto della dispersione sulla propagazione dell'impulso in fibra ottica	13
3.1	a) Raman dovuto ad emissione spontanea; b) Raman dovuto ad emissione stimolata; c) AntiStokes Raman; d) Four-Wave Mixing	19
3.2	Spettro di guadagno Raman normalizzato quando pompa e Stokes sono co-polarizzati (linea continua)	20
4.1	Oscillatore parametrico in fibra ottica	23
4.2	Andamento temporale del segnale al variare dello stato di polarizzazione mediante l'FPC ₃	24
4.3	Schema a blocchi della pompa della sorgente laser	25
4.4	Principio di funzionamento dell'EDFA	26
4.5	Schema a blocchi della cavità della sorgente laser	27
4.6	Foto della sorgente ottica caratterizzata in laboratorio	28
5.1	a) Spettro di guadagno ad anello aperto con pompa alla lunghezza d'onda di: a) 1549 nm; b) 1549,5 nm; c) 1552 nm; d) 1555 nm	32
5.2	a) Spettro di guadagno ad anello aperto con pompa alla lunghezza d'onda di: a) 1544 nm; b) 1545 nm; c) 1546 nm; 1547,5 nm	33
5.3	Andamento del ritardo di gruppo τ_g	35

5.4	Andamento della dispersione cromatica D	35
5.5	Schema a blocchi che rappresenta dove è stata aperta la cavità	36
5.6	Spettro di guadagno al variare della lunghezza d'onda di pompa mantenendo la potenza d'ingresso fissa: a) $P_{in} = 11,61 W$; b) $P_{in} = 9,81 W$; c) $P_{in} = 7,92 W$; d) $P_{in} = 6,84 W$; e) $P_{in} = 5,39 W$; f) $P_{in} = 4,5 W$; g) $P_{in} = 3,61 W$; h) $P_{in} = 2,51 W$	37
5.7	Intervallo di sintonizzazione in regime Narrow-Band	40
5.8	Relazione tra la potenza di uscita e di ingresso rispetto alla regione di guadagno: a) $\lambda_s = 1589,1 nm$; b) $\lambda_s = 1673 nm$; c) Spettro di guadagno alla lunghezza d'onda di pompa di $1547,5 nm$	41
5.9	Confronto tra le potenze di uscita: a) Stokes; b) anti-Stokes	42
5.10	Andamento temporale della potenza di uscita prima della misura (traccia rossa) e alla fine della misura, dopo 15 minuti (traccia blu)	43
5.11	Andamento della larghezza di riga delle componenti Stokes a -3 dB	44
5.12	Andamenti delle potenze del segnale e della pompa lungo la fibra.	45
5.13	a) Svuotamento della pompa; b) Efficienza dello Stokes	46
5.14	Potenza di uscita della pompa, Stokes ed anti-Stokes a confronto con la regione di guadagno per $\lambda_p = 1548,5 nm$	47
5.15	Potenze di uscita in regimi diversi dello Stokes a $\lambda_s = 1579 nm$	48
5.16	Confronto tra le larghezze di riga in regimi diversi per lo Stokes a $\lambda_s = 1579 nm$	49
5.17	Svuotamento ed efficienza in regime Broad-Band ($\lambda_p = 1548.5 nm$ e $\lambda_s = 1579 nm$)	50
5.18	Confronto tra gli spettri di guadagno in BB ed NB per la stessa potenza di ingresso $P_{in} = 9,81 W$	50
5.19	Confronto tra l'efficienza garantita in regime BB e NB per la stessa lunghezza d'onda di risonanza: a) $\lambda_s = 1579 nm$; b) $\lambda_s = 1589 nm$	51

Elenco delle tabelle

4.1	Specifiche del laser a cavità esterna ECL	29
4.2	Caratteristiche di uscita del laser	29
4.3	Specifiche dell'amplificatore all'erbio (EDFA)	29
4.4	Specifiche del filtro passa banda (TBPF)	30
4.5	Specifiche dell'analizzatore di spettro ottico (OSA)	30
5.1	Misure realizzate per valutare l'intervallo di sintonizzazione	39
5.2	Esempio misure della lunghezza d'onda e della potenza di uscita rispettivamente per la pompa, Stokes ed anti- Stokes alla frequenza di ripetizione di $f_r = 1979,3 \text{ kHz}$	40

Introduzione

La seguente tesi presenta i risultati della caratterizzazione sperimentale di un laser basato su effetti non lineari in fibra ottica.

A differenza dell'oscillatore parametrico ottico (OPA, Optical Parametric Amplifier) che sfrutta un cristallo ottico come materiale attivo per la generazione e l'amplificazione di segnali ultracorti, gli oscillatori parametrici in fibra ottica (FOPA, Fiber Optical Parametric Amplifier) utilizzano un anello costituito da un'opportuna fibra ottica sulla quale incidono due fasci: il primo ad alta intensità, detto fascio di pompa (Pump) ed il secondo di bassa intensità, chiamato segnale (Signal). Il segnale viene sincronizzato con il fascio di pompa mediante l'introduzione di una certa quantità di dispersione cromatica che consente di variare il tempo impiegato a percorrere l'anello.

In uscita dall'anello si avranno tre fasci (Figura 1.1); infatti oltre ai due fasci incidenti si ha la formazione di un terzo fascio detto idler. L'idler contiene la stessa informazione di modulazione del segnale di ingresso, con uno spettro invertito.

La ricerca e l'applicazione di queste tipologie di sorgenti trovano sempre maggiore interesse nella biomedica e nelle indagini di rilevamento.

Idealmente, una sorgente di questo tipo presenta le seguenti caratteristiche: un vasto range di lunghezze d'onda, una veloce frequenza di scansione, alta linearità ed una larghezza di riga della componente risonante molto stretta in modo da catturare la massima informazione interferometrica e migliorare la risoluzione spaziale.

Esistono molti articoli in letteratura dedicati ai laser in fibra drogati all'erbio, laser semiconduttori e oscillatori ottici parametrici. Tuttavia, nella maggior parte dei casi

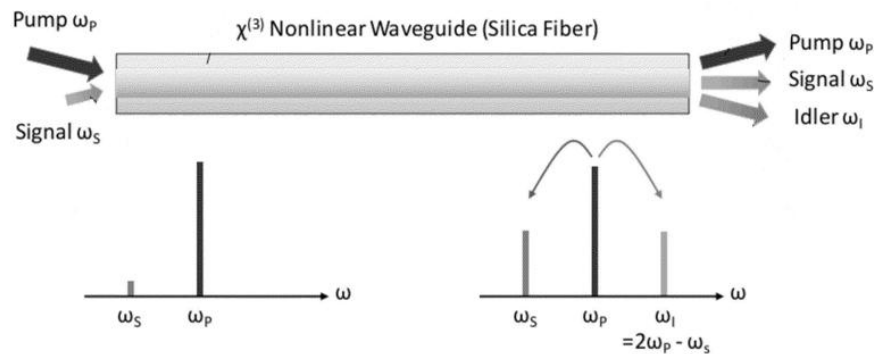


Figura 1.1: Oscillatore parametrico in fibra ottica

questi dispositivi possono operare solo a determinate lunghezze d'onda, richiedendo configurazioni complicate ed un allineamento ottimale per il corretto funzionamento.

Gli oscillatori parametrici in fibra ottica, consentono di eliminare la necessità di allineamento e consentono la generazione di segnali in regioni per cui non sono ancora disponibili mezzi di guadagno pratici. Essi permettono amplificazione sfruttando due tra i più importanti effetti non lineari nella propagazione in fibra ottica di un impulso in presenza di potenze molto elevate: l'effetto parametrico e la diffusione Raman.

Tali fenomeni sostanzialmente consentono un trasferimento di energia, dal segnale di pompa al segnale utile. Come avvengono gli effetti e in che condizione si possono manifestare, verrà descritto dettagliatamente nel Capitolo 3.

Pertanto i parametri necessari affinché vengano garantite le caratteristiche di tale sorgente, precedentemente elencati, sono: l'intervallo di lunghezze d'onda sul quale il laser consente emissione in funzione della frequenza di ripetizione, la potenza in uscita dall'anello rispettivamente della pompa, dello Stokes e dell'anti-Stokes e la larghezza di riga al variare della potenza di ingresso. Attraverso questi parametri è inoltre possibile calcolare lo svuotamento della sorgente ottica di pompa e l'efficienza dello Stokes.

Gli oscillatori basati su effetti non lineari in fibre ottiche hanno suscitato un significativo interesse, in quanto possono fornire radiazione coerente su una vasta gamma di

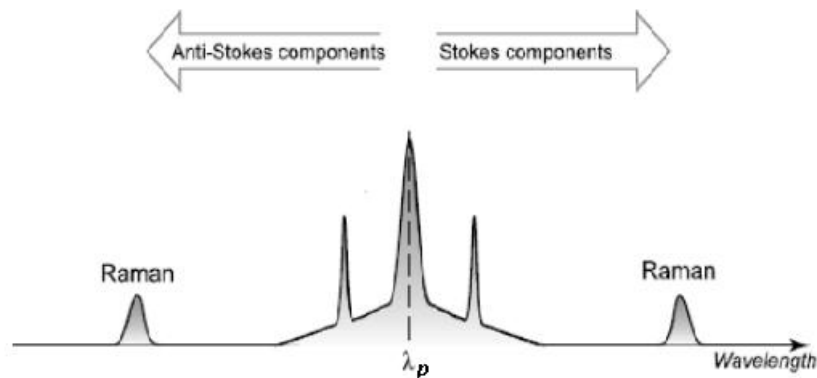


Figura 1.2: Amplificazione parametrica e diffusione Raman

sintonizzazione e questo ne permette l'applicazione in numerosi settori, in particolare in medicina e biologia; un esempio è rappresentato dall'OCT (Optical Coherence Tomography) [1].

Nel mondo delle telecomunicazioni, considerando la crescita impetuosa del traffico Internet, si è iniziato a studiare una possibile struttura di router futuri basati su tecnologie ottiche in grado di adattare le loro capacità alla domanda di traffico. Tali router richiederanno uno sviluppo di buffer ottici mediante il controllo della velocità di propagazione dell'impulso ottico in un mezzo dispersivo. Il concetto di luce lenta e veloce ha avviato intensi sforzi di ricerca sulla possibilità di utilizzare mezzi compatti come le fibre ottiche. Esse infatti permettono, se opportunamente assistite da oscillatori parametrici in fibra ottica, di realizzare dispositivi in grado di garantire bande Raman strette e sintonizzabili. Un sistema realizzato nel seguente modo offre dei notevoli vantaggi: una larghezza di banda anche maggiore di 100 GHz adatta quindi a ritardi elevati, un elevato livello di guadagno consentendo di utilizzare fibre di lunghezza considerevole, in contrasto con sistemi basati sull'assorbimento di risonanza dove la lunghezza del mezzo è limitata dall'attenuazione del segnale inoltre garantiscono un ampio intervallo di sintonizzazione. Infine, il ritardo è facilmente controllabile attraverso la potenza di pompa e c'è flessibilità nella scelta della lunghezza d'onda di utilizzo [2].

Un altro settore di possibile utilizzo è il monitoraggio di gas inquinanti. Risulta molto utile mantenerli sotto controllo, tramite l'uso dei sensori di gas. Infatti, tra le molteplici possibilità della nanotecnologia, desta molto interesse il campo dei sensori ottici,

i quali sono estremamente efficaci nella rilevazione di determinati gas. L'utilizzo di amplificatori ottici in fibra ottica in tale settore, permetterebbe di analizzare un vasto intervallo di lunghezze d'onda, individuando univocamente un certo tipo di gas dalle righe spettrali di assorbimento.

Tuttavia, finora la loro diffusione sul mercato è stata ostacolata da una non ottimale affidabilità e stabilità nel tempo.

1.1 Struttura della Tesi

La Tesi è organizzata come segue.

Capitolo 2: Il seguente capitolo vuole fornire una panoramica sulle equazioni che regolano la propagazione di impulsi in fibre ottiche non lineari e mettere in evidenza l'effetto della dispersione cromatica, il quale rappresenta un elemento fondamentale nella sincronizzazione delle varie componenti spettrali di un impulso con il segnale della sorgente ottica di pompa.

Capitolo 3: Vengono introdotti i concetti di effetti non lineari in fibra ottica, che si possono manifestare in presenza di potenze elevate nella propagazione di più impulsi. In particolare, verranno descritti in maniera dettagliata mediante modelli matematici, l'effetto parametrico e la diffusione Raman, che sono gli effetti principali che permettono l'amplificazione del segnale utile su un vasto intervallo di lunghezze d'onda in queste tipologie di sorgenti.

Capitolo 4: Questo capitolo fornisce una panoramica sull'apparato sperimentale utilizzato, in particolare vengono spiegate le funzionalità della sorgente ottica di pompa e della cavità che formano la sorgente ed elencate le caratteristiche principali dei vari blocchi che le costituiscono.

Capitolo 5: Descrive la procedura di misurazione svolta presso il laboratorio di “ Fotonica e Campi Elettromagnetici (PEG) ” del Dipartimento di Ingegneria dell'Informazione e raccoglie i principali risultati ottenuti dalle simulazioni realizzate.

Propagazione non lineare di impulsi in fibra ottica

L'oscillatore parametrico in fibra ottica illustrato, caratterizzato e sperimentato nella seguente tesi, sfrutta potenze molto elevate per realizzare impulsi non lineari in fibra ottica. L'obiettivo di questo capitolo è di analizzare l'equazione non lineare di Schrödinger, la quale consente di risolvere il problema generale della propagazione di un segnale ottico in una fibra ottica reale tenendo conto sia degli effetti attenuativi (α), che di quelli dispersivi (β) e non lineari (n o γ).

Inoltre verrà fornita una panoramica sull'importanza degli effetti della dispersione cromatica nella propagazione di impulsi in un mezzo dispersivo.

2.1 L'equazione Non-Lineare di Schrödinger

Dall'equazione delle onde (2.1), attraverso opportune assunzioni e semplificazioni che verranno presentate nel seguente capitolo, si può definire l'equazione non lineare di Schrödinger che regola la propagazione non lineare di impulsi in fibra ottica.

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2} \chi^3 \frac{\partial^2 \mathbf{E}^2}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

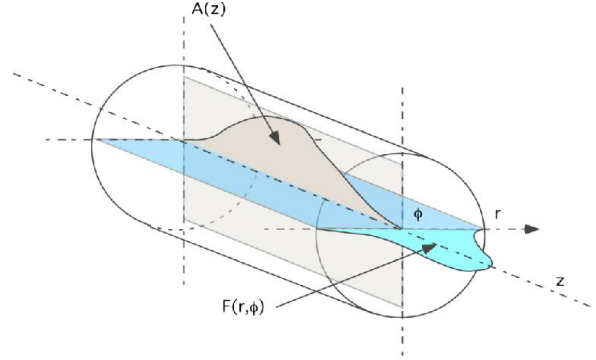


Figura 2.1: Impulso propagante in fibra

Dove \mathbf{E} è il vettore campo elettrico, n è l'indice di rifrazione, c è la velocità della luce e χ^3 è il terzo ordine di suscettibilità. In generale, il modo di propagazione in fibra, si presenta con una distribuzione spaziale trasversa [3, cap. 1-2] detta $F(r, \phi)$ e ampiezza variabile $A(z)$ lungo la direzione di propagazione.

