

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA
DIPARTIMENTO DI INGEGNERIA DELL'INFORMAZIONE
CORSO DI LAUREA MAGISTRALE IN INGEGNERIA DELLE
TELECOMUNICAZIONI

**Sviluppo sperimentale di un sensore
distribuito di elongazione e di
temperatura basato su diffusione
Brillouin in fibra ottica**

Laureando:
Alessandro POLIZZOTTO

Relatore:
Prof. Luca PALMIERI

Padova, 7 Ottobre 2013
Anno accademico 2012/2013

Sommario

Il successo delle comunicazioni su fibra ha origine da due fattori: l'introduzione di fibre ottiche a bassa attenuazione e lo sviluppo di amplificatori ottici. Questi due fattori hanno comportato un incremento della distanza tra due successivi punti di rigenerazione del segnale ed inoltre reso possibile che tale rigenerazione avvenga rimanendo nel dominio ottico.

Dall'avvento delle fibre ottiche c'è sempre stato un notevole interesse nello sviluppo di comunicazioni a lunga distanza ed al fine di poter sfruttare al massimo la banda disponibile, più canali possono essere multiplexati nella medesima fibra, sfruttando svariati laser a banda stretta. Un aumento della potenza ottica trasmessa ha il vantaggio di rendere possibile l'aumento della spaziatura tra i rigeneratori di segnale. Di contro, l'incremento di potenza ha lo svantaggio di accentuare effetti nonlineari che si manifestano nella fibra in silicio, ponendo un limite alla capacità del collegamento.

Uno degli effetti lineari che si presentano per bassi livelli di potenza è la diffusione Brillouin stimolata (SBS, stimulated Brillouin scattering), la quale introduce una attenuazione aggiuntiva se la potenza supera una determinata soglia: essa dipende dal diametro del nucleo e, nel caso di segnale continuo con un collegamento di 10 *km*, vale circa 10 *mW* (= 10 *dBm*).

Oltre a porre una limitazione alla capacità di comunicazione in fibra ottica, SBS è sfruttata per diversi fini:

- caratterizzazione di fibre ottiche;
- amplificazione;
- misura distribuita di attenuazione lungo un link ottico;
- misura distribuita di temperatura e di trazione applicata alla fibra.

Gli amplificatori basati su SBS sfruttano una banda (passante) di 40 *MHz* del guadagno Brillouin per annullare l'attenuazione per propagazione della portante in sistemi di trasmissione coerenti e per la selezione del canale in sistemi WDM.

La caratterizzazione delle fibre attraverso la spettroscopia Brillouin ha il vantaggio di non essere distruttiva. Una misura precisa del guadagno Brillouin (BGS, Brillouin Gain Spectrum) permette di individuare diversi parametri della fibra, quali la densità del nucleo ed il diametro della fibra stessa.

Fornisce inoltre un metodo per ottenere maggiori potenze retrodiffuse rispetto al tradizionale OTDR.

Infine quello che è anche l'argomento centrale di questa tesi, la dipendenza della frequenza di Brillouin ν_B da particolari grandezze fisiche, quale la temperatura, il che rende la SBS adatta ad applicazioni di sensoristica: in questa tesi si è sviluppato un sistema distribuito di rilevazione della temperatura tramite l'analisi della frequenza di Brillouin di una fibra ottica single mode.

In generale per tutte le applicazioni sopracitate [7], il BGS (lo spettro del guadagno Brillouin) contiene importanti informazioni, come la già citata frequenza di Brillouin ν_B (o shift di Brillouin), la linewidth di Brillouin $\Delta\nu_B$, il coefficiente di guadagno lineare g_0 . Il vantaggio di un sensore in fibra risiede nel fatto che la fibra stessa è sia l'elemento che rileva il valore di una grandezza da misurare, sia il canale attraverso il quale la relativa informazione è trasportata fino ad un punto di controllo. Permette inoltre ottenere un monitoraggio su lunghe distanze, le quali raggiungono l'ordine di decine di *km*.

Obiettivo di questo progetto di tesi è la realizzazione sperimentale di un sensore in fibra ottica distribuito per la misurazione della temperatura e della elongazione basato sulla diffusione Brillouin stimolata. Una volta che il progetto di massima è stato definito e realizzato, sono state eseguite svariate misure di stima della temperatura alla quale era posta la fibra. Non sono state invece eseguite misure di elongazione.

La tesi è così strutturata: i primi due capitoli sono una introduzione teorica ai sensori (il primo capitolo) ed alla diffusione Brillouin (il secondo capitolo). Il terzo riguarda il progetto ed il set-up sperimentale realizzato. L'elaborazione dei dati ottenuti dalle misure è spiegata nel capitolo 4. Infine, come da tradizione, le conclusioni.

1	Sensori in fibra ottica	11
1.1	Cos'è un sensore	11
1.2	Sensore in fibra ottica	11
1.3	Applicazioni	12
2	Diffusione Brillouin	13
2.1	Fenomeni di diffusione nelle fibre ottiche	13
2.2	SBS Stimulated Brillouin Scattering	15
2.2.1	Brillouin-Gain Spectrum BGS	18
2.2.2	Soglia Brillouin	19
2.2.3	SBS dinamico	21
2.3	Dipendenza della frequenza Brillouin ν_B dalla temperatura e dalla elongazione	23
2.4	Dipendenza del guadagno Brillouin dalla polarizzazione	26
3	Progetto	29
3.1	Schema sperimentale e progetto	29
3.1.1	Sorgente	33
3.1.2	Segnale	34
3.1.3	Pompa	41
3.1.4	Fibra	43
3.1.5	Ricevitore	46
3.2	Risoluzioni	50
3.2.1	Risoluzione spaziale	50
3.2.2	Risoluzione in temperatura (o frequenza Brillouin)	50
3.2.3	Risoluzione temporale	50
4	Risultati sperimentali	53
4.1	Dati grezzi	54
4.2	Analisi delle singole tracce	57
4.3	Analisi sulla differenza tra le tracce	62
4.4	Media mobile sulla differenza tra le tracce	65
4.5	Dipendenza della temperatura dalla frequenza Brillouin	69
4.6	Andamento della temperatura in funzione della distanza	70
5	Conclusioni	75
5.1	Commento risultati	75
5.2	Sviluppi futuri	76

Elenco delle figure

2.1	Diffusione spontanea della luce incidente in un mezzo diffusivo.	13
2.2	Spettri delle diffusioni Rayleigh, Brillouin e Raman.	14
2.3	Battimento del segnale di pompa e della componente Stokes.	15
2.4	Relazioni tra i vettori d'onda e le pulsazioni.	16
2.5	Spettro di tipo Lorentziano a confronto con uno di tipo Gaussiano.	18
2.6	Spettri del guadagno Brillouin per tre differenti tipi di fibre.	19
2.7	Andamento della potenza di soglia in funzione della lunghezza del collegamento.	21
2.8	Dipendenza della frequenza Brillouin dalla temperatura.	23
2.9	Guadagni Brillouin in funzione dalla temperatura.	24
2.10	Dipendenza della frequenza Brillouin dalla elongazione.	24
2.11	Differenti tipologie di elongazione.	25
2.12	Presenza di picchi multipli di guadagno Brillouin in fibre ad elevato dopaggio.	25
2.13	Dipendenza del guadagno Brillouin dalla polarizzazione dei segnali di pompa e Stokes. (a) L'onda di Stokes è polarizzata in modo analogo alla pompa e (b) presenta polarizzazione ortogonale.	26
3.1	Spettro e trasferimento di potenza per una tipica situazione di SBS.	30
3.2	Spettro della configurazione adottata.	30
3.3	Trasferimento di potenza nella configurazione adottata.	31
3.4	Esempio di traccia ottenuta con un tratto della fibra ad una temperatura maggiore di 33 gradi rispetto alla temperatura del resto della fibra.	31
3.5	Variazione della frequenza f_{EOM} nell'intervallo $f_{EOMstart} \div f_{EOMstop}$	32
3.6	Schema di progetto definitivo delle connessioni tra i diversi dispositivi.	33
3.7	Schema del blocco sorgente	33
3.8	Schema del blocco segnale	34
3.9	Foto del modulatore elettro-ottico utilizzato.	35
3.10	Trasformazione operata dal EOM.	35
3.11	Foto dei controllori di polarizzazione. Quello sopra serve il ramo di segnale mentre quello inferiore il ramo di pompa.	36
3.12	Foto del filtro a banda stretta utilizzato.	37
3.13	Modifiche alle connessioni ottiche da realizzare per impostare la frequenza del laser in funzione del filtro.	38
3.14	Risposta in frequenza del filtro con sorgente in ingresso a largo spettro.	38
3.15	Componente Stokes (a) ed anti-Stokes (c) con la prima non ancora allineata al filtro.	39
3.16	La componente Stokes è ora allineata al centrobanda del filtro (cursore A).	40
3.17	Foto del driver e del modulatore acusto-ottico.	41
3.18	Schema del blocco pompa	42
3.19	Schema del blocco fibra	43
3.20	Foto d'insieme della SF, le due bobine e la sezione di fibra.	44

3.21	Dettaglio sulla sezione di fibra che subirà le variazioni di temperatura. . .	44
3.22	Dettaglio del thermos in cui è presente l'acqua e la sezione di fibra. . . .	45
3.23	Sezione di fibra immersa in acqua.	45
3.24	Schema del blocco ricevitore	46
3.25	Le tracce in nero sono le diverse componenti, le tre principali sono nell'ordine: la componente Stokes (a), la componente Rayleigh della pompa più la residua potenza alla frequenza del laser (b) ed infine la componente anti-Stokes (c). In rosso è sovrapposta la risposta in frequenza del filtro. .	47
3.26	La sola componente rimasta dopo il passaggio attraverso il filtro è la componente Stokes.	48
3.27	Seconda opzione per la scelta di dove inserire il filtro: a monte della SF. .	49
4.1	Rappresentazione della matrice <i>tracce</i>	54
4.2	Dati grezzi riferiti al file AtoB_15T.	54
4.3	Dati grezzi riferiti al file AtoB_25T5_d.	55
4.4	Dati grezzi riferiti al file AtoB_38T.	55
4.5	Dati grezzi riferiti al file AtoB_48T.	56
4.6	Dati grezzi riferiti al file AtoB_58T.	56
4.7	Dati grezzi riferiti al file AtoB_68T.	57
4.8	Le linee verdi corrispondono ad una distanza particolare per la quale si cerca il massimo in frequenza.	57
4.9	Analisi della singola traccia del file AtoB_15T. Zoom sulla sezione di fibra alla temperatura di 17.5 °C.	58
4.10	Analisi della singola traccia del file AtoB_25T5_d. SF alla temperatura di 25.5 °C.	58
4.11	Analisi della singola traccia del file AtoB_38T. Zoom sulla sezione di fibra alla temperatura di 38.6 °C.	59
4.12	Analisi della singola traccia del file AtoB_48T. SF alla temperatura di 48.2 °C.	59
4.13	Analisi della singola traccia del file AtoB_58T. SF alla temperatura di 58.2 °C.	60
4.14	Analisi della singola traccia del file AtoB_68T. Zoom sulla sezione di fibra alla temperatura di 67.0 °C.	60
4.15	Ingrandimento sulla fluttuazione presente all'inizio della traccia AtoB_58T.	61
4.16	Ingrandimento sulla fluttuazione presente alla fine della traccia AtoB_58T.	61
4.17	Differenza tra la traccia del file AtoB_15T e quella di riferimento. Zoom sulla sezione di fibra la quale è ad una temperatura di di 17.5 °C.	63
4.18	Differenza tra la traccia del file AtoB_38T e quella di riferimento. Zoom sulla sezione di fibra la quale è ad una temperatura di di 38.6 °C.	63
4.19	Differenza tra la traccia del file AtoB_48T e quella di riferimento. SF alla temperatura di 48.2 °C.	64
4.20	Differenza tra la traccia del file AtoB_58T e quella di riferimento. SF alla temperatura di 58.2 °C.	64
4.21	Differenza tra la traccia del file AtoB_68T e quella di riferimento. Zoom sulla sezione di fibra la quale è ad una temperatura di di 67.0 °C.	65

4.22	Andamento in funzione della distanza delle frequenze Brillouin medie per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 <i>m</i> del file AtoB_ 15T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 17.5 °C).	66
4.23	Andamento in funzione della distanza delle frequenze Brillouin medie per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 <i>m</i> del file AtoB_ 38T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 38.6 °C).	66
4.24	Andamento in funzione della distanza delle frequenze Brillouin medie per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 <i>m</i> del file AtoB_ 48T. La sezione di fibra soggetta ha una temperatura di 48.2 °C.	67
4.25	Andamento in funzione della distanza delle frequenze Brillouin medie per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 <i>m</i> del file AtoB_ 58T. La sezione di fibra soggetta ha una temperatura di 58.2 °C.	67
4.26	Andamento in funzione della distanza delle frequenze Brillouin medie per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 <i>m</i> del file AtoB_ 68T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 67.0 °C).	68
4.27	Andamento della temeperatura in funzione della frequenza Brillouin. La linea blu è l'approssimazione lineare dell'andamento sperimentale (tratteggio rosso).	69
4.28	Andamento in funzione della distanza della temperatura per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 <i>m</i> del file AtoB_ 15T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 17.5 °C).	70
4.29	Andamento in funzione della distanza della temperatura per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 <i>m</i> del file AtoB_ 38T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 38.6 °C).	70
4.30	Andamento in funzione della distanza della temperatura per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 <i>m</i> del file AtoB_ 48T. La sezione di fibra soggetta ha una temperatura di 48.2 °C.	71
4.31	Andamento in funzione della distanza della temperatura per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 <i>m</i> del file AtoB_ 58T. La sezione di fibra soggetta ha una temperatura di 58.2 °C.	71
4.32	Andamento in funzione della distanza della temperatura per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 <i>m</i> del file AtoB_ 68T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 67.0 °C).	72
4.33	Immagine della fibra sotto test, SF.	72
5.1	Stima della temperatura in funzione della distanza per un intervallo comprendente la sezione di fibra sottoposta a variazioni di temperatura. La temperatura in questo caso è di 58.2 °C. La linea blu è la stima, mentre la linea nera è la reale temperatura. Le linee tratteggiate rossa e magenta sono la stima ± 2 °C.	75

Elenco delle tabelle

3.1	Specifiche del modulatore acusto-ottico.	41
4.1	Tabella con i parametri delle misure effettuate.	53
4.2	Tabella con media e deviazione standard ottenuti dalla prima elaborazione delle tracce.	62
4.3	Tabella con media e deviazione standard ottenuti sottraendo la traccia di riferimento alle altre.	62
4.4	Tabella con deviazione standard ottenuta dalla media mobile della differenza tra tracce.	68
4.5	Relazione tra variazione di temperatura e variazione di frequenza.	69

Sensori in fibra ottica

1.1 Cos'è un sensore

Il sensore è un trasduttore che misura una quantità fisica e la converte in un segnale, tipicamente ottico od elettrico, che possa essere letto da uno strumento o da un osservatore. I sensori si trovano in diretta interazione con il sistema misurato ed a seconda del tipo e dell'utilizzo, possono:

- dare una lettura direttamente nell'unità fisica d'interesse;
- essere collegati ad uno strumento indicatore che provveda a leggere il segnale ed a tradurlo per una comoda lettura;
- essere collegati ad uno strumento registratore che provvede a memorizzare il segnale per una sua successiva elaborazione;

1.2 Sensore in fibra ottica

Un sensore in fibra ottica è un sensore che utilizza la fibra stessa come trasduttore oppure come mezzo attraverso il quale il segnale rilevato da un altro sensore viene trasmesso fino ad un punto in cui il segnale viene elaborato.

A seconda dell'applicazione, l'uso dei sensori in fibra può essere dovuto alla loro ridotta dimensione, all'impossibilità d'accesso ad una fonte d'energia per alimentare i sensori elettronici, alla possibilità di veicolare all'interno della medesima fibra più segnali o perché offrono prestazioni migliori.

I vantaggi che presentano i sensori in fibra ottica sono svariati e comprendono:

- semplicità d'installazione;
- semplicità di interrogazione del sensore, attraverso la fibra stessa;
- miniaturizzazione;
- affidabilità;
- resistenza ad agenti esterni (chimici e fisici);
- immunità ai campi elettromagnetici;
- elevata resistenza alle alte temperature;

- possibilità di realizzare misure distribuite aventi una buona risoluzione (nell'ordine di qualche metro o meno) su grandi aree o lunghe distanze.

La propagazione di un campo elettromagnetico (em) a frequenze ottiche è influenzato da diverse quantità fisiche, le quali, studiando gli effetti che esse provocano sul campo em stesso, possono essere rilevate e misurate: temperatura, pressione, tensione elettrica, tensione meccanica (elongazione), vibrazioni, umidità ed altre ancora. Inoltre i campi em possono interagire con composti chimici (siano essi allo stato gassoso o liquido) attraverso meccanismi quali assorbimento e variazione dell'indice di rifrazione, permettendo la realizzazione di sensori e biosensori. L'interazione può essere migliorata attraverso una funzionalizzazione del sensore, incrementando o favorendo l'interazione tra il campo em e particolari agenti, quali composti chimici o anche campi elettrici o magnetici.

I sensori in fibra possono essere suddivisi in due gruppi, noti come *estrinseci o sensori in fibra ibridi* e *intrinseci o sensori all-fiber*. I primi sono caratterizzati dal fatto che vi è un dispositivo che “imprime” l'informazione sull'onda luminosa in funzione di un parametro ambientale. L'informazione può essere impressa sotto forma di variazioni di intensità, fase, frequenza, polarizzazione o altri metodi. La fibra ottica trasporta l'informazione in un punto in cui essa sarà elaborata.

I sensori intrinseci veicolano anch'essi l'onda luminosa attraverso una fibra, ma in questo caso l'informazione è ottenuta senza l'ausilio di alcun dispositivo, è la fibra stessa a rilevare la grandezza da misurare.

Come già accennato, i sensori in fibra sono in grado di eseguire delle misure *distribuite*: possono cioè rilevare una particolare grandezza fisica in funzione della distanza. E' questo il caso del sensore intrinseco oggetto di questo progetto di tesi.

I sensori, siano essi intrinseci o estrinseci, offrono la possibilità di essere veicolati attraverso una singola fibra ottica. Le tecniche più comuni per ottenere tale possibilità sono basate sul tempo, sulla frequenza, sulla lunghezza d'onda, sulla coerenza dell'onda, sulla polarizzazione e sulla moltiplicazione spaziale.