Il vettore campo elettrico risulterà dunque

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} [F(r, \phi) A(z)] e^{j\beta z} e^{-j\omega t}, \quad (2.2)$$

con β costante di propagazione. Poichè la derivata del termine non-lineare è solo temporale, è possibile conglobare tutti i termini spazio-dipendenti e scrivere il campo elettrico come:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} [F(r, \phi) A(z)] e^{j\beta z} e^{-j\omega t} = \frac{1}{2} \mathbf{E}_s e^{-j\omega t} \quad (2.3)$$

dove il termine non lineare diventa:

$$\frac{1}{c^2} \chi^3 \frac{\partial^2 \mathbf{E}^3}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \chi^3 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \chi^3 \left[\frac{1}{2} \mathbf{E}_s e^{-j\omega t} + \frac{1}{2} \mathbf{E}_s^* e^{-j\omega t} \right]^3 =$$

$$= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\chi^3}{8} [\mathbf{E}_s^3 + 3\mathbf{E}_s^2 \mathbf{E}_s^* e^{-3j\omega t} + 3\mathbf{E}_s^{2*} \mathbf{E}_s e^{-j\omega t} + 3\mathbf{E}_s^{3*} e^{-j3\omega t}] \quad (2.4)$$

Vengono considerati solo i termini alla stessa frequenza della portante; gli altri termini sono fuori banda e si disperdono nella propagazione, per cui dopo aver trascurato anche i termini che retro-propagano, si ottiene:

$$\frac{1}{c^2} \chi^3 \frac{\partial^2 \mathbf{E}^3}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{\chi^3}{8} [\mathbf{E}_s^2 \mathbf{E}_s^* e^{-j\omega t}] = -\frac{3\omega^2}{8c^2} \chi^3 |\mathbf{E}_s|^2 \mathbf{E}_s e^{-j\omega t} \quad (2.5)$$

Il primo termine dell'eq. (2.1) può essere riscritto nella seguente forma:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \left(\nabla_{trasv}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \mathbf{E} = \mathbf{E} = \frac{1}{2} \left[\nabla_{trasv}^2 F(r, \phi) A(z) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} F(r, \phi) A(z) \right] e^{j\beta z} e^{-j\omega t} \quad (2.6)$$

dove è stato scomposto il Laplaciano nella componente trasversa e longitudinale; durante la propagazione la componente trasversa non è soggetta a perturbazioni, quindi si considera solo la componente longitudinale.

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{1}{2} F(r, \phi) A(z) e^{j\beta z} e^{-j\omega t} = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 A(z)}{\partial z^2} + 2j\beta \frac{\partial A(z)}{\partial z} - \beta^2 A(z) \right] F(r, \phi) e^{j\beta z} e^{-j\omega t} \quad (2.7)$$

Nella ragionevole ipotesi di considerare una forma dell'impulso in cui sia trascurabile la derivata seconda, allora l'espressione precedentemente vista diventa:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{1}{2} F(r, \phi) A(z) e^{j\beta z} e^{-j\omega t} = \frac{1}{2} \left[2j\beta \frac{\partial A(z)}{\partial z} - \beta^2 A(z) \right] F(r, \phi) e^{j\beta z} e^{-j\omega t} \quad (2.8)$$

Infine, il secondo termine dell'eq.(2.1) può essere definito come:

$$\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \frac{1}{2} \mathbf{E}_s e^{-j\omega t} = -\frac{\omega^2 n^2}{c^2} \frac{1}{2} \mathbf{E}_s e^{-j\omega t} = -\frac{1}{2} k^2 \mathbf{E}_s e^{-j\omega t} \quad (2.9)$$

L'equazione delle onde riscritta con i tre termini ottenuti diventa:

$$\frac{1}{2} \left[+2j\beta \frac{\partial A(z)}{\partial z} - \beta^2 A(z) \right] F(r, \phi) e^{j\beta z} e^{-j\omega t} = -\frac{1}{2} k^2 \mathbf{E}_s e^{-j\omega t} - \frac{3\omega^2}{8c^2} \chi^3 |\mathbf{E}_s|^2 \mathbf{E}_s e^{-j\omega t} \quad (2.10)$$

Al fine di valutare gli effetti propagativi, può essere utile considerare il comportamento dell'impulso $A(z)$ durante la propagazione:

$$\frac{\partial A(z)}{\partial z} = \frac{1}{j\beta} \left[-\frac{3\omega^2}{8c^2} \chi^3 [F(r, \phi) A(z)]^2 A(z) - \frac{1}{2} (k^2 - \beta^2) A(z) \right] \quad (2.11)$$

dove χ^3 , terzo ordine di suscettibilità, è responsabile di fenomeni come la generazione di armoniche di terzo ordine, del four-wave mixing e della rifrazione non lineare. Molti degli effetti non lineari in fibra ottica sono originati dalla rifrazione non lineare, un fenomeno dovuto alla dipendenza dall'indice di rifrazione.

In generale si esprime l'equazione 2.11 in funzione della potenza complessiva dell'impulso ottico propagante definita in eq. 2.12:

$$P \approx \frac{1}{2} cn |A(z)|^2 |F(r, \phi)|^2 A_{eff} = |A(z)|^2 N^2 \quad (2.12)$$

dove A_{eff} rappresenta la sezione della fibra ottica occupata dalla potenza dell'impulso e N^2 rappresenta la potenza ottica relativa alla parte trasversale dell'impulso. Considerando $B(z) = NA(z)$ l'ampiezza longitudinale dell'impulso ovvero l'involuppo dell'impulso che riassume il comportamento di un segnale spazio-dipendente durante la propagazione, e considerando gli effetti che intervengono nella propagazione, si può ricavare l'equazione non lineare di Schrödinger (Non-Linear Schrödinger Equation):

$$j\frac{\partial B(z)}{\partial z} = -j\frac{1}{2}\alpha B(z) - \gamma|B(z)|^2 B(z) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2}{\partial T^2}\beta_2 B(z) \quad (2.13)$$

che permette di risolvere il problema generale della propagazione di un segnale ottico in una fibra ottica reale, tenendo conto degli effetti attenuativi (α), dispersivi (β) e non lineari (n o γ).

Questa espressione indica l'evoluzione dell'involuppo dell'impulso $B(z)$ durante la propagazione essendo questa variabile dipendente dalla potenza P in funzione di z .

2.2 Effetti della dispersione

Considerando l'equazione non lineare di Schrödinger ricavata in precedenza, i tre termini che governano, rispettivamente, le perdite durante la propagazione in fibra, la dispersione e la non linearità, dipendono dalla durata e dal picco di potenza dell'impulso incidente. Risulta utile valutare anche la descrizione temporale dell'impulso che si evolve durante la propagazione, per questo vengono introdotti i concetti di lunghezza dispersiva L_D e di lunghezza non lineare L_{NL} .

Inoltre si consideri un ritardo normalizzato dell'impulso in ingresso di durata T_0 allora:

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - \frac{z}{v_g}}{T_0} \quad (2.14)$$

con v_g velocità di gruppo a cui viaggia l'impulso.

Allo stesso tempo consideriamo un'ampiezza normalizzata U :

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z/2) U(z, \tau) \quad (2.15)$$

dove P_0 è la potenza di picco dell'impulso incidente. Sostituendo le seguenti espressioni nell'equazione NLS si ottiene:

$$j \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} - \frac{\exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (2.16)$$

dove $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$, quindi si definiscono:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.17)$$

Quando la lunghezza L della fibra è $L \ll L_{NL}$ e $L \ll L_D$, allora la dispersione e gli effetti non lineari hanno effetti trascurabili sulla propogazione del segnale ottico; questo regime è utilizzato per i sistemi di comunicazione ottici.

Nel caso in cui $L \ll L_{NL}$ ma $L \sim L_D$, l'ultimo termine nell'eq. 2.16 è trascurabile rispetto agli altri. L'evoluzione dell'impulso è regolata dalla dispersione cromatica mentre gli effetti non lineari incidono in maniera minore.

Il regime, in cui predomina la dispersione cromatica, è applicabile quando i parametri della fibra e dell'impulso hanno la seguente relazione:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1 \quad (2.18)$$

Gli effetti della dispersione sulla propagazione dell'impulso in mezzi lineari dispersivi possono essere studiati ponendo $\gamma = 0$ nell'equazione di Schrödinger. Definendo un'ampiezza normalizzata $U(z, T)$, in accordo con l'eq. 2.15, essa soddisfa la seguente equazione differenziale:

$$j \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \quad (2.19)$$

risolvibile utilizzando il metodo della trasformata di Fourier. Sia $\tilde{U}(z, \omega)$ la trasformata di Fourier di $U(z, T)$ tale che:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} U(\tilde{z}, \omega) e^{-j\omega T} d\omega \quad (2.20)$$

la quale soddisfa l'equazione differenziale:

$$j \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U} \quad (2.21)$$

la cui soluzione è

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) e^{j\frac{1}{2}\beta_2\omega^2 z} \quad (2.22)$$

la quale evidenzia come la dispersione cromatica vari la fase di ogni componente spettrale dell'impulso di una quantità dipendente sia dalla frequenza ω che dalla distanza percorsa z .

La variazione di fase $\Delta\phi_D(\omega) = \frac{1}{2}\beta_2\omega^2 z$ si traduce in una corrispondente variazione del tempo di propagazione T che per definizione vale:

$$T = z \frac{\partial \beta}{\partial \omega} = z \frac{\partial}{\partial \omega} \frac{\Delta\phi}{z} = \omega^2 \beta_2 z \quad (2.23)$$

quindi, poichè l'impulso contiene una composizione di frequenze di estensione pari a:

$$\Delta\omega_0 = \frac{1}{\tau_0}, \quad (2.24)$$

l'effetto della dispersione sarà quello di ritardare (anticipare), rispetto al centro dell'impulso che viaggia a velocità v_g , le componenti dell'impulso con pulsazione maggiore (minore) di ω_0 come mostrato in fig. 5.4.

Questo comportamento dipende chiaramente dal segno del parametro di dispersione β_2 ; in regime di dispersione anomala (caratterizza le fibre in terza finestra) il β_2 è

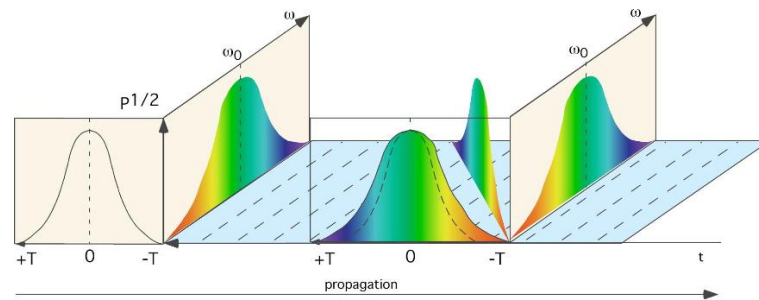


Figura 2.2: Effetto della dispersione sulla propagazione dell'impulso in fibra ottica

positivo e quindi le frequenze più alte di ω_0 si troveranno più ritardate ovvero in coda all'impulso. L'effetto complessivo di questo ritardo (anticipo) è quello di distorcere l'impulso che tenderà ad allargarsi rispetto all'originale.

Questo effetto della dispersione è molto importante nella realizzazione di un oscillatore parametrico in fibra ottica perché, introducendo un'opportuna quantità di dispersione cromatica nell'anello della sorgente, consente di sincronizzare una componente spettrale dell'impulso con il segnale della sorgente ottica di pompa.

Nel capitolo successivo verranno introdotti i concetti riguardanti i fenomeni principali di amplificazione, su cui si basa la sorgente studiata durante l'attività di tesi.

Effetti non lineari in fibra ottica

Nel settore delle telecomunicazioni per effetti non lineari in fibra ottica si intendono tutti quei fenomeni legati alla propagazione di un segnale ottico modulato che generano effetti indesiderati nella trasmissione di un messaggio informativo e che si instaurano tipicamente a potenze trasmesse elevate generando termini proporzionali al quadrato, o di ordine superiore del campo elettromagnetico trasmesso. Nel seguente Capitolo verranno analizzati i vari effetti non lineari che si possono manifestare in presenza di potenze elevate, come l'effetto Kerr ed i vari effetti che ne derivano da esso; particolare attenzione verrà data all'amplificazione parametrica e a quella Raman.

3.1 Effetto Kerr

Il principale effetto non lineare in fibra ottica è l'effetto Kerr. Da esso derivano numerosi altri fenomeni con caratteristiche peculiari come l'automodulazione di fase (SPM), la modulazione di fase incrociata (XPM) ed il Four-Wave Mixing (FWM).

L'effetto Kerr consiste nella dipendenza dell'indice di rifrazione della fibra ottica dal campo elettromagnetico che si propaga in essa:

$$n(z,t) = n_0 + n \frac{P(z,t)}{A_{eff}} \quad (3.1)$$

dove n_0 indice di rifrazione lineare, n indice di rifrazione non lineare, A_{eff} area efficace del modo guidato e $P(z,t)$ l'intensità del campo elettromagnetico che si propaga in fibra funzione della coordinata z in cui si trova nell'istante di tempo t ; A_{eff} può essere approssimata all'area geometrica trasversale in cui è confinato il modo guidato nella fibra, ovvero: $A_{eff} = \pi r^2$, con r raggio della fibra ottica.

Definendo $\Delta n = n \frac{P(z,t)}{A_{eff}}$ è possibile riscrivere l'eq. 3.1 come:

$$n = n_0 + \Delta n \quad (3.2)$$

L'indice di rifrazione ha uno stretto legame con la costante di propagazione β del campo in fibra come si può notare dall'eq.(3.3):

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} n \quad (3.3)$$

dove λ è la lunghezza d'onda con cui si propaga il campo ed usando l'eq. 3.2 si ha:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_0 + \Delta n) \quad (3.4)$$

Possiamo definire anche $\beta = \beta_0 + \Delta\beta$, come somma di un termine costante β_0 e di un termine variabile $\Delta\beta$ dovuta all' effetto Kerr.

Quindi sostituendo a Δn l'eq.(3.3) si ottiene:

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n}{A_{eff}} P(z,t) = \gamma P(z,t) \quad (3.5)$$

con $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n}{A_{eff}}$, detto coefficiente di non linearità della fibra. I valori tipici di γ sono compresi tra $1 - 2,5 W^{-1} km^{-1}$, la variabilità dipende in particolare dall'area efficace A_{eff} . Quindi utilizzando il coefficiente di non linearità γ , si ottiene la seguente espressione:

$$\Delta\beta = \gamma P(z, t) \quad (3.6)$$

In pratica, l'effetto Kerr consiste nella variazione locale della costante di propagazione del campo, causata dall'intensità ottica che transita in quel punto di coordinata z ed in quel preciso istante t . Esprimendo la fase del campo elettromagnetico come:

$$\phi(L) = \int_0^L \beta(z) dz, \quad (3.7)$$

nel caso di non linearità nella fibra ottica, si propaga un campo elettromagnetico di intensità P elevata, con una fase data dalla seguente relazione:

$$\phi(L) = \int_0^L \beta(z) dz = \int_0^L (\beta_0 + \Delta\beta) dz = \beta_0 L + \int_0^L \Delta\beta dz; \quad (3.8)$$

anche per la fase è possibile definire $\phi(L) = \phi_0 + \Delta\phi$. L'effetto Kerr induce una variazione della fase del campo elettromagnetico che dipende dalla potenza.

Dall'effetto Kerr derivano i seguenti fenomeni:

- **Automodulazione di fase (SPM):** è una modulazione di fase indotta dalla potenza di un singolo segnale su se stesso;
- **Modulazione di fase incrociata (XPM):** è una modulazione di fase indotta dalla variazione di potenza di un segnale su un altro segnale.
- **Four-Wave Mixing (FWM):** è un particolare sottoprodotto della modulazione di fase incrociata tra i canali che porta in alcuni casi alla creazione di nuove righe spettrali.

3.1.1 Four-Wave Mixing

Una particolare attenzione viene riservata al fenomeno del Four-Wave Mixing. L'origine del FWM risiede nella non linearità della risposta del legame tra gli elettroni di un

materiale ed il campo elettromagnetico, ed è dovuta alla suscettibilità di terzo ordine χ^3 .

In pratica vi è un trasferimento di energia dalla pompa ad altre due onde, aventi frequenza inferiore (anti-Stokes) e superiore (Stokes) rispetto al fascio di pompa. Se in fibra è presente solo il segnale della pompa, lo Stokes e l'anti-Stokes possono essere generati dal rumore, mentre se oltre alla pompa vi è un ulteriore segnale alla frequenza ω_3 , allora il segnale è amplificato mentre uno nuovo verrà generato alla frequenza ω_4 ; il guadagno responsabile di questa amplificazione è detto guadagno parametrico.

Le principali caratteristiche del FWM possono essere comprese dal termine di terzo ordine di polarizzazione:

$$\mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^3 \mathbf{E} \quad (3.9)$$

dove \mathbf{E} è il campo elettrico e \mathbf{P}_{NL} è la polarizzazione indotta non lineare.

In generale il FWM dipende dalla polarizzazione, tuttavia, considerando il caso scalare, in cui tutte le quattro onde che oscillano rispettivamente alla frequenza ω_1 , ω_2 , ω_3 e ω_4 sono polarizzate linearmente lungo l'asse principale di una fibra birifrangente in maniera da mantenere il loro stato di polarizzazione, allora il campo elettrico totale può essere scritto come:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 E_j e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} \quad (3.10)$$

dove la costante di propagazione $\beta_j = \tilde{n}_j \omega_j / c$, \tilde{n}_j è l'indice di modo. Sostituendo l'eq. 3.10 nell'eq. 3.9 si ottiene:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} \hat{x} \sum_{j=1}^4 P_j e^{i(\beta_j z - \omega_j t)} \quad (3.11)$$

dove P_j contiene un elevato numero di termini che coinvolgono il prodotto dei tre campi elettrici, ad esempio P_4 può essere espresso come:

$$P_4 = \frac{3\epsilon_0}{4} \chi^3 \left[|E_4|^2 E_4 + 2(|E_1|^2 + |E_2|^2 + |E_3|^2) E_4 + 2E_1 E_2 E_3 e^{i\theta_+} + 2E_1 E_2 E_3^* e^{i\theta_-} + \dots \right] \quad (3.12)$$

dove θ_+ e θ_- sono definite come:

$$\theta_+ = (\beta_1 + \beta_2 + \beta_3 - \beta_4)z - (\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 - \omega_4)t \quad (3.13)$$

$$\theta_- = (\beta_1 + \beta_2 - \beta_3 - \beta_4)z - (\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4)t \quad (3.14)$$

I primi quattro termini nell'eq. 3.12 sono responsabili dell'SPM e dell'XPM mentre i termini rimanenti dipendono dalla combinazione di tutte le quattro onde, quanti di questi termini siano effettivamente efficaci, dipende dalla corrispondenza di fase tra E_4 e P_4 [3, cap. 10].

3.2 Diffusione Raman

In ogni mezzo la diffusione Raman (SRS, Stimulated Raman Scattering) può trasferire una piccola parte di potenza tra due segnali ottici, la cui frequenza è spostata di una quantità determinata dalla vibrazione modale del mezzo (Figura 3.2).

Si consideri la seguente espressione:

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = g_R I_p I_s \quad (3.15)$$

dove I_s è l'intensità di Stokes, I_p è l'intensità di pompa e g_R è il guadagno Raman. Il coefficiente di guadagno Raman $g_R(\Omega)$, con $\Omega = \omega_p - \omega_s$, rappresenta la differenza di frequenza tra la pompa e lo Stokes ed è l'elemento più importante per comprendere l'effetto Raman; g_R dipende dalla composizione del nucleo della fibra e può variare significativamente con l'uso di diversi droganti; esso dipende inoltre dalla polarizzazione dei segnali di pompa e Stokes.

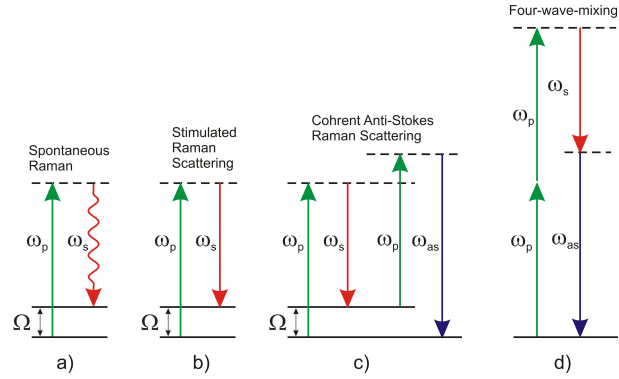


Figura 3.1: a) Raman dovuto ad emissione spontanea; b) Raman dovuto ad emissione stimolata; c) AntiStokes Raman; d) Four-Wave Mixing

Un altro parametro molto importante è la soglia Raman; è possibile infatti avere diffusione Raman anche introducendo in fibra solo il segnale di pompa; ciò accade quando la potenza del fascio di pompa supera un valore detto di soglia tale per cui l'emissione spontanea generata riesce ad interagire in modo stimolato con la pompa.

La diffusione Raman è governata dalle seguenti equazioni:

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = g_R I_p I_s - \alpha_s I_s \quad (3.16)$$

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} = -\frac{\omega_p}{\omega_s} g_R I_p I_s - \alpha_p I_p \quad (3.17)$$

dove α_s e α_p rappresentano i coefficienti di attenuazione della fibra per lo Stokes e per la pompa.

Ai fini della stima della soglia Raman è utile non considerare l'equazione che regola la pompa. Trascurando nell'eq. 3.17, il fattore di pompa e sostituendola nell'eq. 3.16 si ottiene la seguente relazione:

$$\frac{\partial I_s}{\partial z} = g_R I_0 e^{-\alpha_p z} - \alpha_s I_s \quad (3.18)$$

dove I_0 è l'intensità di pompa per $z = 0$. La soluzione che si ottiene risolvendo

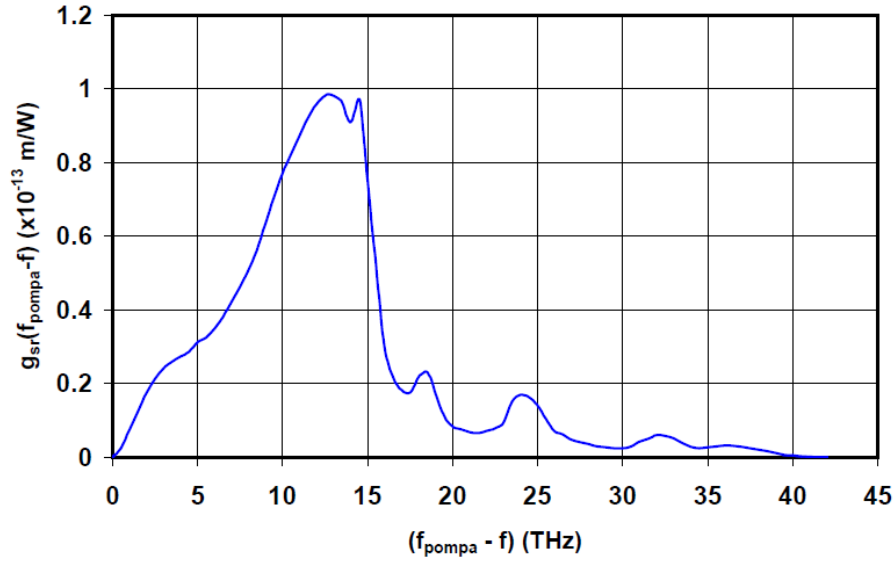


Figura 3.2: Spettro di guadagno Raman normalizzato quando pompa e Stokes sono co-polarizzati (linea continua)

l'eq. 3.18 è la seguente:

$$I_s(L) = I_s(0)e^{(g_R I_0 L_{eff} - \alpha_s L)} \quad (3.19)$$

dove L è la lunghezza della fibra e

$$L_{eff} = [1 - e^{-\alpha_p L}] / \alpha_p \quad (3.20)$$

La soluzione 3.19 mostra che, a causa delle perdite, la lunghezza della fibra effettiva è ridotta da L a L_{eff} . È possibile calcolare la potenza dello Stokes considerando l'amplificazione di ogni frequenza di energia $h\omega$ ed integrarla sull'intero spettro di guadagno Raman, ottenendo:

$$P_s(L) = \int_{-\infty}^{+\infty} h\omega e^{(g_R(\omega_p - \omega) I_0 L_{eff} - \alpha_s L)} d\omega \quad (3.21)$$

La soglia Raman è definita come la potenza di pompa d'ingresso per la quale la potenza di Stokes è uguale alla potenza di pompa in uscita dalla fibra:

$$P_s(L) = P_p(L) = P_0 e^{-\alpha_p L} \quad (3.22)$$

con $P_0 = I_0 A_{eff}$ è la potenza di ingresso della pompa.

3.3 Amplificazione parametrica

L'amplificazione parametrica consiste nell'assorbimento di due fotoni di pompa e attraverso il termine $\chi^3 E^3$ del vettore di polarizzazione, crea un fotone a frequenze più basse, detto Stokes ed uno a frequenze più alte del segnale di pompa, detto anti-Stokes. La differenza principale tra la diffusione Raman e l'amplificazione parametrica è legata al fatto che il processo parametrico richiede corrispondenza di fase mentre la diffusione Raman può essere considerata come un auto-corrispondenza di fase.

Esistono diversi metodi per raggiungere una corrispondenza di fase dell'interazione parametrica. L'approccio più generale è quello di utilizzare differenti velocità di fase dei modi che si propagano [4].

izf

Capitolo 4

Apparato sperimentale

Nel presente capitolo verrà descritto il setup utilizzato per la realizzazione di un laser in fibra ottica basato su effetti non lineari.

In particolare verranno spiegate ed analizzate le funzionalità dei vari blocchi che costituiscono la sorgente non lineare.

4.1 Cos'è una sorgente ottica

Attraverso l'emissione spontanea e stimolata è possibile generare segnali ottici e quindi realizzare sorgenti di radiazione in fibra ottica. Una sorgente in fibra ottica è costituita da due elementi fondamentali: una sorgente ottica ed una cavità risonante in fibra.

Il pompaggio è il meccanismo che permette di immagazzinare energia e rendere possibile l'inversione di popolazione, si usa parlare di pompaggio ottico (luce), elettrico (scarica elettrica), chimico (reazione chimica fra composti), atomico (collisioni fra atomi o molecole). Ovviamente il meccanismo di pompaggio utilizzato nella seguente attività di tesi è di tipo ottico. La cavità risonante accoppia il campo elettromagnetico della luce che si trova a frequenza ω_P con la componente del segnale utile alla frequenza ω_s . In Figura 4.1 viene mostrato ciò che un oscillatore parametrico in fibra ottica (FOPO, Fiber Optical Parametric Oscillator) produce. Quando un impulso di pompa è lanciato nella cavità con un mezzo di guadagno, ad esempio una fibra altamente non lineare (HNL-DSF, High Non-Linear Dispersion Shifted Fiber), l'emissione spontanea amplificata (ASE, Amplified Spontaneous Emission), oltre ad essere retroazionata

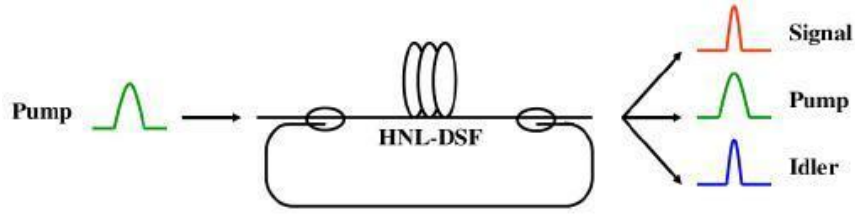


Figura 4.1: Oscillatore parametrico in fibra ottica

verso l'ingresso, subisce amplificazione. Inserendo una linea ottica di ritardo (ODL, Optical Delay Line) nella cavità è possibile regolare la lunghezza della cavità, cioè è possibile sincronizzare il segnale di feedback con con uno degli impulsi generati dal segnale di pompa. Dopo un singolo passaggio attraverso la fibra, verranno generate contemporaneamente una serie di componenti del segnale a determinate lunghezze d'onda all'interno della regione di guadagno. Lunghezze d'onda diverse però si propagano con differenti velocità di gruppo, l'eq. 4.1 mostra la stretta relazione tra le due grandezze. Di conseguenza se vi sono più componenti che si propagano con velocità di gruppo diverse in uscita, vi saranno più repliche dell'impulso ritardate di tempi diversi causando dispersione:

$$\beta_2 = \frac{\partial 1/v_g}{\partial \omega} \quad (4.1)$$

Da tale relazione si deduce il fatto che il tempo necessario a percorrere la fibra (RTT, Round-Trip Time) dipenda dalla lunghezza d'onda. Quindi solo le componenti con un RTT multiplo intero della separazione tra gli impulsi di pompa porteranno ad avere la massima sovrapposizione tra l'impulso di pompa ed il segnale di cavità [5]. Supponendo che la componente del segnale utile abbia lunghezza d'onda pari a λ_{S1} , e che sia sincronizzata con l'impulso di pompa all'ingresso della cavità allo stesso tempo, un'altra componente del segnale alla lunghezza d'onda λ_{S2} sarà separata nel tempo dall'impulso di pompa all'ingresso della fibra di una quantità pari alla differenza nel RTT tra λ_{S1} e λ_{S2} :

$$\Delta T = |t(\lambda_{S1}) - t(\lambda_{S2})| \approx L |D(\lambda_c) | \lambda_{S1} - \lambda_{S2} | \quad (4.2)$$

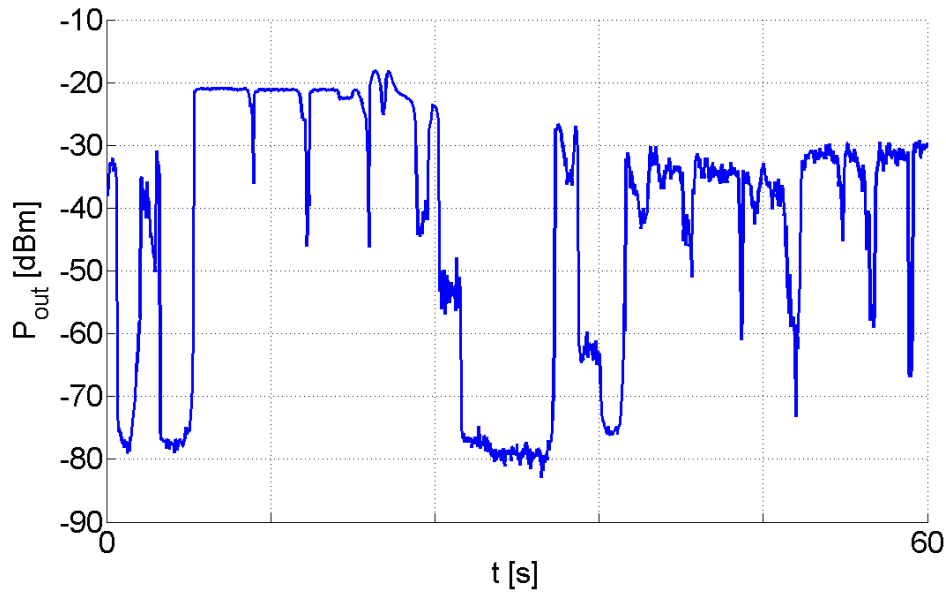


Figura 4.2: Andamento temporale del segnale al variare dello stato di polarizzazione mediante l'FPC₃

dove $\lambda_c = \frac{\lambda_{s1} + \lambda_{s2}}{2}$, $t(\lambda)$ è il round-trip time del segnale alla corrispondente lunghezza d'onda λ , L la lunghezza della cavità e $D(\lambda)$ la dispersione cromatica alla lunghezza d'onda λ_c .