1.3 Applicazioni

I sensori in fibra ottica si inseriscono nel mercato dei sensori in due differenti modi: il primo consiste nella sostituzione dei sensori esistenti (sensori elettronici). Per poter affermarsi in questo campo, i sensori in fibra devono garantire significativi miglioramenti in termini di prestazioni, affidabilità, sicurezza e ovviamente devono essere economicamente vantaggiosi rispetto ai sistemi esistenti.

Il secondo modo è l'ingresso in un campo entro il quale non vi sono rivali ed i sensori in fibra sono l'unica soluzione per poter rilevare una particolare grandezza.

I campi in cui i sensori in fibra riscuotono successo vanno dall'automotive (ma sono impiegati anche sugli aerei) alle applicazioni medicali, al monitoraggio della temperatura sugli oleodotti o delle tensioni meccaniche su strutture edili quali ponti o edifici.

Diffusione Brillouin

La *diffusione Brillouin stimolata* (SBS, dall'inglese *stimulated Brillouin scattering*) è un processo nonlineare che avviene nelle fibre ottiche quando il livello di potenza del segnale ottico in ingresso alla fibra supera una data soglia; tale soglia dipende principalmente dalla natura del segnale ottico, dal tipo di fibra e dalla lunghezza del collegamento. Si manifesta attraverso il trasferimento di potenza ad un'onda, detta di Stokes, che si contropropaga in fibra e che acquisisce la maggior parte della potenza del segnale di ingresso; per questa ragione la SBS è vista come un fenomeno indesiderato nei sistemi di comunicazioni ottiche, ma, allo stesso modo, può però essere sfruttata per realizzare laser, amplificatori in fibra e, come nel nostro caso, sensori.

2.1 Fenomeni di diffusione nelle fibre ottiche

Quando la luce, od ogni altra componente dello spettro elettromagnetico, si propaga attraverso un mezzo, può dar luogo a diversi eventi di diffusione. Un processo di diffusione assorbe dei fotoni incidenti e ne emette degli altri che possono presentare caratteristiche, quali la direzione o la frequenza, differenti rispetto a quelle dei fotoni originali. Ne sono esempi la diffusione di Rayleigh, quella di Brillouin e quella Raman.

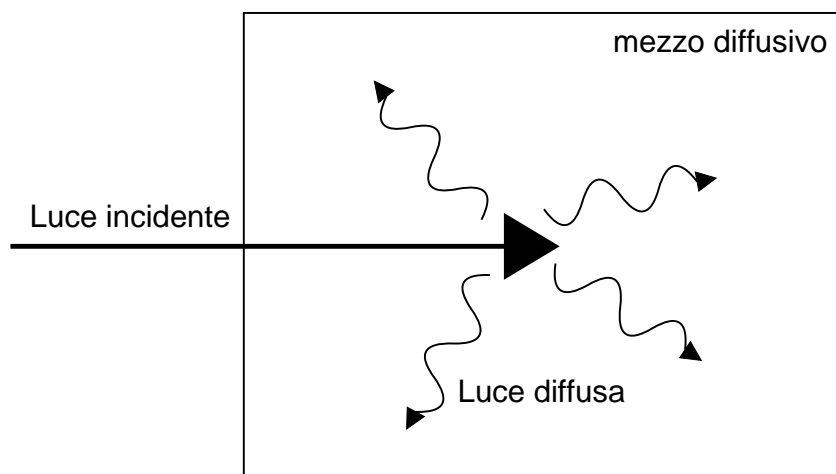


Figura 2.1: Diffusione spontanea della luce incidente in un mezzo diffusivo.

La diffusione avviene quando c'è interazione di un'onda luminosa con delle fluttuazioni delle proprietà del mezzo. Nella teoria quantistica, la luce può essere considerata come dei fotoni (ovvero quanti del campo elettromagnetico) mentre le oscillazioni nel mezzo, o stati eccitati, come fononi (quanti di eccitazione del mezzo).

La diffusione della luce è un processo che avviene solamente in presenza di fluttuazioni delle proprietà ottiche del mezzo. Si distinguono due differenti tipologie di diffusione: è detta *spontanea* nel caso tali fluttuazioni sono dovute a fenomeni di tipo quantomeccanico o per eccitazione termica del mezzo; di contro, un processo è detto *stimolato* quando le fluttuazioni delle proprietà ottiche sono indotte dalla presenza di uno o più segnali luminosi. Tipicamente la diffusione stimolata è molto più efficiente di quella spontanea: ad esempio, approssimativamente una parte su 10^5 della potenza ottica di un'onda luminosa nel visibile che incide su un *cm* d'acqua è diffusa dall'onda dovuta alla diffusione.

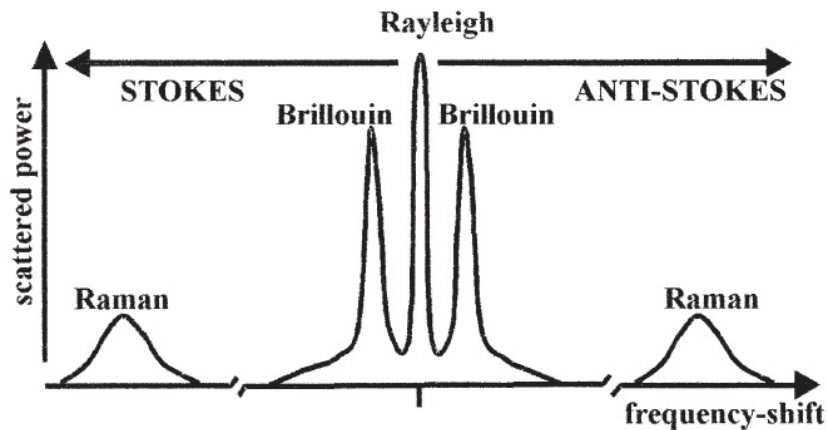


Figura 2.2: Spettri delle diffusi Rayleigh, Brillouin e Raman.

Riferendosi alla Figura 2.2 la linea al centro del grafico si riferisce alla *diffusione Rayleigh*, la quale è dovuta a variazioni di densità del mezzo che non variano la loro posizione; inoltre, non introducendo variazioni in frequenza, è nota come diffusione quasi-elastica. Le cause di tali variazioni di densità sono da imputarsi ad imperfezioni nella struttura della fibra, occorse in sede di realizzazione della fibra stessa.

Brillouin, Raman e Rayleigh sono anche le componenti della luce diffusa: se le frequenze sono inferiori rispetto a quella della luce incidente si parla di componenti *Stokes*, mentre quelle componenti diffuse a frequenze maggiori sono le componenti *anti-Stokes*.

La *diffusione di Brillouin* ha origine dall'interazione della luce con un'onda acustica che si propaga nel mezzo: i fotoni incidenti sono assorbiti ed insieme alla creazione o all'assorbimento di un fonone danno origine ad un fotone diffuso, il quale può essere di *Stokes* o *anti-Stokes*, a seconda che il fonone venga creato o assorbito. La componente Stokes presenta una frequenza inferiore rispetto a quella della luce incidente, mentre la componente anti-Stokes ha frequenza superiore. Nel prossimo paragrafo si tornerà su questa tipologia di diffusione.

La *diffusione Raman* è il risultato dell'interazione anelastica della luce incidente con gli stati vibrazionali delle molecole che costituiscono il mezzo diffusivo. Tale fenomeno può essere descritto mediante la meccanica quantistica come la diffusione di un fotone

ad energia $\hbar\omega_s$ da un fotone avente energia $\hbar\omega_p$: la variazione di frequenza dipende dagli stati vibrazionali delle molecole che compongono il mezzo. Anche in questo caso il processo comporta un trasferimento di potenza da un segnale ad un altro.

2.2 SBS Stimolated Brillouin Scattering

Il processo di SBS (Stimulated Brillouin Scattering) può essere descritto in modo classico come una interazione nonlineare tra il segnale di pompa, il segnale di Stokes ed un'onda acustica. Il battimento del segnale di pompa con il segnale di Stokes genera un'onda acustica attraverso il processo di *elettrostrizione*¹ ovvero la tendenza di un materiale ad essere compresso in presenza di un campo elettrico, con conseguente aumento locale della densità del materiale.

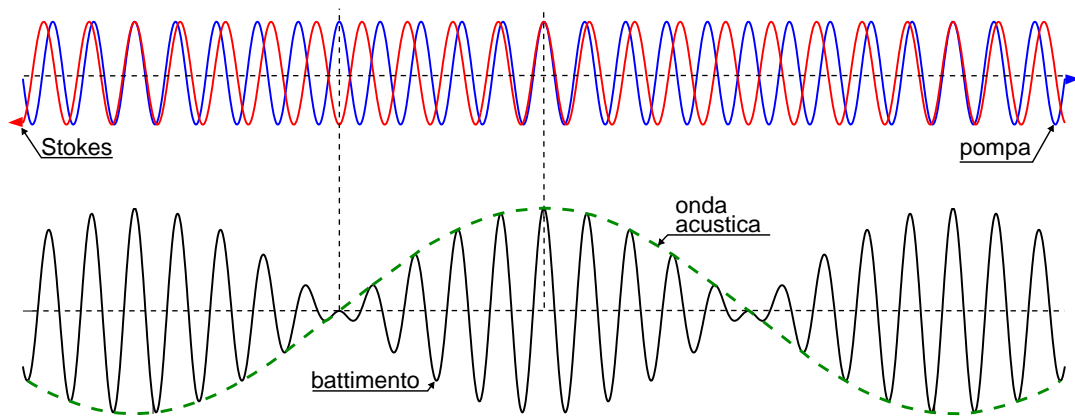


Figura 2.3: Battimento del segnale di pompa e della componente Stokes.

Tali variazioni di densità lungo la fibra possono dunque essere viste come un'onda acustica: tale onda comporta la modulazione dell'indice di riflessione del mezzo e viene quindi a crearsi un reticolo di diffrazione che diffonde la luce incidente in esso attraverso la diffrazione di Bragg. La luce diffusa presenta frequenza inferiore a causa dell'effetto Doppler associato al movimento dell'onda acustica nello spazio con velocità ν_A .

Il medesimo processo di scattering può essere spiegato quanto-meccanicamente come la creazione simultanea di un fotone di Stokes e di un'onda acustica in seguito all'assorbimento di fotone della pompa. Siccome sia l'energia sia il momento devono conservarsi durante ogni evento di scattering, sia le frequenze (o pulsazioni ω_x) quanto i vettori

¹Vi sono in realtà due differenti meccanismi fisici per i quali l'interazione tra l'onda di pompa e lo Stokes possono generare un'onda acustica. Un meccanismo è la citata elettrostrizione, ovvero la tendenza di un materiale di aumentare la sua densità in regioni in cui vi sia una elevata intensità ottica, ovvero un intenso campo elettrico. Il secondo meccanismo è l'*assorbimento ottico*. Il calore generato dall'assorbimento del segnale luminoso in zone in cui esso è intenso causa una espansione del mezzo in tali regioni, con conseguente diminuzione della densità. Tali variazioni di densità possono generare una onda acustica. Quest'ultimo meccanismo si presenta meno frequentemente del SBS dovuto ad elettrostrizione ed avviene principalmente in mezzi ottici ad elevata attenuazione. Tale fenomeno era dominante nei primi esperimenti legati allo scattering di Brillouin, in quanto le fibre avevano attenuazioni nell'ordine delle migliaia di dB per km.

d'onda \mathbf{K}_x delle tre onde coinvolte devono soddisfare

$$\Omega_B = \omega_P - \omega_S \quad (2.1)$$

$$\mathbf{K}_A = \mathbf{K}_P - \mathbf{K}_S \quad (2.2)$$

dove ω_p ed ω_s sono le pulsazioni e \mathbf{K}_P e \mathbf{K}_S sono i vettori d'onda, delle onde di pompa e di Stokes, rispettivamente.

Per le onde ottiche si ha che la velocità di fase in fibra vale

$$\frac{c_0}{n} = \frac{\omega_P}{|\mathbf{K}_P|} \simeq \frac{\omega_S}{|\mathbf{K}_S|} \quad (2.3)$$

mentre per l'onda acustica la velocità del suono è pari a

$$v_a = \frac{\Omega_B}{|\mathbf{K}_A|} = \left(\frac{E_0}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

con E_0 modulo di Young e ρ è la densità media del mezzo.

Considerando un caso generico per quanto riguarda l'orientamento dei vettori d'onda \mathbf{K}_x

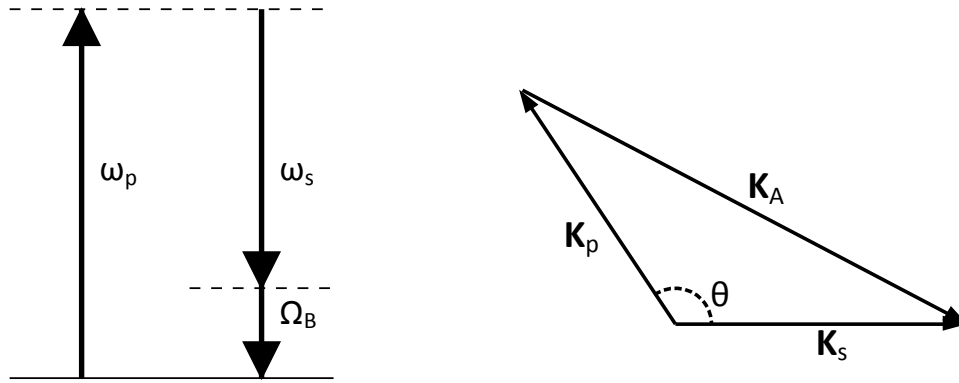


Figura 2.4: Relazioni tra i vettori d'onda e le pulsazioni.

si può ipotizzare, dato ($\Omega_B \ll \omega_S, \omega_P$) che $|\mathbf{K}_P| \simeq |\mathbf{K}_S|$ ottenendo

$$|\mathbf{K}_A| \simeq 2 \cdot |\mathbf{K}_S| \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.5)$$

da cui

$$\begin{aligned} \Omega_B &= v_a \cdot |\mathbf{K}_A| = v_a \cdot 2 \cdot |\mathbf{K}_S| \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) = v_a \cdot 2 \cdot \frac{\omega_S}{c_0} \cdot n \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ &= \frac{4\pi \cdot v_a \cdot n}{\lambda} \cdot \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

L'equazione (2.6) mostra che la frequenza della componente Stokes dipende dall'angolo di diffusione: in particolare, Ω_B è massima quando i segnali si contro-propagano ($\theta = \pi$) ed è nulla per segnali co-propaganti ($\theta = 0$). In una fibra single-mode, le sole direzioni rilevanti sono appunto la co-propagante e la contro-propagante: per tale ragione, la frequenza Brillouin assume un valore non banale per il solo caso contro-propagante e vale:

$$\nu_B = \Omega_B/2\pi = 2n_p\nu_A/\lambda_p \quad (2.7)$$

Ponendo $n = 1.46$, $\nu_A = 5945 \text{ m/s}$ ed una lunghezza d'onda di $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ otteniamo che la pulsazione di Brillouin per segnali contro-propaganti ($\theta = \pi$) è $\Omega_B \simeq 70.369 \text{ GHz}$, da cui $\nu_B \simeq 11.2 \text{ GHz}$.

I calcoli visti in questa sezione sono basati sulla diffusione Stokes, analoghi calcoli, ma per $\omega_{aS} = \Omega_B + \omega_p$ portano alla componente anti-Stokes.

Nel caso del processo spontaneo, l'onda acustica è generata da fluttuazioni termiche o quanto meccaniche; l'intensità dello scattering è piuttosto debole se confrontato al caso stimolato.

Nonostante l'equazione (2.6) preveda correttamente che la SBS si manifesti solamente per segnali contro-propaganti in una fibra ottica single-mode, la diffusione spontanea di Brillouin può occorrere anche nella direzione di propagazione del segnale: ciò avviene perché la natura guidata delle onde acustiche porta ad un rilassamento della regola di selezione del vettore d'onda. Come effetto, una piccola porzione della componente Stokes viene generata con direzione opposta a quella usuale. Questo fenomeno è noto come "guided-acoustic-wave Brillouin scattering". In pratica, lo spettro della componente Stokes presenta svariate linee aventi frequenze in un intervallo di $[10 \div 1000] \text{ MHz}$; presentano comunque valori trascurabili e per questo vengono ignorate.

2.2.1 Brillouin-Gain Spectrum BGS

Il guadagno della componente Stokes è caratterizzato dal *Brillouin-Gain Spectrum BGS* $g_B(\Omega)$ avente il massimo per $\Omega = \Omega_B$. La larghezza spettrale del guadagno è molto stretta, nell'ordine delle decine di *MHz* e ciò a causa del tempo di smorzamento dell'onda acustica, dovuto al tempo di vita dei fononi. Quando l'onda acustica decade come $e^{-\Gamma_B t}$, il guadagno Brillouin assume uno spettro di tipo Lorentziano

$$g_B(\Omega) = \frac{g_p(\Gamma_B/2)^2}{(\Omega - \Omega_B)^2 + (\Gamma_B/2)^2} \quad (2.8)$$

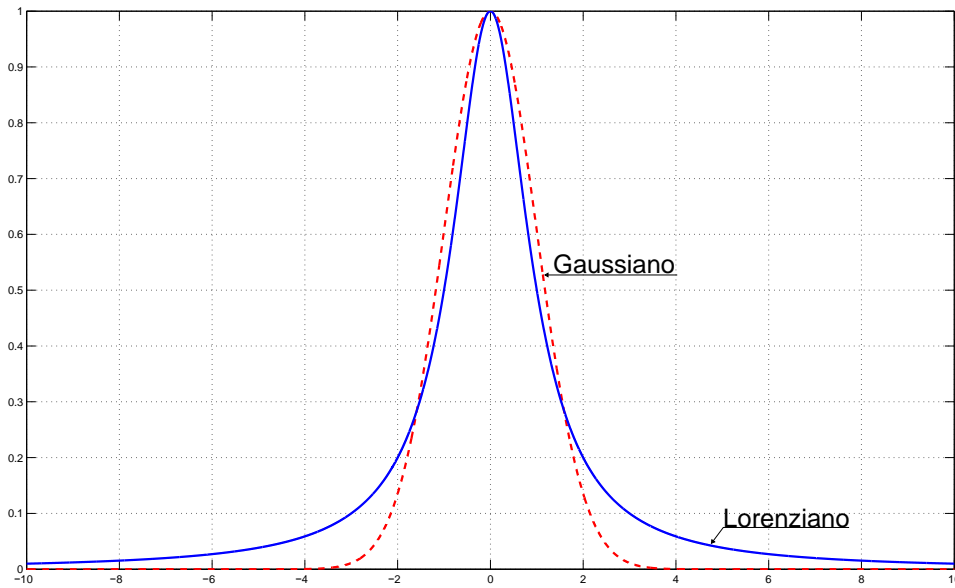


Figura 2.5: Spettro di tipo Lorentziano a confronto con uno di tipo Gaussiano.

in cui il valore massimo è raggiunto per $\Omega = \Omega_B$ e vale

$$g_p = g_B(\Omega_B) = \frac{8\pi^2\gamma_e^2}{n_p\lambda_p^2\rho_0c\nu_A\Gamma_B} \quad (2.9)$$

In cui $\gamma_e \simeq 0.902$ è la costante di elettrostrizione del silicio e $\rho_0 \simeq 2210 \text{ kg/m}^3$ ne è la densità. La FWHM (Full Width Half Maximum, larghezza a metà altezza) del guadagno in frequenza è in relazione con Γ_B attraverso $\Delta\nu_B = \Gamma_B/(2\pi)$. La vita media di un fonone, $T_B = \Gamma_B^{-1}$, assume tipicamente valori $< 10 \text{ ns}$.