4.2 Descrizione della struttura di pompa

Come mostra Figura 4.3, la sorgente di pompa ottica è realizzata da un laser a cavità esterna (ECL, External Cavity Laser) che emette un segnale alla lunghezza d'onda λ_p desiderata. Il segnale, dopo aver massimizzato la potenza d'uscita dello Stokes mediante il controllore di polarizzazione (FPC), viene modulato da un modulatore elettro-ottico. Il controllo della polarizzazione è un elemento molto importante nella caratterizzazione di una sorgente; come si può notare in Figura 4.2 variando anche leggermente lo stato di polarizzazione del segnale, l'intensità dello stesso può subire una variazione sostanziale. Il modulatore è collegato ad un generatore di impulsi (PPG, Pulse Pattern Generator), il quale genera impulsi della durata di 1 ns con una frequenza di ripetizione f_r . L'uscita del modulatore è collegata ad un accoppiatore direzionale

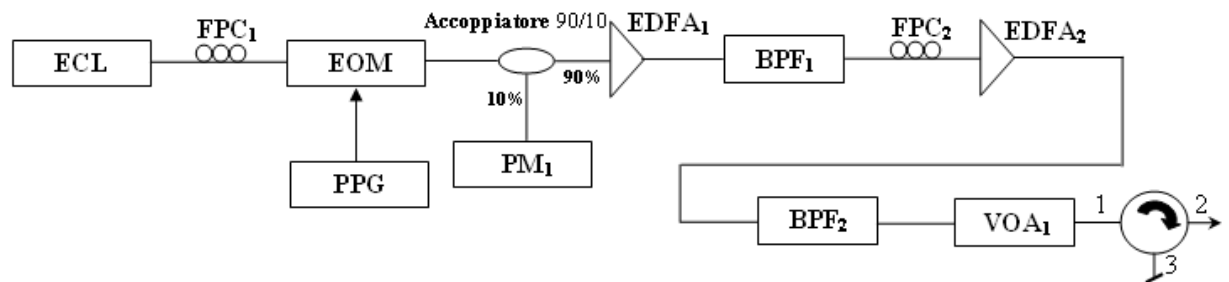


Figura 4.3: Schema a blocchi della pompa della sorgente laser

90/10 il quale consente il passaggio del 90% del segnale verso il primo EDFA (Erbium Doped Fiber Amplifier) mentre il restante 10% viene inviato ad un PM (Power Meter) che ha il compito di controllare la stabilità dell'intensità del segnale.

L'EDFA è un amplificatore in fibra drogata all'erbio, quest'ultimo è una terra rara che presenta emissione radiativa alla lunghezza d'onda della terza finestra e può essere utilizzato come materiale attivo nel processo di amplificazione a tre livelli.

Considerando i tre livelli di energia $E_1 < E_2 < E_3$, la densità di atomi ad un livello 2 deve essere maggiore della densità di atomi al livello 1, detto livello fondamentale (Figura 4.4). L'inversione di popolazione può essere raggiunta mediante un terzo livello detto livello di pompa. Sostanzialmente mediante l'assorbimento stimolato, gli atomi al livello fondamentale 1 con un'energia E_1 vengono innalzati al livello di pompa E_3 . Il tempo di vita medio di questo livello è molto breve, per cui gli atomi decadono rapidamente sul livello 2; tale decadimento avviene senza emissione luminosa ma con una cessione di energia al reticolo cristallino in cui è inserito l'erbio.

Il livello 2, detto metastabile, inizia a popolarsi ed il suo tempo di svuotamento per emissione spontanea è molto inferiore rispetto il tempo di riempimento. In questo modo si arriva ad una situazione in cui il livello 2 è più popolato del livello 1. Il verificarsi di questa condizione consente di avere inversione di popolazione la quale, in presenza di un segnale stimolante, può produrre amplificazione. Si osservi inoltre che il pompaggio non ha l'energia giusta per innescare l'emissione stimolata da E_2 .

Se il pompaggio è sufficientemente intenso gli atomi che decadono sul livello E_1 vengono rapidamente “risollevati al livello E_3 , svuotando il livello fondamentale [6].

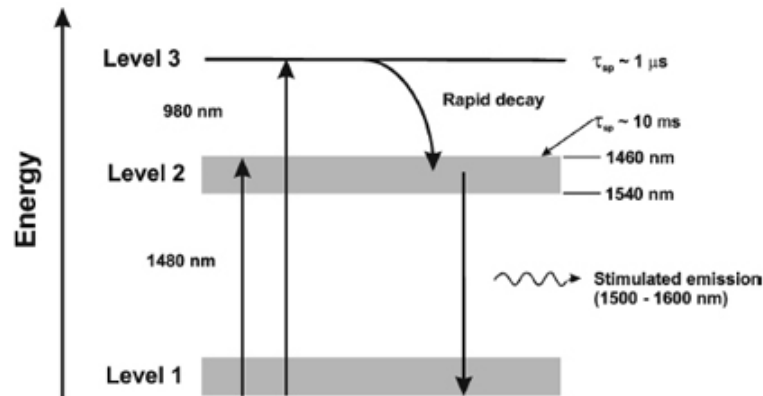


Figura 4.4: Principio di funzionamento dell'EDFA

Il segnale amplificato viene opportunamente filtrato mediante un filtro passa banda accordabile (TBPF, Tunable Band Pass Filter), successivamente il segnale viene ulteriormente amplificato attraverso un secondo EDFA e quindi nuovamente filtrato ($TBPF_2$); la potenza del segnale di ingresso viene regolata mediante un attenuatore variabile (VOA, Variable Optical Attenuator). La pompa è dunque collegata alla cavità mediante un circolatore a tre porte, il quale è un dispositivo passivo non reciproco basato sull'effetto Faraday.

4.3 Descrizione della cavità della sorgente

Come mostra la Figura 4.5, la cavità della sorgente è realizzata da una fibra a dispersione spostata (DSF, Dispersion Shifted Fiber), lunga 0,5 km.

Per ottenere un sufficiente guadagno, la lunghezza di cavità per l'oscillatore parametrico in fibra ottica (FOPO) è tipicamente di decine o centinaia di metri, in questo modo si ha un intervallo di frequenze tra i modi longitudinali limitato, tipicamente nell'ordine dei MHz [7].

All'uscita della fibra ottica viene utilizzato un coupler 90/10 che permette il passaggio del 90% di intensità verso un isolatore, il quale viene utilizzato per evitare che vi siano riflessioni. La fibra DCF (Dispersion Compensating Fiber), lunga 2 km, è utilizzata per introdurre un'elevata dispersione cromatica, questo per consentire all'impulso di

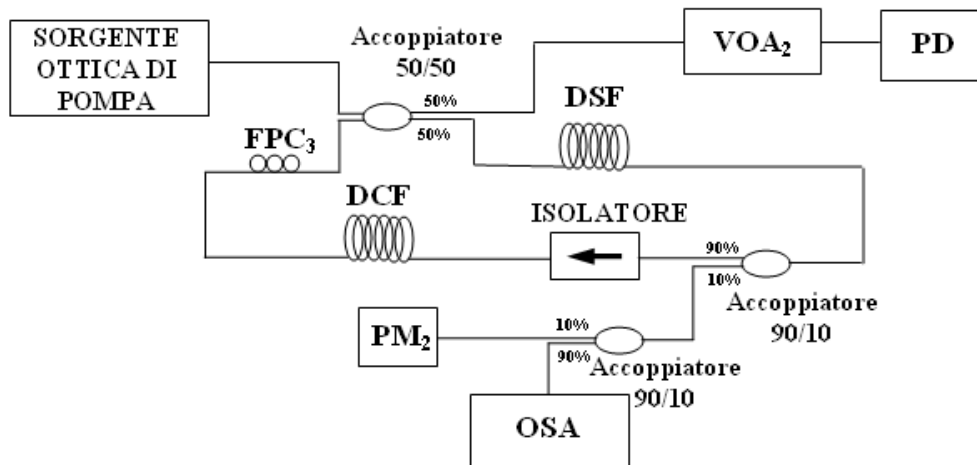


Figura 4.5: Schema a blocchi della cavità della sorgente laser

essere sincronizzato automaticamente con la frequenza di modulazione esterna [8]. L'altro 10% viene invece ulteriormente suddiviso mediante un 90/10, il quale trasmette il 90% all'analizzatore di spettro ottico (OSA, Optical Spectral Analyzer) che consente la visualizzazione dello spettro del segnale in uscita.

4.4 Struttura completa della sorgente ottica

Nel seguente paragrafo vengono messi in evidenza gli elementi principali che consentono la realizzazione della sorgente ottica (Figura 4.6), mettendo in risalto le loro specifiche più importanti.



Figura 4.6: Foto della sorgente ottica caratterizzata in laboratorio

- 1:** Laser a cavità esterna ECL;
- 2:** Amplificatore all'erbio (EDFA);
- 3:** Filtro passa banda (TBPF, Tunable Band Pass Filter);
- 4:** Fibra a dispersione spostata (DSF, Dispersion Shifted Fiber) lunga 0,5 km;
- 5:** Fibra DCF (Dispersion Compensating Fiber) lunga 2 km;
- 6:** Analizzatore di spettro ottico (OSA, Optical Spectral Analyzer).

Laser a cavità esterna (ECL, External Cavity Laser)	
Tunics Model	PRI 1550 PR 1550
Wavelength Range	
P=0 dBm (+3 dBm peak output power)	1500-1600 nm
P=6 dBm (high output power)	1530-1590 nm
P=10 dBm (high output power)	1535-1585 nm
Mode hop spacing	>70 nm
Absolute wavelength accuracy	± 0.2 nm
Tuning repeatability (typical)	± 0.005 nm
Wavelength setting resolution	0.001 nm
Optical frequency fine tuning	± 2 GHz
Tuning speed	1 s (100 nm)

Tabella 4.1: Specifiche del laser a cavità esterna ECL

Caratteristiche di uscita del laser	
Power stability	± 0.01 dB
Linewidth (coherence control OFF)	150 kHz typ.
Linewidth (coherence control ON)	>100 MHz typ.
Side Mode suppression ratio	> 45 dB
RIN	>145 dB/Hz

Tabella 4.2: Caratteristiche di uscita del laser

Erbium Doped Fiber Amplifier	
Mode of operation	Single channel nm
Polarization	random
Nominal Output Power	37 dBm
Maximum Output Power	37,5 dBm
Nominal Input Power	0 dBm
Input Power Range	[-6,+10] dBm
Operating Spectral Range	[1535,1565] nm

Tabella 4.3: Specifiche dell'amplificatore all'erbio (EDFA)

Tunable Band Pass Filter	
Wavelength variable range	0.1 nm
Spectral width	0.01 nm
Wavelength setting resolution	0.01 nm
Dynamic range (633/1152/1523 nm)	40 dB or more(peak \pm 1 nm) 50 dB or more(peak \pm 5 nm)
Polarization dependency (1300/1550 nm)	\pm 1 dB or less
Insertion loss	12 dB or less

Tabella 4.4: Specifiche del filtro passa banda (TBPF)

Optical Spectral Analyzer	
Measurement wavelength range	600-1750 nm
Resolution accuracy	\pm 5%
Polarization dependency	\pm 0.05 dB
Dynamic range	45 dB or more

Tabella 4.5: Specifiche dell'analizzatore di spettro ottico (OSA)

Caratterizzazione della sorgente basata su effetti non lineari

Il presente capitolo descrive com'è stata svolta la caratterizzazione della sorgente, ovvero quali parametri sono stati rilevati e le condizioni in cui sono state realizzate le misure. Inoltre vengono presentati e commentati i principali risultati ottenuti dall'analisi dei dati raccolti.

5.1 Spettro di guadagno di un oscillatore in fibra ottica

Nella caratterizzazione della sorgente calcolare lo zero di dispersione cromatica della fibra di guadagno a dispersione spostata DSF utilizzata nella cavità ha un ruolo fondamentale, in quanto consente di stabilire il regime di funzionamento della sorgente stessa a seconda della lunghezza d'onda di emissione della pompa. Come si può notare dalle Figure 5.1 e 5.2, lo spettro di emissione spontanea amplificata (ASE), diventa tanto più largo quanto più la lunghezza d'onda di emissione del segnale di pompa λ_p aumenta rispetto a quella dello zero di dispersione λ_0 (Broad-Band), mentre tende a restringersi avvicinandosi [9].

La forma degli spettri di guadagno ottenibili con amplificatori ottici basati su effetti non lineari [10], sono simmetrici rispetto alla lunghezza d'onda di pompa, inoltre le loro forme dipendono dai coefficienti di ordine pari di dispersione β_2 e β_4 . In particolare si è in regime Broad-Band se $\beta_2 < 0$ mentre si è in regime Narrow-Band se $\beta_2 > 0$

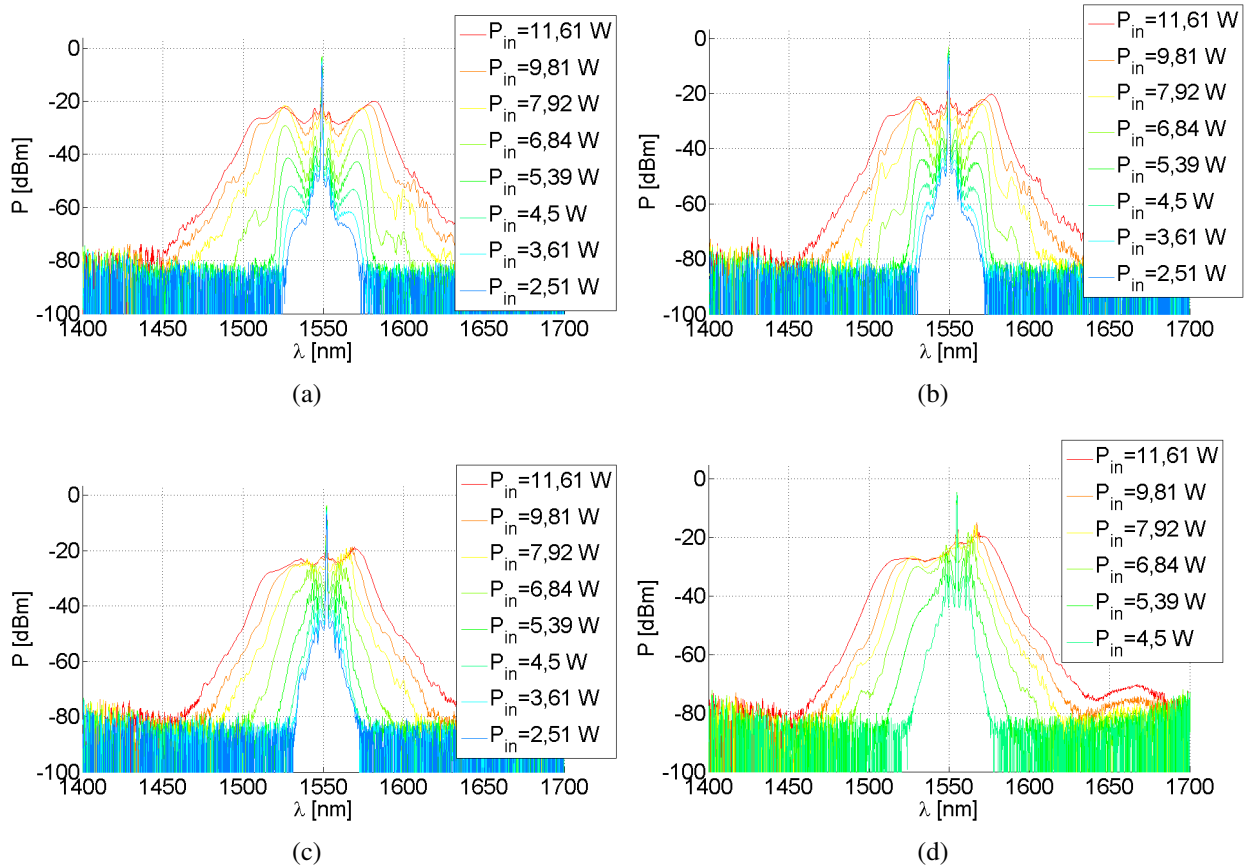


Figura 5.1: a) Spettro di guadagno ad anello aperto con pompa alla lunghezza d'onda di: a) 1549 nm; b) 1549,5 nm; c) 1552 nm; d) 1555 nm

con $\beta_4 < 0$ [11].