Dall'equazione (2.7) si nota come ν_B vari inversamente a λ_p , mentre Δ_B presenta una dipendenza quadratica dalla frequenza Brillouin variando come λ_p^{-2} : tale restringimento della banda del BGS con l'aumento di λ_p compensa, attraverso il parametro Γ_B , l'apparente diminuzione del guadagno g_p . Ciò permette di affermare che il valore di massimo del guadagno Brillouin, g_p , è quasi indipendente dalla lunghezza d'onda della pompa λ_p . Valori tipici per g_p sono nell'intervallo $3 \div 5 \times 10^{-11} \text{ m/W}$.

Lo spettro del guadagno Brillouin può significativamente variare per differenti tipologie

di fibre ottiche, sia per come vengono guidati i modi, sia per la presenza di dopanti nel nucleo della fibra; in Figura 2.6 vengono mostrati gli spettri di guadagno per tre differenti tipi di fibre, le quali presentano differenti strutture e differenti livelli di drogaggio dei nuclei.

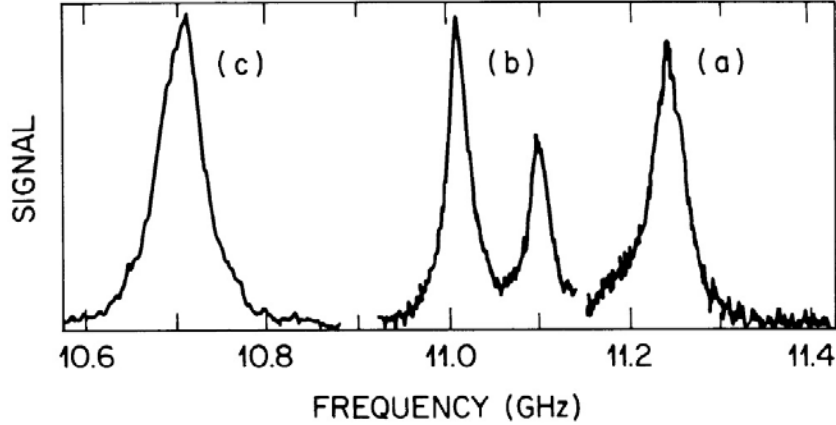


Figura 2.6: Spettri del guadagno Brillouin per tre differenti tipi di fibre.

L'equazione (2.8) è ottenuta sotto la condizione steady-state ed è valida per segnali di pompa CW (Continuous Wave) o quasi-CW, ovvero impulsi di durata $T_0 \gg T_B$, la cui banda $\Delta\nu_p$ sia molto inferiore a λ_B . Per impulsi di durata $T_0 < T_B$, il guadagno Brillouin assume un valore inferiore a quello calcolato in (2.8). Infine, se la durata dell'impulso assume un valore inferiore al tempo di vita medio di un fonone ($T_0 < 1 \text{ ns}$) il guadagno si riduce ulteriormente.

Anche per un'onda di pompa di tipo CW il guadagno Brillouin si riduce considerevolmente se lo spettro della pompa $\Delta\nu_p$ è maggiore di $\Delta\nu_B$: ciò può avvenire se si utilizzano laser multimodo per il pompaggio, ma anche nel caso si utilizzi un laser di pompa single-mode la cui fase vari rapidamente rispetto al tempo di vita di un fonone T_B . Calcoli dimostrano che il guadagno Brillouin, se la pompa è broadband, dipende dal valore della lunghezza di coerenza del laser di pompa, definita come

$$L_{coh} = c/n_p \Delta\nu_p$$

2.2.2 Soglia Brillouin

Se ci limitiamo al caso stazionario (steady state condition, ovvero $d \cdot /dt = 0$) ed assumiamo di trovarci nelle condizioni di CW o quasi-CW per quanto concerne il segnale di pompa, possono essere fatte due semplificazioni al fine di ottenere le rate equation. La prima è quella di porre $\omega_p \simeq \omega_s$, ottenuto come conseguenza di $\Omega_B \ll \omega_p, \omega_s$, mentre la seconda semplificazione riguarda, per il medesimo motivo della prima, il coefficiente di attenuazione: si può supporre $\alpha_p \simeq \alpha_s \simeq \alpha$, cioè le perdite dovute alla propagazione in fibra del segnale di pompa e del segnale di probe possono essere assunte analoghe data la vicinanza in frequenza tra le due onde. In seguito a queste assunzioni le rate equation

divengono:

$$\frac{dI_p}{dz} = -g_B I_p I_s - \alpha I_p \quad (2.10)$$

$$-\frac{dI_s}{dz} = g_B I_p I_s - \alpha I_s \quad (2.11)$$

Tali equazioni assumono implicitamente che i due segnali coinvolti siano polarizzati linearmente e lungo la stessa direzione ed inoltre che tale polarizzazione sia mantenuta nel propagarsi in fibra: tale condizione è soddisfatta nel caso di segnali polarizzati lungo l'asse principale di una fibra a mantenimento di polarizzazione².

In assenza di attenuazione ($\alpha = 0$) si ha che $I_p - I_s$ rimane costante in ogni punto della fibra, in quanto $d(I_p - I_s)/dz = 0$.

Al fine di calcolare la soglia Brillouin, si può inoltre trascurare lo svuotamento della pompa e porre

$$I_p(z) = I_p(0)e^{-\alpha z} \quad (2.12)$$

sostituendola in (2.11) ed integrando sulla lunghezza della fibra L , l'intensità del segnale di probe cresce esponenzialmente

$$I_s(0) = I_s(L)e^{g_B P_0 L_{eff}/A_{eff} - \alpha L} \quad (2.13)$$

dove $P_0 = I_p(0) \cdot A_{eff}$ è la potenza della pompa all'ingresso, A_{eff} è l'area effettiva della fibra (quella in cui si propaga il modo) e la lunghezza efficace della fibra è definita da

$$L_{eff} = [1 - e^{-\alpha L}] / \alpha \quad (2.14)$$

L'equazione (2.13) mostra che il segnale di probe, o di Stokes, che viene iniettato in $z = L$, viene amplificato per amplificazione Brillouin stimolata man mano che si propaga in direzione $-z$. Nel caso di spontaneous Brillouin scattering, il segnale di Stokes è originato dal rumore presente in fibra: la potenza di tale rumore viene calcolata in modo fittizio supponendo di iniettare un fotone per modo ad una distanza tale per cui il guadagno e l'attenuazione si equivalgano, ottenendo che la soglia Brillouin è la potenza P_{th} tale per cui

$$g_B(\Omega_B)P_{th}L_{eff}/A_{eff} \simeq 21 \quad (2.15)$$

Un esempio di calcolo di tale potenza di soglia può essere eseguito considerando una tipica lunghezza di una sezione di un collegamento in fibra, $L > 50 \text{ km}$, collegamento operante a $\lambda = 1550 \text{ nm}$. Sotto tali condizioni $\alpha L \gg 1$ per cui $L_{eff} = 1/\alpha$, da cui $P_{th} = 21\alpha A_{eff}/g_B$. Utilizzando parametri tipici delle fibre quali $A_{eff} = 50\mu\text{m}^2$, $\alpha = 0.2\text{dB}/\text{km}^3$ e $g_B = 5 \times 10^{-11}$ si ottiene $P_{th} \simeq 1 \text{ mW}$. La potenza di soglia aumenta considerevolmente per distanze inferiori, in Figura 2.7 viene mostrato il valore della potenza di soglia in funzione della lunghezza del collegamento in fibra (entrambi gli assi sono espressi in valori logaritmici).

²L'utilizzo di fibre a mantenimento di polarizzazione permette un notevole miglioramento della risoluzione spaziale delle misure, ma come effetto negativo si ha quello che non permette di coprire lunghe distanze, vedi [10].

³Si noti che ai fini di questo esempio si è utilizzato il valore lineare del coefficiente di attenuazione α , ottenuto mediante $\alpha = \alpha_{dB}/10 \log_{10} e = \alpha_{dB}/4.34$ e quindi nel nostro caso, $\alpha \simeq 46 * 10^{-3}$

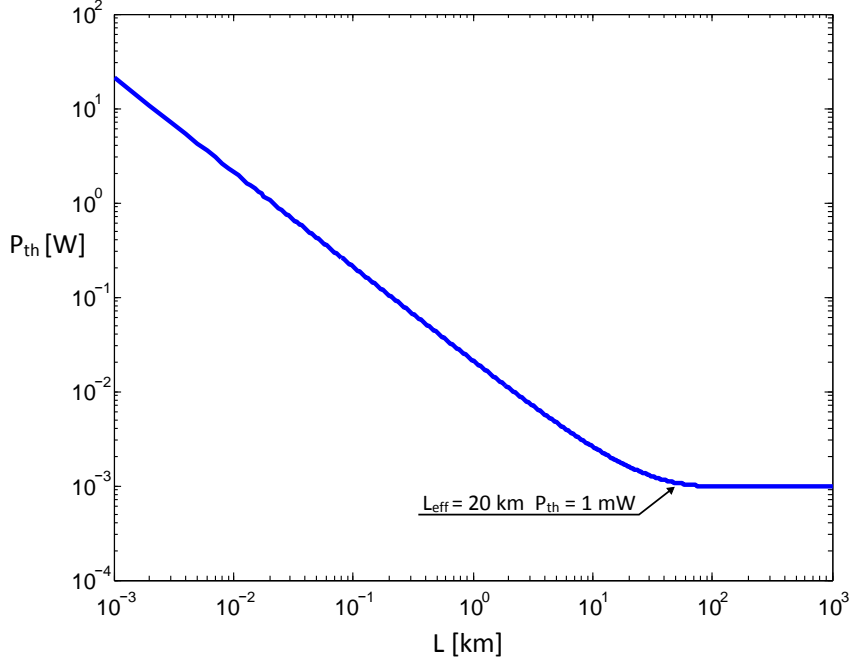


Figura 2.7: Andamento della potenza di soglia in funzione della lunghezza del collegamento.

2.2.3 SBS dinamico

Tale paragrafo si rende necessario in quanto si considera regime quasi-CW per impulsi del segnale di pompa di durata maggiore od uguale a 100 *nm*: la scelta della durata dell'impulso dipende da alcune considerazioni che verranno affrontate nel Capitolo 3, per il momento basti sapere che la durata degli impulsi scelta è proprio 100 *ns*; si è scelto per cui di presentare la teoria sulle rate equation in regime dinamico.

Come detto, le equazioni (2.10) ed (2.11) valgono solo nel caso stazionario: al fine di includere gli effetti transitori bisogna risolvere l'equazione di Maxwell relativa alla propagazione di un impulso

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (2.16)$$

considerando la seguente equazione del materiale

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \Gamma_A \nabla^2 \frac{\partial \rho'}{\partial t} - \nu_A^2 \nabla^2 \rho' = -\epsilon_0 \gamma_e \nabla^2 (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) \quad (2.17)$$

in cui $\rho' = \rho - \rho_0$ è la variazione di densità del materiale rispetto al so valore medio ρ_0 , Γ_A è il coefficiente di smorzamento e $\gamma_e = \rho_0 (d\epsilon/d\rho)_{\rho=\rho_0}$ è la costante di elettrostrizione. \mathbf{P}_L e \mathbf{P}_{NL} sono rispettivamente la parte lineare e non lineare della polarizzazione, la seconda delle quali presenta un termine addizionale dipendente da ρ' :

$$\mathbf{P}_{NL} = \epsilon_0 [\chi^{(3)} : \mathbf{EEE} + (\gamma_e/\rho_0) \rho' \mathbf{E}] \quad (2.18)$$

Anche in questa analisi supponiamo che i campi rimangano linearmente polarizzati lungo l'asse x ed introduciamo l'approssimazione alle piccole variazioni, A_p e A_s :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{x} Re [F_p(x, y)A_p(x, y)e^{ik_p z - i\omega_p t} + F_s(x, y)A_s(x, y)e^{-ik_s z - i\omega_s t}] \quad (2.19)$$

in cui $F_j(x, y)$ è il profilo del modo. La densità del mezzo è modellizzata in maniera analoga ottenendo

$$\rho'(\mathbf{r}, t) = Re [F_A(x, y)Q(x, y)e^{ik_A z - i\Omega t}] \quad (2.20)$$

con $\Omega = \omega_p - \omega_s$ e $F_A(x, y)$ è la distribuzione spaziale del modo acustico di ampiezza $Q(x, y)$. Sfruttando tutte le precedenti equazioni di questa sezione si ottengono

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_p}{\partial t} = -\frac{\alpha}{2} A_p + i\gamma (|A_p|^2 + 2|A_s|^2) A_p + i\kappa_1 A_s Q \quad (2.21)$$

$$-\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_s}{\partial t} = -\frac{\alpha}{2} A_s + i\gamma (|A_s|^2 + 2|A_p|^2) A_s + i\kappa_1 A_p Q^* \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial z} + v_A \frac{\partial Q}{\partial t} = -\left[\frac{1}{2} \Gamma_B + i(\Omega_B - \Omega) \right] Q + \frac{i\kappa_2}{A_{eff}} A_p A_s^* \quad (2.23)$$

dove $\Gamma_B = k_A^2 \Gamma_A$ è il dumping rate dell'onda acustica, $|A_p|^2$ è una potenza ed i coefficienti κ_x sono definiti come

$$\kappa_1 = \frac{\gamma_e \omega_p}{2n_p c \rho_0}, \quad \kappa_2 = \frac{\gamma_e \omega_p}{c^2 \nu_A}.$$

Le equazioni (2.21) (2.22) (2.23) includono fenomeni non lineari quali la SPM⁴ e la XPM⁵, mentre gli effetti della GVD⁶ sono ignorati: ciò è giustificato dal fatto che tipicamente gli impulsi hanno durata superiore al nanosecondo e la lunghezza di dispersione è maggiore, per cui il GVD gioca un ruolo del tutto trascurabile nel processo di scattering, inoltre la differenza tra la frequenza di pompa e quella di Stokes sono nell'ordine della decina di *GHz* tali da poter assumere grandezze dipendenti dalla frequenza quali γ e α analoghe per entrambe le onde.

Per impulsi del segnale di pompa di durata $T_0 \gg T_B = \Gamma_B^{-1}$ le equazioni dalla (2.21) alla (2.23) vengono considerevolmente semplificate in quanto l'ampiezza dell'onda acustica Q raggiunge rapidamente il suo stato stazionario, rendendo possibile ignorare entrambe le derivate presenti in (2.23). Gli effetti di SPM e XPM possono essere anch'essi trascurati se le potenze di picco associate agli impulsi di pompa e Stokes non raggiungono valori elevati.

Definendo la potenza come $P_j = |A_j|^2$, con $j = p$ oppure s , si raggiunge la seguente espressione delle leggi che regolano il processo di SBS in regime dinamico:

$$\frac{\partial P_p}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_p}{\partial t} = -\frac{g_B(\Omega)}{A_{eff}} P_p P_s - \alpha P_p \quad (2.24)$$

$$-\frac{\partial P_s}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial P_s}{\partial t} = \frac{g_B(\Omega)}{A_{eff}} P_p P_s - \alpha P_s \quad (2.25)$$

⁴Self Phase Modulation, ovvero la variazione della fase di un impulso ottico dovuta alla nonlinearità dell'indice di rifrazione del mezzo.

⁵Cross Phase Modulation, è anch'esso un effetto ottico nonlineare in cui un segnale luminoso può avere effetti sulla fase di un altro segnale; ciò avviene attraverso l'effetto Kerr.

⁶Group Velocity Dispersion, è il fenomeno per cui la velocità di gruppo della luce dipende dalla frequenza dell'onda

dove $g_B(\Omega)$ è data da (2.8) e $g_B(\Omega_B) = 4\kappa_1\kappa_2/\Gamma_B$ si riconduce all'espressione del massimo di $g_B(\Omega)$. Le (2.24) e (2.25) si riconducono a quelle del caso stazionarie (equazioni (2.10) e (2.11)) se si pone $I_j = P_j/A_{eff}$ ed esse non dipendono dalla coordinata temporale.

2.3 Dipendenza della frequenza Brillouin ν_B dalla temperatura e dalla elongazione

La frequenza Brillouin presenta una sensibile variazione del suo valore in funzione di due parametri ai quali è sottoposta la fibra ottica: la temperatura e la elongazione (la tensione meccanica applicata). Tale dipendenza è principalmente dovuta alla variazione della velocità dell'onda acustica piuttosto che alla dipendenza dell'indice di rifrazione dai parametri sopracitati. Ciò è esprimibile come

$$\frac{d\nu_B}{dT} = \frac{2}{\lambda} \left[v_a \frac{dn}{dT} + n \frac{dv_a}{dT} \right] \quad (2.26)$$

e più in particolare

$$\nu_B(\epsilon) = \nu_B(0) [1 + C_\epsilon \epsilon] \quad (2.27)$$

$$\nu_B(T) = \nu_B(T_r) [1 + C_T (T - T_r)] \quad (2.28)$$

dove ϵ è la tensione meccanica (elongazione) applicata alla fibra, T è la temperatura e T_r è una temperatura di riferimento. Il valore dei coefficienti di temperatura ed elongazione si trovano in letteratura ed assumono i valori di $C_\epsilon = 4.6 \cdot 10^{-5}$ e $C_T = 9.4 \cdot 10^{-5} K^{-1}$ [8]. Un diverso modo di esprimere tali coefficienti è dato da [7] in cui viene indicato il valore di $\frac{d\nu_B}{dT} = 1.36 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$.