Queste regioni di guadagno possono essere sfruttate per diverse applicazioni; infatti, se presentano una larghezza di circa 1 nm, possono essere utilizzate per realizzare filtri a banda stretta, con un guadagno potenzialmente sintonizzabile per decine di nm o anche maggiore. Se invece esse sono di alcune decine di nm possono essere utilizzate come amplificatori in regioni di banda S o banda O, che coprono rispettivamente le lunghezze d'onda negli intervalli 1460 – 1530 nm e 1260 – 1360 nm utilizzando un'opportuna pompa in banda C la quale ricopre l'intervallo 1530 – 1565 nm [12].

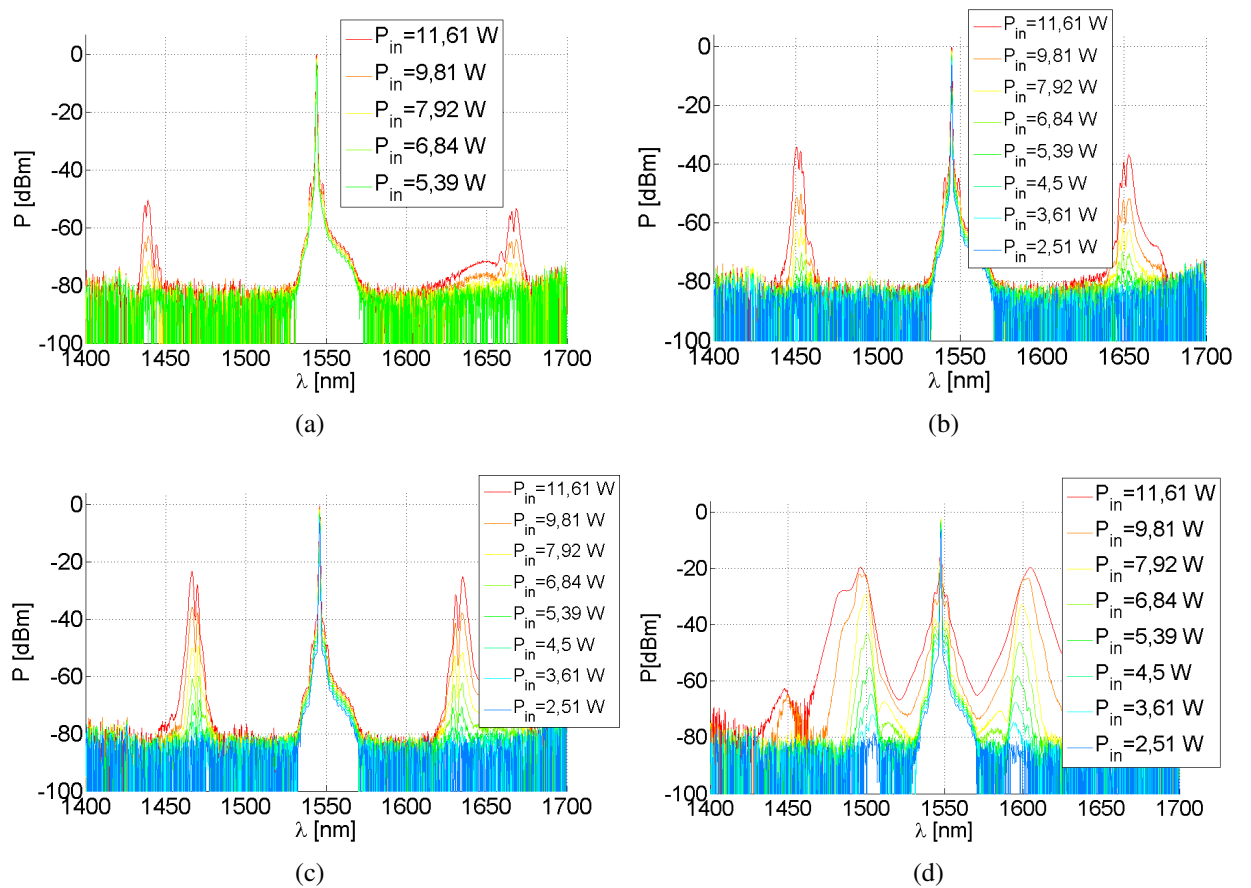


Figura 5.2: a) Spettro di guadagno ad anello aperto con pompa alla lunghezza d'onda di: a) 1544 nm; b) 1545 nm; c) 1546 nm; 1547,5 nm

Si consideri un oscillatore in fibra ottica con un segnale di pompa, un segnale utile

ed un segnale idler con frequenza angolare rispettivamente ω_p , ω_s e ω_i che soddisfa la relazione $2\omega_p = \omega_s + \omega_i$. Si assuma inoltre che le tre onde abbiano lo stesso stato di polarizzazione sull'intera fibra. Un notevole guadagno può essere ottenuto se $-4\gamma P_0 < \Delta\beta < 0$, dove γ è il coefficiente di non linearità della fibra visto in predenza, P_0 è la potenza di pompa e $\Delta\beta = \beta_s + \beta_i - 2\beta_p$ è il disadattamento tra β_s , β_i e β_p [9]. La forma spettrale del guadagno dipende dalle proprietà dispersive della fibra ed in prima approssimazione anche dalla potenza e dalla lunghezza d'onda.

5.1.1 Misura della dispersione cromatica

Come descritto nei precedenti capitoli, la dispersione cromatica D è un elemento molto importante per realizzare un oscillatore parametrico in fibra ottica, infatti introducendo un'elevata quantità di dispersione, è possibile sincronizzare una determinata componente con il fascio di pompa. Il seguente paragrafo spiega com'è stata calcolata la dispersione cromatica della fibra DSF concatenata alla fibra DCF, che costituiscono l'anello della sorgente esaminata.

Per il calcolo della dispersione cromatica è stato utilizzato il principio di “sfasamento” ovvero una portante ottica viene modulata ad una data lunghezza d'onda con un segnale sinusoidale. Al variare della lunghezza d'onda della portante, il segnale impiega tempi diversi a percorrere la fibra, per cui arriva in fondo con fasi diverse $\phi(\lambda)$. Misurando questi sfasamenti si può ricostruire l'andamento di τ_g :

$$\tau_g(\lambda) = \frac{\phi(\lambda)}{2\pi f}, \quad (5.1)$$

dove f è la frequenza della sinusoide modulante. Infine, dalla derivata di τ_g rispetto alla lunghezza d'onda è possibile calcolare la dispersione cromatica, D .

Una volta noto il valore della dispersione D ad una fissata lunghezza d'onda, l'allargamento ΔT di un impulso che si propaga lungo una fibra di L chilometri, è in prima approssimazione pari a $\Delta T \simeq D\Delta\lambda L$, dove $\Delta\lambda$ è la larghezza spettrale dell'impulso espresso in nanometri. Dopo aver realizzato una serie di misure, come precedentemente descritto, dagli andamenti del ritardo di gruppo τ_g e della dispersione cromatica D (Figura 5.4), si può notare come lo zero di dispersione sia a $\lambda_0 = 1548$ nm. La mi-

sura dello zero di dispersione è stata eseguita su una fibra di lunghezza 4,8 km, dalla quale è stata poi estratta la fibra da 0,5 km utilizzata nella caratterizzazione.

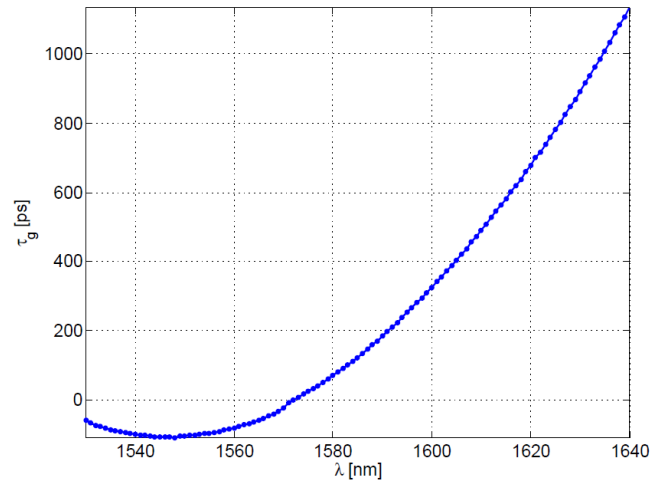


Figura 5.3: Andamento del ritardo di gruppo τ_g

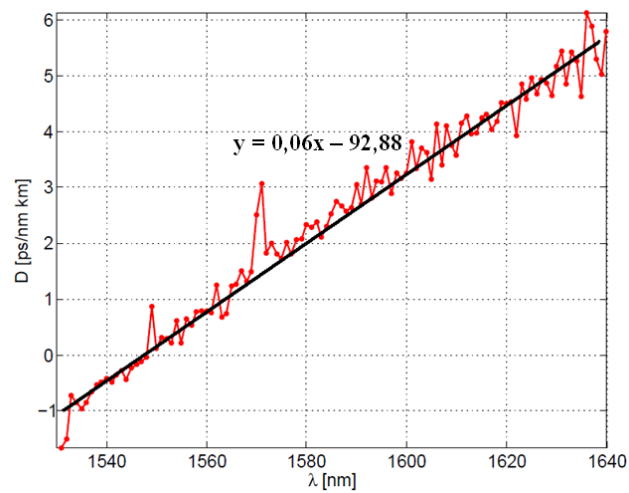


Figura 5.4: Andamento della dispersione cromatica D

5.2 Procedura di misurazione dei parametri e risultati ottenuti

Il primo step ha previsto l'acquisizione di una serie di tracce ad anello aperto, cioè aprendo la cavità contenente la fibra a dispersione spostata DSF (fig. 5.5), al variare del regime di lavoro, ovvero variando la lunghezza d'onda di pompa rispetto alla lunghezza d'onda dello zero di dispersione. Infatti com'è stato spiegato nel paragrafo precedente, se $\lambda_p < \lambda_0$ si è in regime di banda stretta (NB, Narrow-Band) mentre se $\lambda_p > \lambda_0$ si è in regime di banda larga (BB, Broad-Band). Inoltre per ogni lunghezza d'onda impostata del fascio di pompa si è variata la potenza d'ingresso attraverso l'attenuatore variabile (VOA); l'operazione consente di valutare la regione di guadagno al variare della potenza di ingresso. È anche stato possibile attuare un confronto tra gli spettri di guadagno ad anello aperto alle varie lunghezze d'onda di emissione del fascio di pompa, mantenendo fissa la potenza di ingresso come mostrato in Figura 5.6. Si può così notare come al diminuire della potenza di ingresso vi sia una continua ridu-

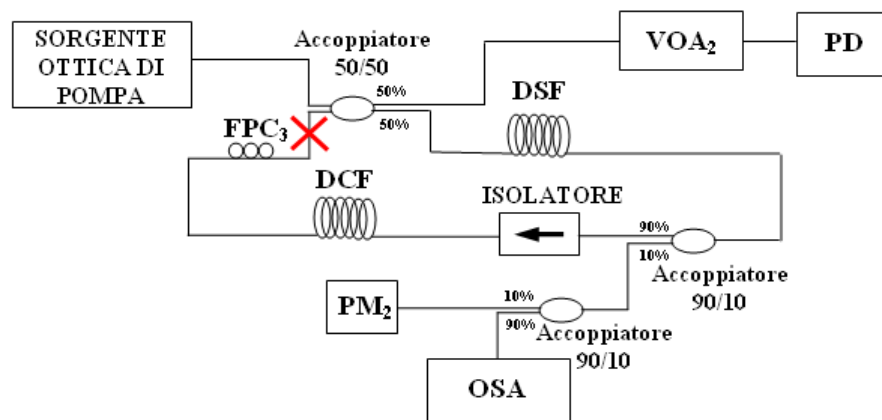


Figura 5.5: Schema a blocchi che rappresenta dove è stata aperta la cavità

zione della potenza di uscita; questo è dovuto ad effetti di attenuazione intrinseci alla fibra. In particolare, le Figure 5.6(f), 5.6(g) e 5.6(h) evidenziano come lo spettro di guadagno sia praticamente nullo per le lunghezze d'onda di pompa 1543, 1544, 1545 nm.

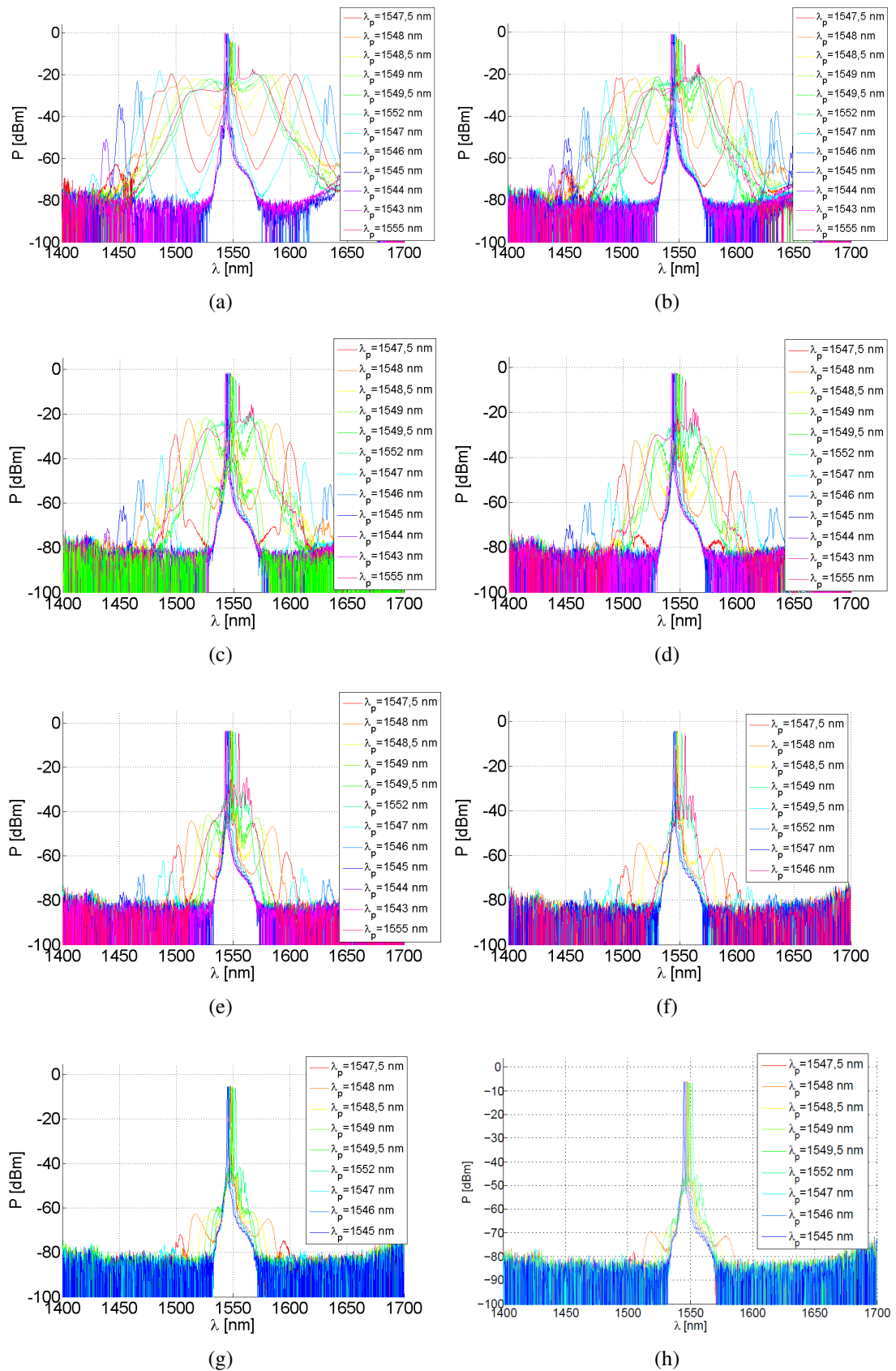


Figura 5.6: Spettro di guadagno al variare della lunghezza d'onda di pompa mantenendo la potenza d'ingresso fissa: a) $P_{in} = 11,61$ W; b) $P_{in} = 9,81$ W; c) $P_{in} = 7,92$ W; d) $P_{in} = 6,84$ W; e) $P_{in} = 5,39$ W; f) $P_{in} = 4,5$ W; g) $P_{in} = 3,61$ W; h) $P_{in} = 2,51$ W

Successivamente sono state eseguite anche una serie di misure ad anello chiuso per definire quei parametri fondamentali che caratterizzano un oscillatore parametrico in fibra ottica.