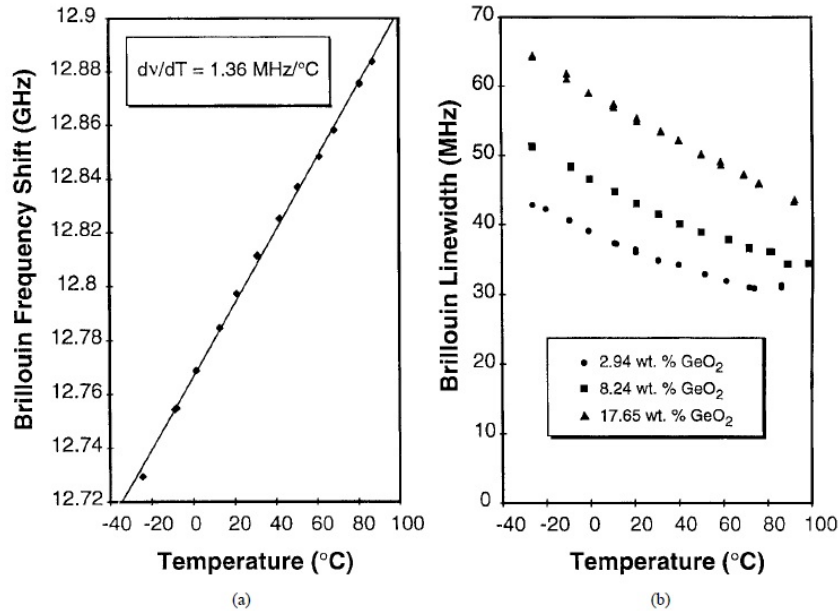


Figura 2.8: Dipendenza della frequenza Brillouin dalla temperatura.

In Figura 2.8 (b) viene anche mostrata la dipendenza della larghezza di banda del guadagno Brillouin dalla temperatura, la quale non è lineare e converge ad un valore costante

per le alte temperature.

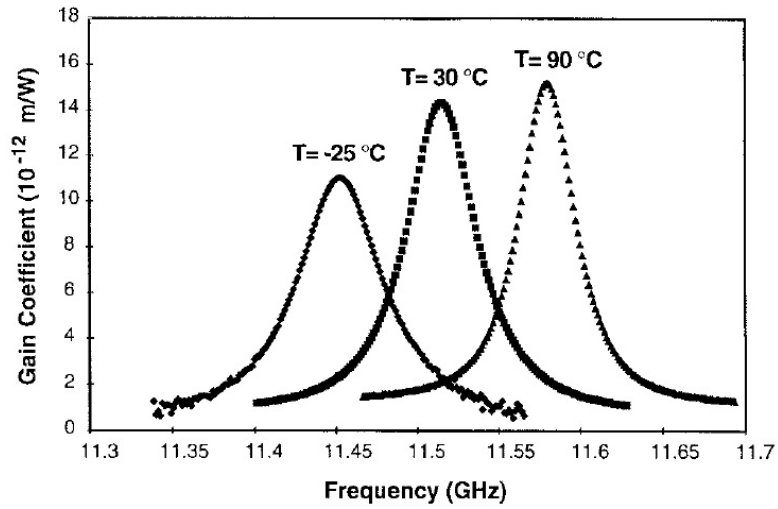


Figura 2.9: Guadagni Brillouin in funzione della temperatura.

Il guadagno massimo g_0 aumenta con la temperatura ed è proporzionale a $\Delta\nu^{-1}$, con conseguenza che l'integrale dello spettro del guadagno su tutte le frequenze rimane costante. Il prodotto $g_0 \times \Delta\nu$ risulta indipendente dalla temperatura, il che dimostra a sua volta l'invarianza rispetto alla temperatura dell'elettrostrizione, responsabile della diffusione Brillouin. La causa dell'aumento di guadagno con la temperatura è dovuto al restringimento dello spettro e quindi ad un minor assorbimento di fononi da parte di frequenze non interessate al fenomeno.

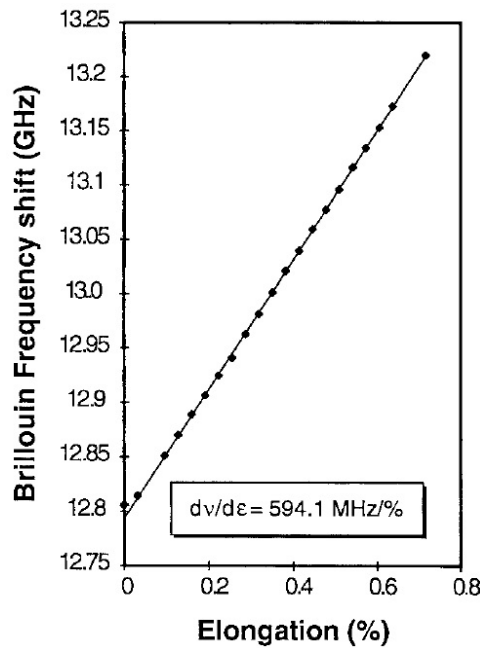


Figura 2.10: Dipendenza della frequenza Brillouin dalla elongazione.

Per quanto riguarda la elongazione, il corrispondente coefficiente è $\frac{d\nu_B}{d\varepsilon} = 594.1 \left[\frac{\text{MHz}}{\%} \right]$. L'elongazione che provoca variazioni alla frequenza Brillouin ν_B è quella applicata longi-

tudinalmente e non quella applicata lateralmente, la quale provoca effetti trascurabili.

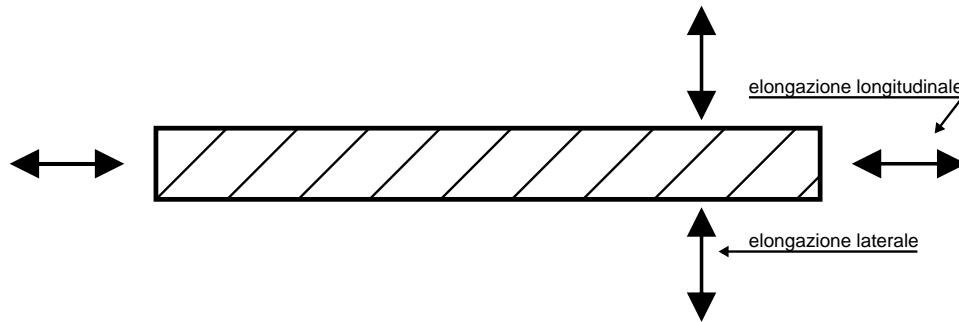


Figura 2.11: Differenti tipologie di elongazione.

Fibre con diverse concentrazioni e tipologie di dopanti presentano frequenze di Brillouin ν_B analoghe ed i coefficienti di temperatura ed elongazione non variano molto da fibra a fibra. Un effetto dovuto ai dopanti è l'eventuale eccitazione di ulteriori modi dell'onda acustica, il che ha come conseguenza quella di generare picchi multipli nello spettro Brillouin.

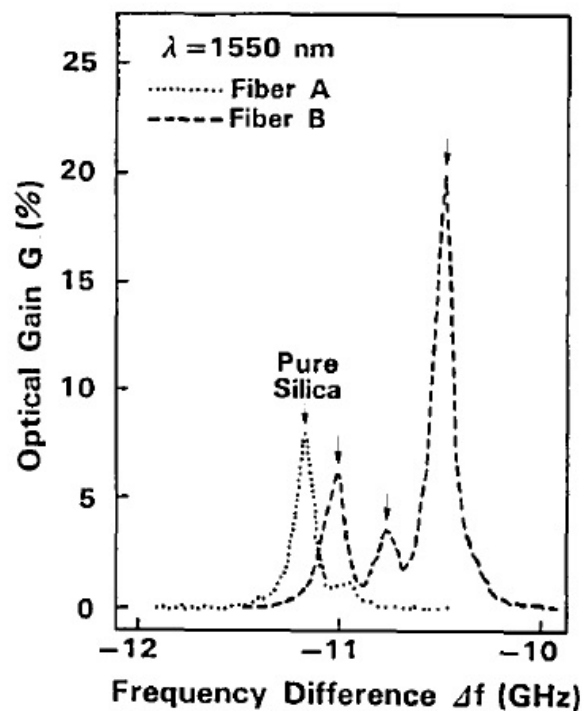


Figura 2.12: Presenza di picchi multipli di guadagno Brillouin in fibre ad elevato dopaggio.

Solitamente il picco principale è dominante sugli altri e separato in frequenza di circa 200 MHz, per cui, tale effetto, eventualmente non rende vana la misura.

2.4 Dipendenza del guadagno Brillouin dalla polarizzazione

A causa del fatto che la SBS ha origine dal battimento coerente di due onde, la pompa e lo Stokes, l'efficienza di tale interazione dipende dalla polarizzazione.

L'interazione tra pompa e probe è massima quando l'orientamento, l'ellitticità ed il senso di rotazione sono i medesimi se visti dalla stessa direzione. Tuttavia, per onde contro-propaganti, se il senso di rotazione è il medesimo, la handedness della polarizzazione è l'opposto. Il guadagno di Brillouin non può quindi essere nullo anche se la polarizzazione del probe è ortogonale rispetto a quella della pompa, a condizione che la lunghezza del collegamento in esame sia maggiore della lunghezza di battimento della birifrangenza e che la polarizzazione non sia mantenuta nel propagarsi in fibra. In [6] è dimostrato che il guadagno complessivo in fibre a bassa birifrangenza vale da 1/3 a 2/3 del guadagno che avrebbe se vi fosse uno scrambling completo della polarizzazione.