Innanzitutto come prima regione si è analizzata la condizione $\lambda_p < \lambda_0$, cioè il regime Narrow-Band ed è stata scelta come lunghezza d'onda di pompa $\lambda_p = 1547,5$ nm. In seguito è stato misurato l'intervallo di sintonizzazione dello Stokes, variando la frequenza di ripetizione e misurando la potenza di ingresso corrispondente, la quale varia in base all'attenuazione α introdotta attraverso l'attenuatore variabile. Le varie tracce raccolte sono state acquisite solo quando ritenute accettabili, ovvero per una potenza di ingresso tale da consentire una larghezza di riga dello Stokes sufficientemente stretta.

La tabella 5.1 riporta i dati raccolti in questa fase, dove la potenza media e la potenza di picco in ingresso alla fibra vengono calcolate considerando tutti i fattori di perdita: l'attenuazione $\alpha = 33$ dB introdotta attraverso l'attenuatore variabile e le perdite dovute alla non idealità degli strumenti $Loss = 0,27$ dB; quindi la potenza media in ingresso è calcolata come $P_{media} = P_{mediamis} + \alpha + Loss$, mentre quella di picco come $P_{picco} = 10\log(P_{piccomis}) + \alpha + Loss$. La Figura 5.7 mostra l'intervallo di lunghezze d'onda di sintonizzazione sullo Stokes al variare della frequenza di ripetizione [13], dal quale si deduce un intervallo di oscillazione dello Stokes di circa 100 nm.

È difficile realizzare un'intracavità ottica in grado di selezionare e monitorare una singola frequenza; di conseguenza in essa vi saranno più modi che oscillano contemporaneamente, le cui fasi hanno rapporti arbitrari. Tuttavia vi sono diversi metodi che consentono di risolvere questo problema mantenendo fissa la fase dei modi longitudinali multipli. Tra questi la tecnica più diffusa è fissare la frequenza di ripetizione permettendo alla lunghezza d'onda di variare nella cavità con una sufficiente quantità di dispersione. Poiché il RTT dipende dalla lunghezza d'onda, come visto in precedenza, in una cavità risonante introducendo un'elevata dispersione è possibile sincronizzare l'impulso con la frequenza di modulazione esterna in maniera automatica. Questo è anche il metodo sfruttato per mantenere fissa la fase durante la caratterizzazione dell'oscillatore ottico in fibra ottica descritto nel precedente capitolo.

Quindi, analizzando lo spettro di guadagno ad anello aperto sono state scelte frequenze di ripetizione opportune, cioè in grado di garantire la risonanza della componente

Intervallo di sintonizzazione									
f/512 [KHz]	P media mis [dBm]	P picco mis [mW]	P _{in} media [dBm]	P _{in} picco [dBm]	P _{in} media [W]	P _{in} picco [W]			
1979,101563	-19,07	3,62	14,2	38,86	0,03	7,69			
1979,296875	-19,1	3,73	14,17	38,99	0,03	7,92			
1979,492188	-19,12	3,75	14,15	39,01	0,03	7,96			
1979,492188	-20,03	3,025	13,24	38,08	0,02	6,42			
1979,6875	-19,12	3,7	14,15	38,95	0,03	7,86			
1979,6875	-20,01	3	13,26	38,04	0,02	6,37			
1979,882813	-20,88	2,45	12,39	37,16	0,02	5,20			
1980,078125	-22,78	1,56	10,49	35,20	0,01	3,31			
1980,273438	-21,83	1,96	11,44	36,19	0,01	4,16			
1980,46875	-20,01	3,01	13,26	38,06	0,02	6,39			
1980,664063	-19,13	3,69	14,14	38,94	0,03	7,83			
1980,859375	-19,12	3,67	14,15	38,92	0,03	7,79			
1981,054688	-19,12	3,68	14,15	38,93	0,03	7,81			
1981,25	-19,12	3,66	14,15	38,90	0,03	7,77			
1981,445313	-19,12	3,65	14,15	38,89	0,03	7,75			
1981,640625	-19,12	3,65	14,15	38,89	0,03	7,75			
1981,835938	-19,14	3,66	14,13	38,90	0,03	7,77			
1982,03125	-19,13	3,67	14,14	38,92	0,03	7,79			
1982,226563	-20,01	2,97	13,26	38,00	0,02	6,31			
1982,421875	-20,01	2,99	13,26	38,03	0,02	6,35			
1982,617188	-19,51	3,65	13,76	38,89	0,02	7,75			
1982,8125	-19,15	3,66	14,12	38,90	0,03	7,77			
1983,007813	-19,12	3,63	14,15	38,87	0,03	7,71			

Tabella 5.1: Misure realizzate per valutare l'intervallo di sintonizzazione

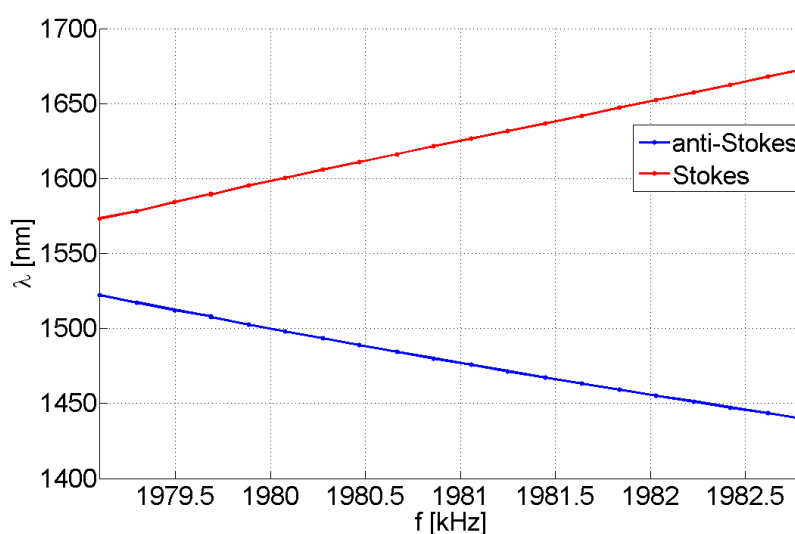


Figura 5.7: Intervallo di sintonizzazione in regime Narrow-Band

Stokes ad una determinata lunghezza d'onda di interesse. Fissata la frequenza di ripetizione, sono state misurate le potenze di uscita rispettivamente del segnale di pompa, dello Stokes e dell'anti-Stokes e le corrispondenti lunghezze d'onda.

La tabella 5.2 riporta un esempio di misure realizzate mantenendo fissa la frequenza di ripetizione $f_r = 1979,3 \text{ kHz}$, al variare della potenza in ingresso alla fibra.

Potenze in uscita dall'anello							
n.	α [dB]	Pompa		Stokes		anti-Stokes	
		λ_p [nm]	P_{out} [dBm]	λ_s [nm]	P_{out} [dBm]	λ_{anti-s} [nm]	P_{out} [dBm]
1	1	1547,4	-1,57	1579,3	-13,62	1516,9	-12,48
2	1,5	1547,4	-1,97	1579,2	-14,99	1517	-14,25
3	2	1547,4	-2,42	1579,2	-15,52	1517	-14,69
4	2,5	1547,4	-2,62	1579,2	-20,01	1517	-19,04
5	2,7	1547,4	-2,6	1579,4	-63,96	1516,9	-62,79

Tabella 5.2: Esempio misure della lunghezza d'onda e della potenza di uscita rispettivamente per la pompa, Stokes ed anti-Stokes alla frequenza di ripetizione di $f_r = 1979,3 \text{ kHz}$

Dalle seguenti misure è stato possibile ricavare l'andamento della potenza di uscita della pompa, dello Stokes e dell'anti-Stokes in funzione della potenza d'ingresso alla

fibra di picco. La Figura 5.8 evidenzia come l'intensità della potenza di uscita dell'anti-Stokes si riduca quanto più ci si allontana dalla regione di guadagno.

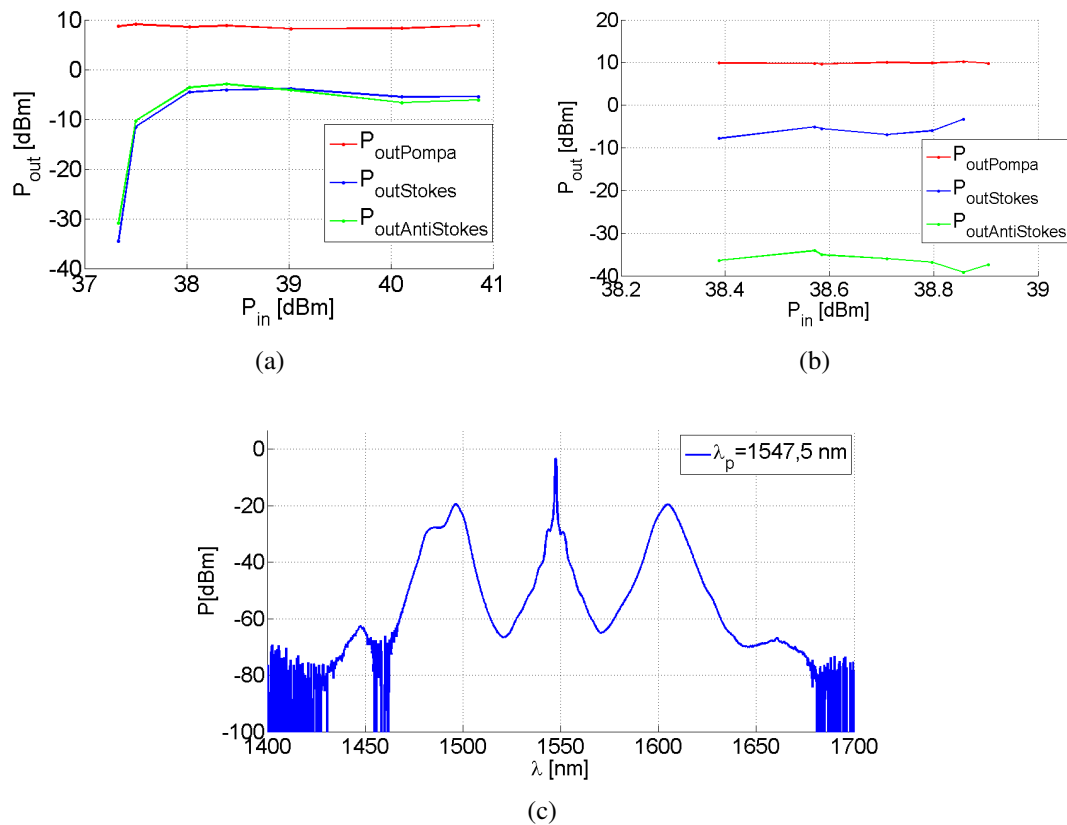
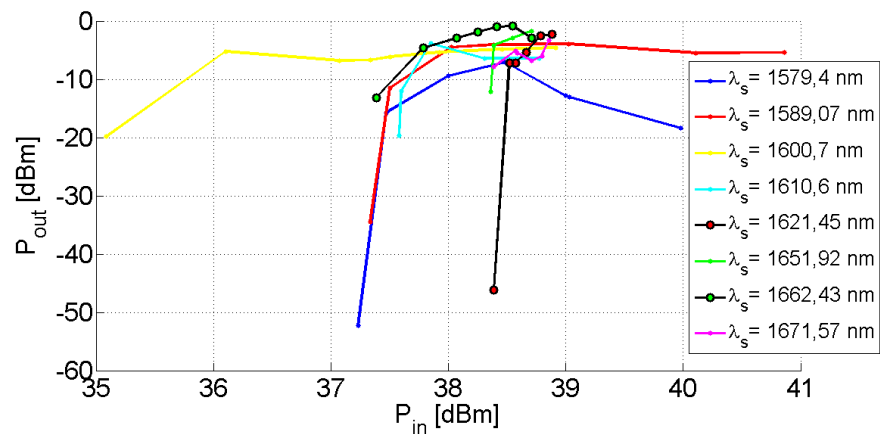
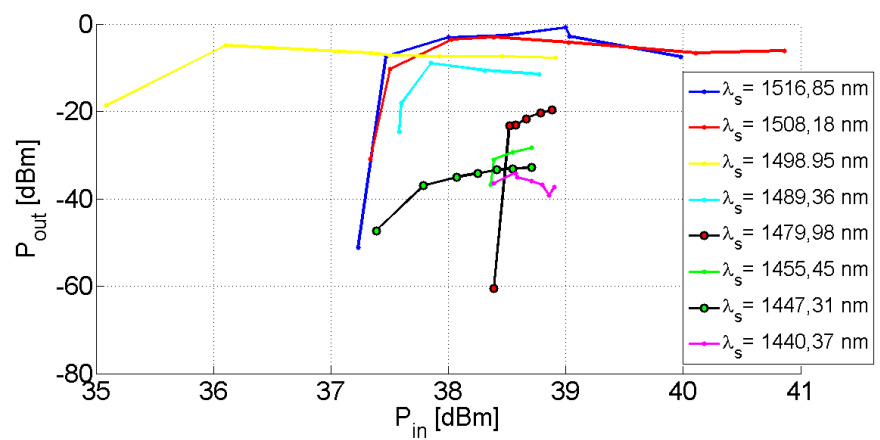


Figura 5.8: Relazione tra la potenza di uscita e di ingresso rispetto alla regione di guadagno: a) $\lambda_s = 1589,1 \text{ nm}$; b) $\lambda_s = 1673 \text{ nm}$; c) Spettro di guadagno alla lunghezza d'onda di pompa di $1547,5 \text{ nm}$

Confrontando gli andamenti delle potenze di uscita dello Stokes al variare della potenza di ingresso di picco per diverse frequenze di ripetizione (Figura 5.9(a)), si può notare come le componenti Stokes che si trovano a lunghezze d'onda al di fuori della regione di guadagno abbiano comunque un'intensità anche maggiore di quelle all'interno della regione stessa. Questo è spiegabile con il fatto che la diffusione Raman amplifica soltanto le componenti Stokes, mentre le anti-Stokes (Figura 5.9(b)) non ne sono influenzate.



(a)



(b)

Figura 5.9: Confronto tra le potenze di uscita: a) Stokes; b) anti-Stokes

Le precedenti misure ed i relativi andamenti sono affetti da un'incertezza dovuta alla dispersione dei modi di polarizzazione (PMD, Polarization Mode Dispersion), la quale sostanzialmente provoca un allargamento dell'impulso in uscita con una conseguente riduzione dell'intensità di picco della pompa, dello Stokes e dell'anti-Stokes. La PMD è un fenomeno molto influente nella propagazione in fibra ottica e quindi è stato molto importante mantenere sotto controllo l'effetto della polarizzazione stessa all'inizio ed alla fine di ogni singola misura.

Si può notare in Figura 5.10 come l'effetto della PMD sia quello di introdurre una

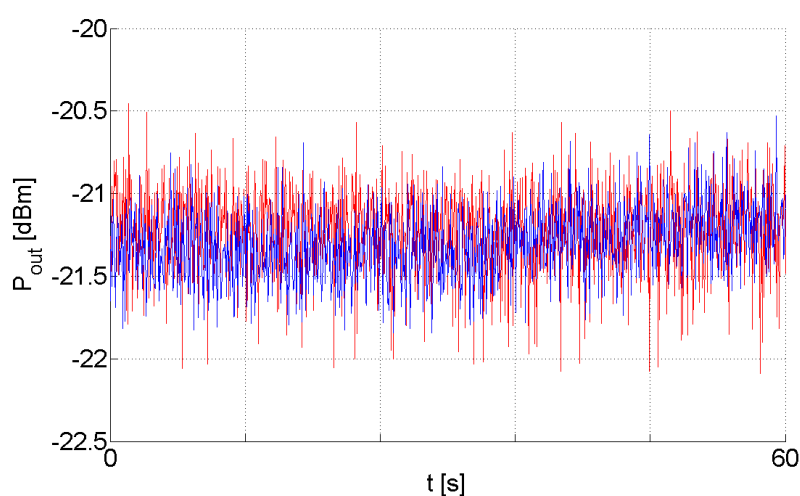


Figura 5.10: Andamento temporale della potenza di uscita prima della misura (traccia rossa) e alla fine della misura, dopo 15 minuti (traccia blu)

piccola variazione come dimostra la sovrapposizione delle tracce corrispondenti alla variazione temporale della potenza di uscita prima ed al termine della misura, cioè dopo circa 15 minuti.

In seguito, è stata svolta un'opportuna analisi dei dati raccolti dalla quale è stato possibile ricavare la larghezza di riga rispettivamente a -3 dB, -10 dB e a -20 dB.

In Figura 5.11, è possibile osservare come la larghezza di riga a -3 dB tenda ad allargarsi, questo è dovuto al fatto che è stata raggiunta la potenza di ingresso per cui la potenza in uscita della componente Stokes satura. In particolare, le componenti dello

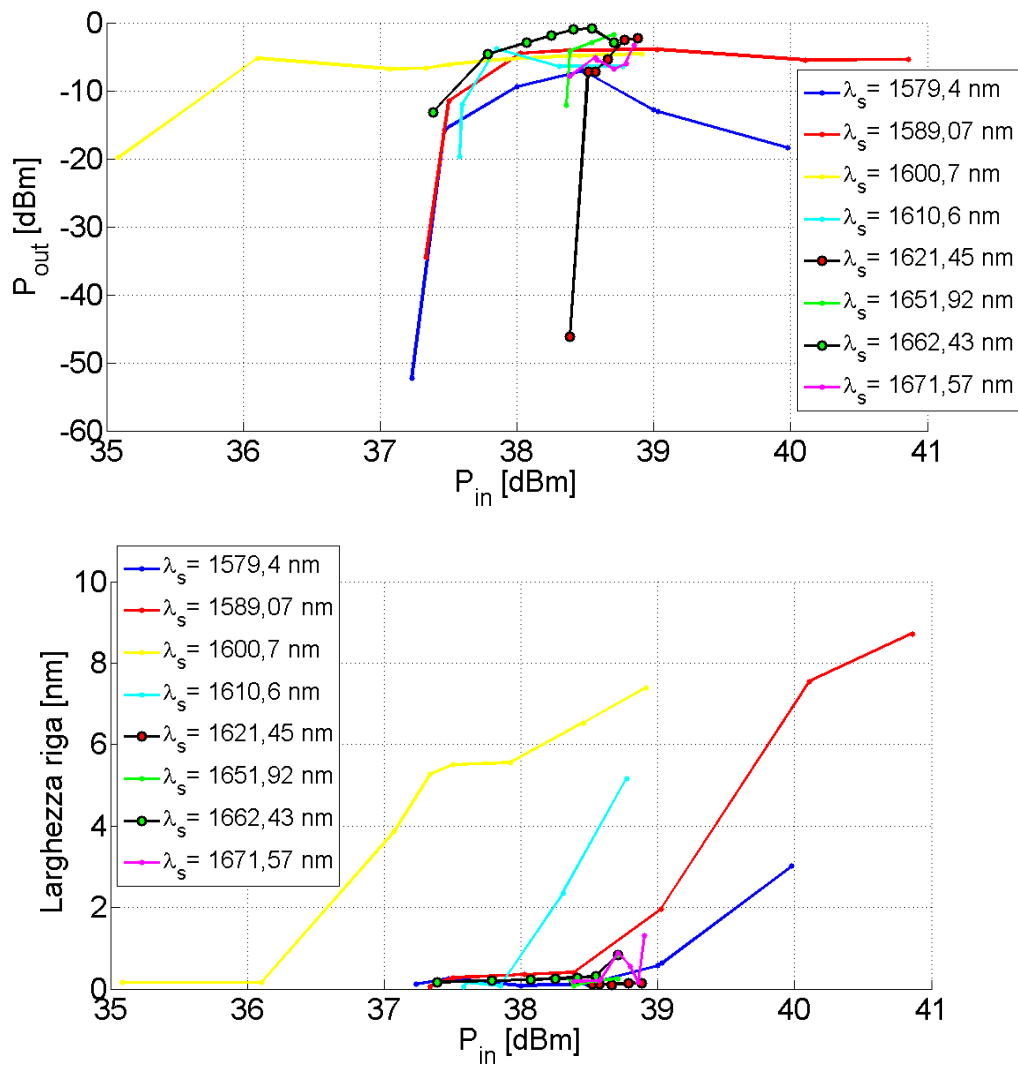


Figura 5.11: Andamento della larghezza di riga delle componenti Stokes a -3 dB

Stokes che si trovano nell'intervallo [1589.07; 1610.6], cioè sul picco di guadagno, presentano larghezze di riga elevate, circa 10 nm.

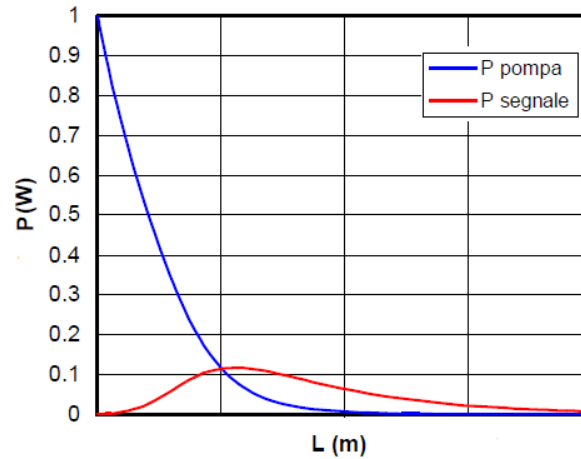
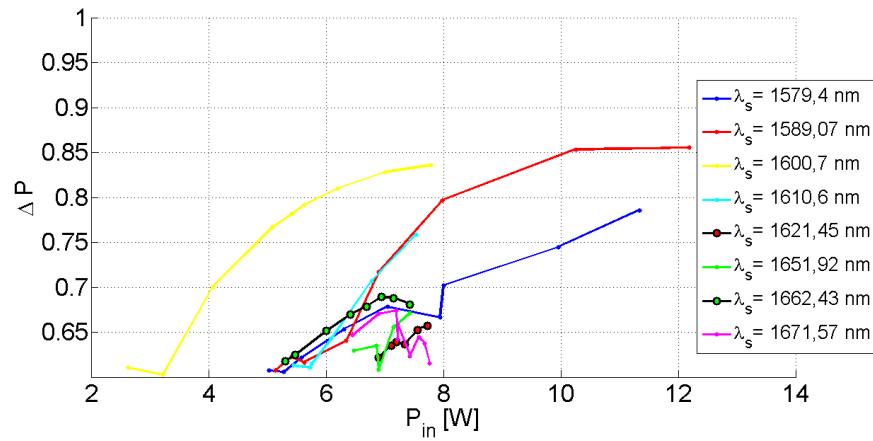


Figura 5.12: Andamenti delle potenze del segnale e della pompa lungo la fibra.

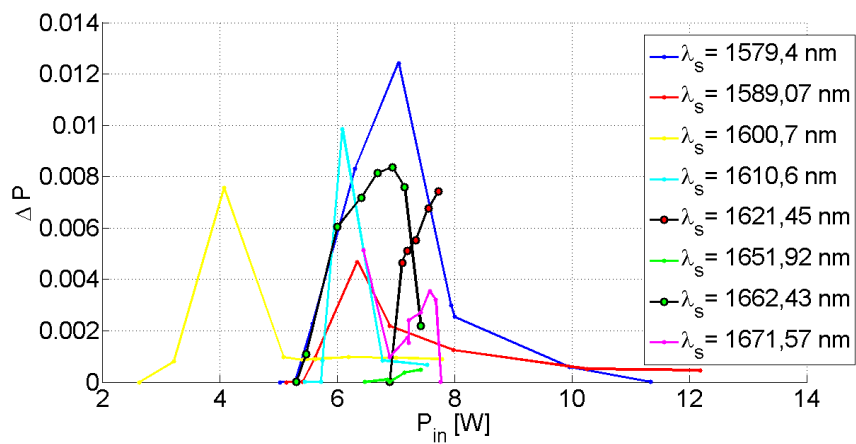
Dai dati raccolti è stato inoltre possibile calcolare lo svuotamento ΔP della pompa, cioè la quantità di potenza che viene dispersa nella propagazione del fascio di pompa nel percorrere l'anello con una conseguente crescita del segnale utile (Figura 5.12); e l'efficienza Stokes η , ovvero la quantità di energia che viene trasmessa effettivamente dal fascio di pompa a quello di Stokes. In Figura 5.13 sono rappresentati gli andamenti dello svuotamento e dell'efficienza in funzione della potenza di picco in ingresso.

$$\Delta P = 1 - \frac{P_{out}^p}{P_{in}^p} \quad \eta = \frac{P_{out}^s}{\Delta P} \quad (5.2)$$

Lo svuotamento è dovuto non solo all'interazione Raman ma anche all'attenuazione della fibra. Infatti per una generica lunghezza della fibra in un certo istante, l'amplificatore diventa inefficace perché le perdite superano il guadagno Raman.



(a)



(b)

Figura 5.13: a) Svotamento della pompa; b) Efficienza dello Stokes

Successivamente sono state eseguiti gli stessi esperimenti in regime Broad-Band impostando la lunghezza d'onda di emissione della pompa a $\lambda_p = 1548,5 \text{ nm}$. Tale regime garantisce un intervallo di sintonizzazione più vasto come mostra la Figura 5.14(a). Nell'intervallo [1465;1485] nm si può notare come non vi sia tuning sull'anti-Stokes, ciò è dovuto al fatto che sta uscendo dalla regione di guadagno (Figura 5.14). A conferma di ciò, Fig. 5.14 evidenzia come la potenza di uscita dello Stokes subisca una forte attenuazione in quel preciso intervallo nonostante venga amplificato dalla diffusione Raman.

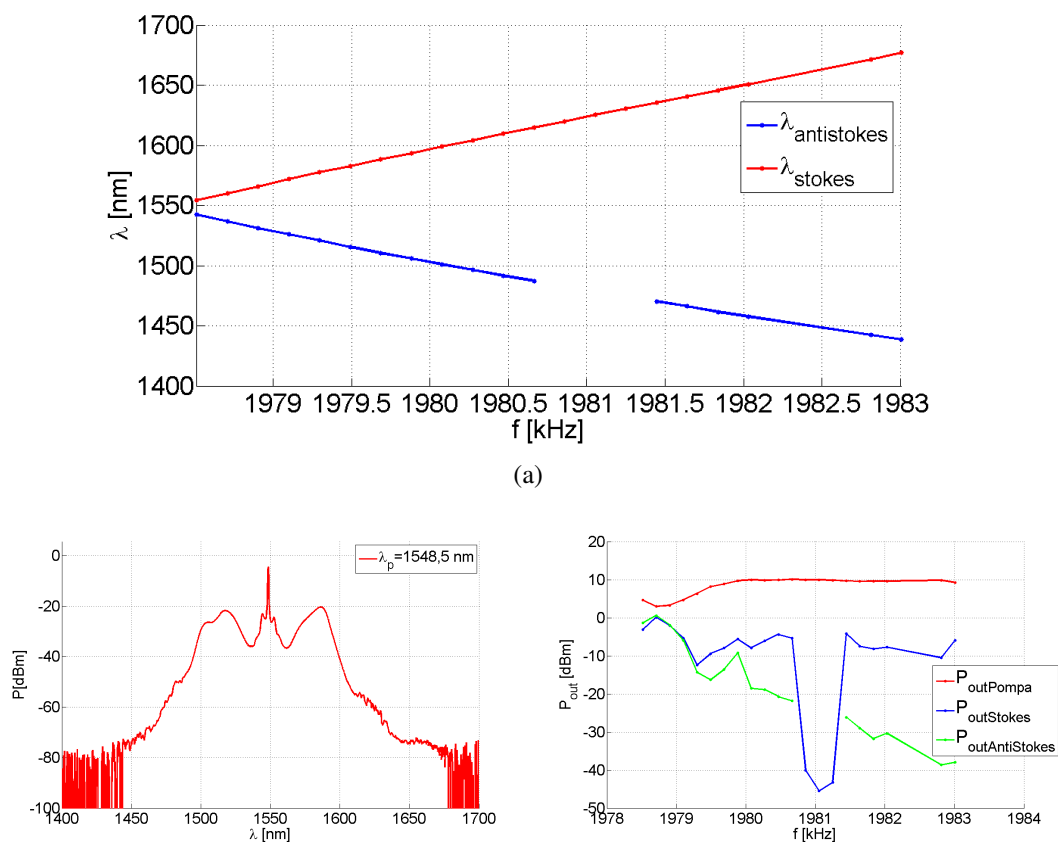


Figura 5.14: Potenza di uscita della pompa, Stokes ed anti-Stokes a confronto con la regione di guadagno per $\lambda_p = 1548,5 \text{ nm}$

Si è quindi realizzato un confronto tra le stesse componenti Stokes nei due regimi. Per il regime Broad-Band, in Figura 5.15, sono rappresentati gli andamenti di due lunghezze d'onda di pompa diverse. In Figura 5.15, si nota come la potenza di uscita dello Stokes in regime Broad-Band abbia una potenza di ingresso di soglia di circa $P_{in} = 34,5 \text{ dBm}$ mentre il valore della potenza di soglia in regime Narrow-Band è di circa $37,3 \text{ dBm}$. Pertanto essendoci quasi 3 dB di differenza tra i due regimi, è possibile affermare che operare in regime Broad-Band consente di realizzare tuning su lunghezze d'onda dello Stokes che si trovano nella regione di guadagno, garantendo prestazioni migliori rispetto a quanto avviene in regime Narrow-Band.

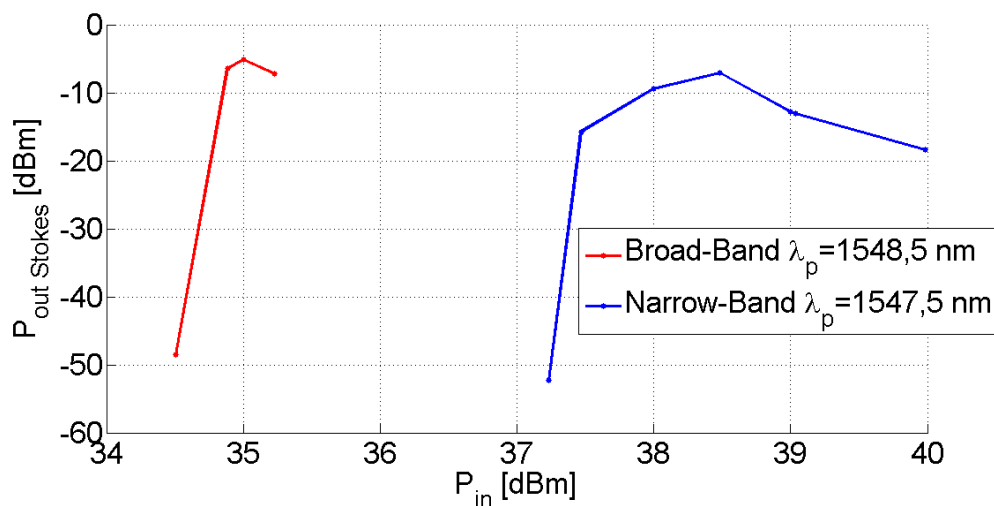


Figura 5.15: Potenze di uscita in regimi diversi dello Stokes a $\lambda_s = 1579 \text{ nm}$

Allo stesso modo è possibile notare come la larghezza della riga dello Stokes alla lunghezza d'onda di $\lambda = 1579 \text{ nm}$ per una certa potenza d'ingresso di soglia, tenda ad allargarsi fino a raggiungere anche i $3,14 \text{ nm}$; mentre nel regime Broad-Band, la larghezza di riga tocchi il valore massimo di $0,16 \text{ nm}$, nonostante venga raggiunta la potenza di ingresso di soglia che porta in saturazione la potenza di uscita (Fig. 5.15). Questo significa che il regime Broad-Band, per questa determinata lunghezza d'onda di oscillazione, garantisce una larghezza di riga molto stretta, anche per un'elevata potenza di ingresso.

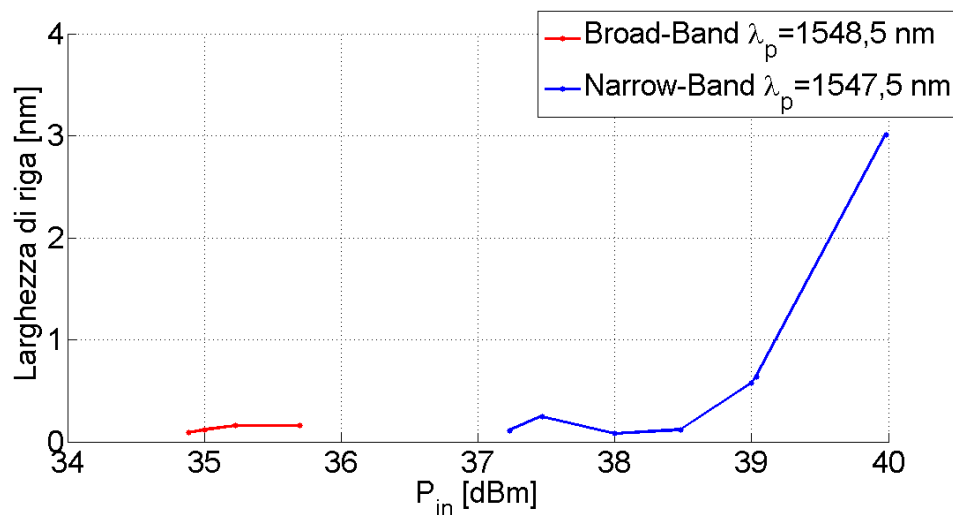


Figura 5.16: Confronto tra le larghezze di riga in regimi diversi per lo Stokes a $\lambda_s = 1579 \text{ nm}$

Quindi sono stati calcolati, anche in regime Broad-Band, lo svuotamento della pompa e l'efficienza dello Stokes (Fig. 5.17) per diverse lunghezze d'onda di sintonizzazione.

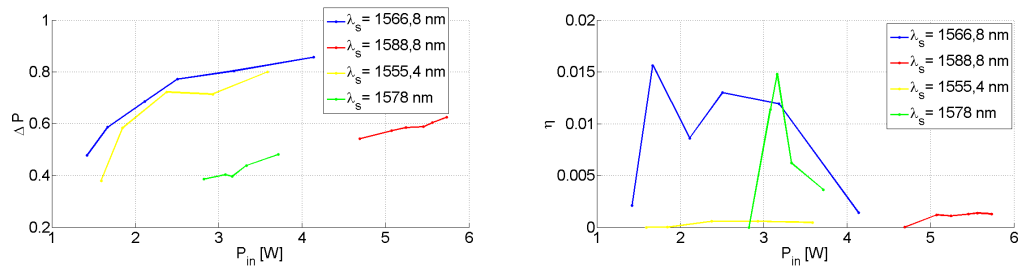


Figura 5.17: Svuotamento ed efficienza in regime Broad-Band ($\lambda_p = 1548,5$ nm e $\lambda_s = 1579$ nm)

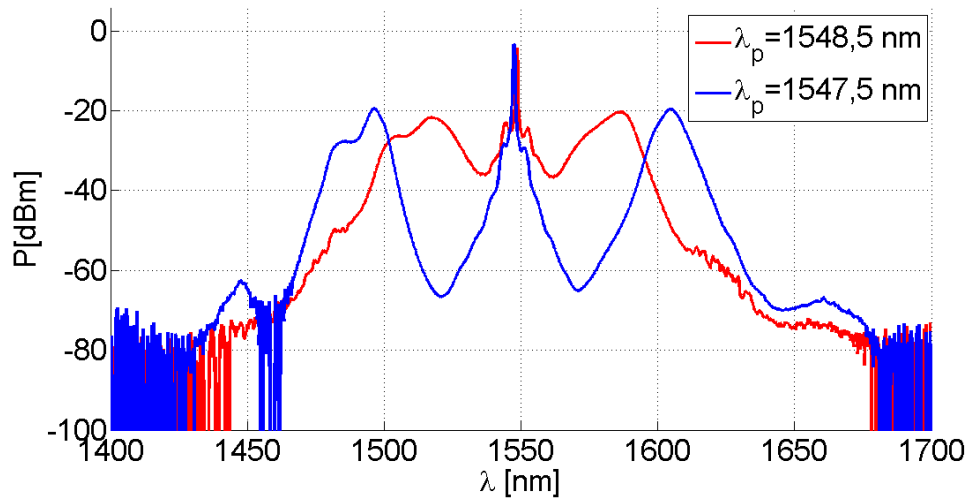


Figura 5.18: Confronto tra gli spettri di guadagno in BB ed NB per la stessa potenza di ingresso $P_{in} = 9,81$ W

Dal confronto tra i due regimi per la stessa lunghezza d'onda di sintonizzazione, si può affermare che il regime Broad-Band garantisce un'efficienza maggiore rispetto al regime Narrow-Band (Fig. 5.19(a)) se si vuole far oscillare una componente Stokes vicino alla lunghezza di emissione. Viceversa, se si vuole far risuonare lo Stokes per lunghezze d'onda distanti dal segnale di pompa (Fig. 5.19(b)), è preferibile operare in regime Narrow-Band, poichè, come evidenzia la Fig. 5.18, il guadagno Raman a parità di potenza di pompa è maggiore rispetto a quella Broad-Band. La lunghezza d'onda di 1589 nm può essere considerata (Fig. 5.19), sotto determinate condizioni, la lunghezza d'onda iniziale in cui è conveniente operare in regime Narrow-Band;

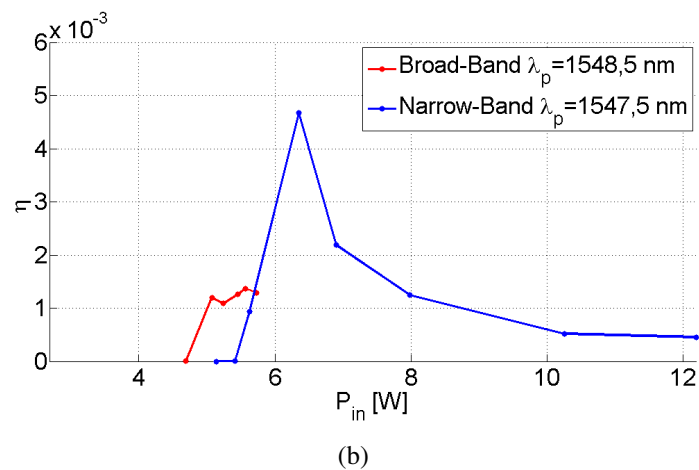
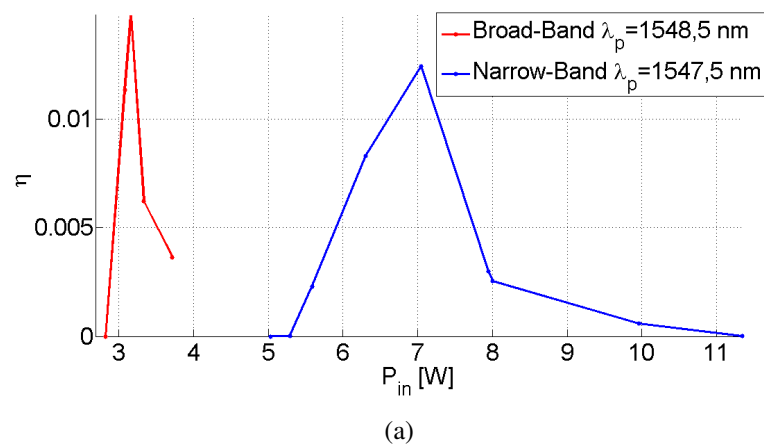


Figura 5.19: Confronto tra l'efficienza garantita in regime BB e NB per la stessa lunghezza d'onda di risonanza: a) $\lambda_s = 1579 \text{ nm}$; b) $\lambda_s = 1589 \text{ nm}$

Conclusioni

L'obiettivo della tesi era di caratterizzare un laser basato su effetti non lineari in fibra ottica.

Per fare ciò, dopo l'introduzione teorica sulla propagazione di impulsi in fibre ottiche non lineari e sugli effetti principali su cui si basa l'amplificazione di un oscillatore siffatto, sfruttando l'introduzione nella cavità risonante di dispersione cromatica per realizzare la sincronizzazione tra la componente Stokes che si vuole far oscillare ed il segnale di pompa, sono state eseguiti una serie di esperimenti per misurare quei parametri fondamentali che appunto caratterizzano una sorgente di questo tipo, e sono state quindi valutate le prestazioni mediante un'accurata analisi. In particolare sono stati studiati l'intervallo di sintonizzabilità, la relazione tra la potenza di uscita e di ingresso e la larghezza di riga a -3 dB , -10 dB e a -20 dB dello Stokes e l'efficienza. Gli esperimenti realizzati e le corrispondenti analisi sono stati eseguiti in tre regimi differenti: Narrow-Band, Broad-Band e Raman, i quali garantiscono spettri di guadagno differenti e dipendono dalla lunghezza d'onda d'emissione, infatti più la lunghezza d'onda di emissione della pompa è inferiore rispetto allo zero di dispersione, più la regione di guadagno si restringe; al contrario essa tende ad allargarsi quando la lunghezza d'onda di emissione assume valori maggiori rispetto quella di pompa.

Le misure realizzate sono affette da incertezze dovute in particolare alla dispersione dei modi di polarizzazione (PMD, Polarization Mode Dispersion), la quale altro non è che una forma di dispersione modale che porta ad un allargamento dell'impulso con conseguente perdita di intensità dello stesso e da altri fattori, come la temperatura di lavoro e la non idealità degli strumenti di misura.

Dai risultati ottenuti si può affermare che le prestazioni della sorgente ottica caratterizzata presentano delle differenze sostanziali tra i due regimi di funzionamento per una stessa lunghezza d'onda di risonanza: il regime Broad-Band garantisce un intervallo di sintonizzazione più vasto ed una potenza di uscita della componente risonante uguale o addirittura maggiore di quella garantita in regime NB, necessitando di una potenza di ingresso inferiore, inoltre consente di avere una larghezza di riga molto stretta.

Si può quindi concludere che è preferibile operare in regime Broad-Band per far oscillare componenti vicine alla lunghezza d'onda di emissione, viceversa per componenti distanti dalla lunghezza d'onda di pompa. Quindi valutando in maniera opportuna la regione di guadagno è possibile stabilire a quale lunghezza d'onda di pompa emettere per far risuonare una determinata componente Stokes.

Bibliografia

- [1] A. Unterhuber, B. Považay, B. Hermann, and H. Sattmann, “ In vivo retinal optical coherence tomography at 1040 nm - enhanced penetration into the choroid” *Optics Express*, vol.13, pp. 3252-3258, 2005.
- [2] B. Lee, “ Review of the present status of optical fiber sensors” *Optical Fiber Technology* 9, pp. 57-79, 2003
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Elsevier, 2007.
- [4] R.H. Stolen, and J.E. Bjorkholm, “ Parametric Amplification and Frequency Conversion in Optical Fibers” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-18, pp. 1062-1072, 1982.
- [5] Y. Zhou, K.K.Y. Cheung, S.Yang, P.C. Chui, and Kenneth K.Y. Wong, “ A Time-Dispersion-Tuned Picosecond Fiber-Optical Parametric Oscillator”, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 21, pp. 1223-1225, 2009
- [6] A. W. Naji, B. A. Hamida, X. S. Cheng, M. A. Mahdi, S. Harun, S. Khan, W. F. AL-Khateeb, A. A. Zaidan, B. B. Zaidan, and H. Ahmad “ Review of Erbium-doped fiber amplifier” *International Journal of the Physical Sciences*, vol. 6, pp. 4674-4689, 2011
- [7] Y. Zhou, K. K. Y. Cheung, Q. Li, S. Yang, P. C. Chui, and K. K. Y. Wong, “ Fast and wide tuning wavelength-swept source based on dispersion-tuned fiber optical parametric oscillator” vol. 35, pp.2427-2429

-
- [8] K. Tamura, and M. Nakazawa, “ Dispersion-tuned harmonically mode-locked fiber ring laser for self-synchronization to an external clock” *Optics Letters*, vol. 21, pp. 1984-1986, 1996
- [9] A. Gershikov, and G. Eisenstein, “ A Narrow Band Phase Sensitive Fiber Parametric Amplifier” *IEEE 27th Convention of Electrical and Electronics Engineers in Israel*, pp. 1-4, 2012
- [10] M.E. Marhic, N. Kagi, T.K. Chiang, and L.G. Kazovsky, “ Broadband fiber optical parametric amplifiers” *Optics Letter*, vol. 21, pp. 573-575, 1996.
- [11] A. Gershikov, J. Lasri, Z. Sacks, and G. Eisenstein, “ A Tunable Fiber Laser For The 2 μm Wavelength Range Based on Narrow Band Optical Parametric Amplification And An Intra-Cavity Thulium Doped Fiber Active Filter ” *OSA/CLEO*, 2011
- [12] M.E. Marhic, K.K.-Y. Wong, and L.G. Kazovsky, “ Wide-Band Tuning of the Gain Spectra of One-Pump Fiber Optical Parametric Amplifiers’ ,*IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 10, pp. 1133-1141, 2004.
- [13] S. Yamashita, and M. Asano, “ Wide and fast wavelength-tunable mode-locked fiber laser based on dispersion tuning” *Optics Express*, vol.14, pp. 9299-9306, 2006