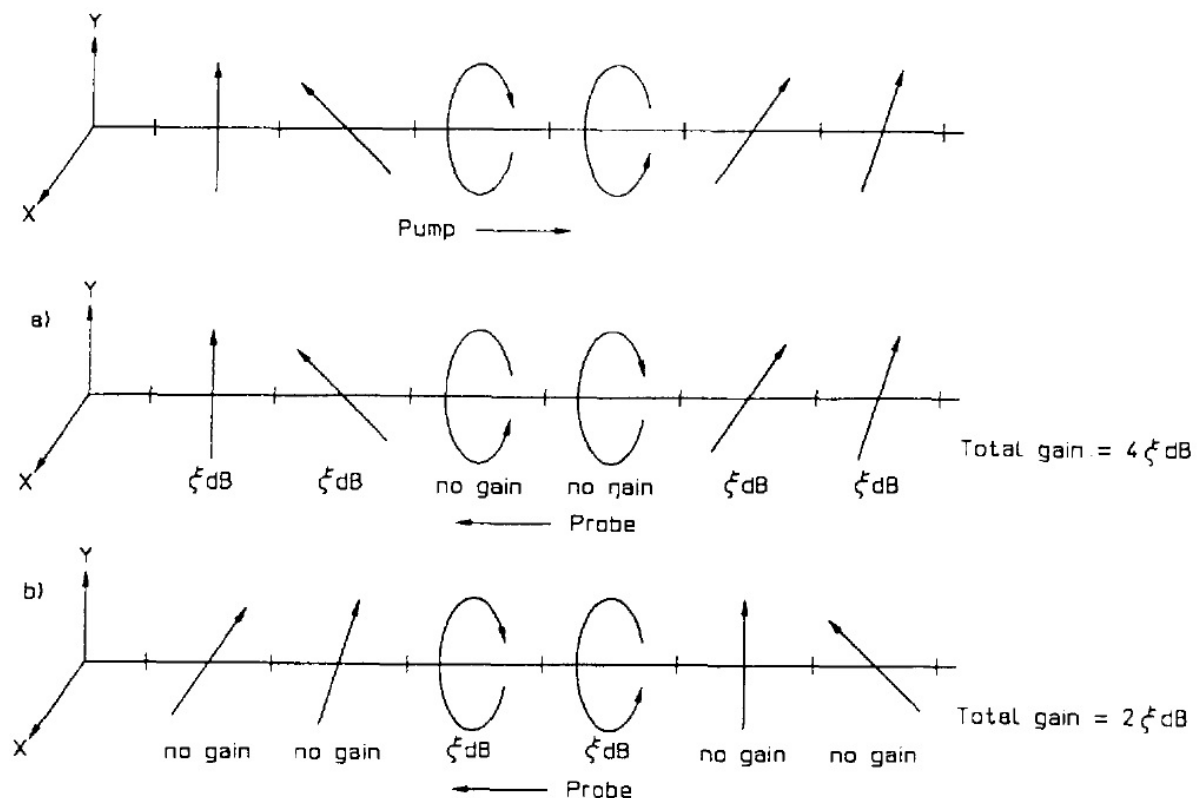


Figura 2.13: Dipendenza del guadagno Brillouin dalla polarizzazione dei segnali di pompa e Stokes. (a) L'onda di Stokes è polarizzata in modo analogo alla pompa e (b) presenta polarizzazione ortogonale.

I cambiamenti dello stato di polarizzazione (SOP) della luce che attraversa un mezzo anisotropo nel quale le perdite non siano dipendenti dalla polarizzazione, quali le fibre ottiche, si possono descrivere matematicamente attraverso una rotazione sulla sfera di Poincaré.

Per descrivere lo stato di polarizzazione di un segnale ottico utilizziamo la rappresentazione di Stokes $\underline{S} = (S_0, S_1, S_2, S_3)$. L'effetto di un mezzo può essere descritto dalla

matrice di Mueller 4×4 . Si considerino le componenti S_1, S_2, S_3 normalizzate rispetto a S_0 , da cui $\underline{S} = (1, s_1, s_2, s_3)$; poniamo inoltre che la pompa non subisca depolarizzazione $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$.

La polarizzazione è per definizione sinistrorsa quando la rotazione del vettore del campo elettromagnetico è antiorario se visto contro la direzione di propagazione. Due segnali hanno la medesima polarizzazione quando i loro vettori di Stokes sono identici e sono ortogonali il vettore di Stokes del secondo vettore è $\underline{S} = (1, -s_1, -s_2, -s_3)$. Nelle fibre ottiche l'ortogonalità è mantenuta a condizione che siano trascurabili la depolarizzazione, le perdite dipendenti dalla polarizzazione e la PMD (polarization mode dispersion).

L'efficienza del battimento coerente di due segnali contropropaganti aventi polarizzazione \underline{S}_a ed \underline{S}_b è data da

$$n_{\rightarrow} = \frac{1}{2}(\underline{S}_a \underline{S}_b) = \frac{1}{2}(1 + S_{1a}S_{1b} + S_{2a}S_{2b} + S_{3a}S_{3b}) \quad (2.29)$$

L'efficienza di mixing nel caso la pompa ed il probe siano polarizzate al medesimo modo (\parallel) o ortogonalmente (\perp) sono rispettivamente

$$\begin{aligned} n_{\rightarrow\parallel} &= \frac{1}{2}(1 + s_1^2 + s_2^2 + s_3^2) = 1 \\ n_{\rightarrow\perp} &= \frac{1}{2}(1 - s_1^2 - s_2^2 - s_3^2) = 0 \end{aligned} \quad (2.30)$$

La situazione è differente se i due segnali si contropropagano (\rightleftharpoons). L'interazione tra pompa e probe è ottimale quando l'orientazione, l'ellitticità ed il senso di rotazione dell'ellisse di polarizzazione sono i medesimi se visti dalla stessa direzione. Quando il senso di rotazione è il medesimo, la handedness della polarizzazione è inversa. Si può interpretare fisicamente tale effetto considerando la SBS come se l'onda di pompa si riflettesse sull'onda acustica assumendo la stessa direzione dell'onda di probe. Ad ogni riflessione la handedness della polarizzazione è alterata: da destrorsa diviene sinistrorsa e viceversa, ma l'orientazione e l'ellitticità dell'ellisse di polarizzazione rimangono inalterate. Dunque dopo la riflessione il SOP dell'onda di pompa è $\underline{S} = (1, s_1, s_2, -s_3)$. L'efficienza per due onde contropropaganti con polarizzazioni \underline{S}_p e \underline{S}_s è

$$n_{\rightleftharpoons} = \frac{1}{2}(1 + s_{1p}s_{1s} + s_{2p}s_{2s} - s_{3p}s_{3s}) \quad (2.31)$$

Particolarizzando al caso in studio, per fibre a bassa birifrangenza e ponendo che la lunghezza della fibra sia maggiore della lunghezza di battimento (o polarization diffusion length) il SOP è uniformemente distribuito sulla sfera di Poincaré. L'aspettazione di s_3^2 è $1/3$ e ciò consegue dal fatto che s_1^2, s_2^2 ed s_3^2 hanno tutti la medesima aspettazione e $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$. Le efficienze risultanti sono

$$\begin{aligned} n_{\rightleftharpoons\parallel} &= \frac{2}{3} \\ n_{\rightleftharpoons\perp} &= \frac{1}{3} \end{aligned} \quad (2.32)$$

Una possibile interpretazione di (2.32) è che $2/3$ della potenza della pompa viene utilizzata per l'amplificazione Brillouin del probe avente medesima polarizzazione ed $1/3$ per la polarizzazione ortogonale.

Progetto

Scopo di questo progetto di tesi è quello di studiare e realizzare un sensore distribuito di temperatura ed elongazione in fibra ottica basato sulla diffusione di Brillouin stimolata. Nei capitoli precedenti è stato introdotto sia il concetto di sensore in fibra ottica sia il principio sul quale si basa tale sensore, lasciamo ora la parte prettamente teorica di questa tesi e trattiamo più nel dettaglio di come si è deciso di implementare tale sensore: verranno presentate le soluzioni adottate per arrivare allo schema finale del sensore. In letteratura vi sono svariati studi con relativi schemi proposti al fine di realizzare un sensore come quello che si vuole realizzare per questa tesi, vedi [11, 13, 12]. Lo schema qui utilizzato è analogo a quello di [13], ma con diverse variazioni.

3.1 Schema sperimentale e progetto

Lo scopo del progetto è quello di rilevare la frequenza Brillouin in funzione della distanza, dalla quale, attraverso una trasformazione lineare, sarà poi possibile ottenere la corrispondente temperatura o la corrispondente elongazione di un preciso intervallo del collegamento in esame (o sensing fiber, SF).

A tale scopo vi sono due opzioni: studiare lo *spettro di attenuazione Brillouin BLS* (Brillouin Loss Spectrum) oppure lo *spettro di guadagno Brillouin BGS* (Brillouin Gain Spectrum). Entrambe le opzioni portano ad analizzare l'andamento della potenza del segnale in funzione della frequenza e della distanza, alla ricerca di una particolare frequenza: nel primo caso sarà quella per la quale si ha maggiore attenuazione, mentre nel secondo la ricerca sarà effettuata sul valore di frequenza relativo alla massima potenza del segnale.

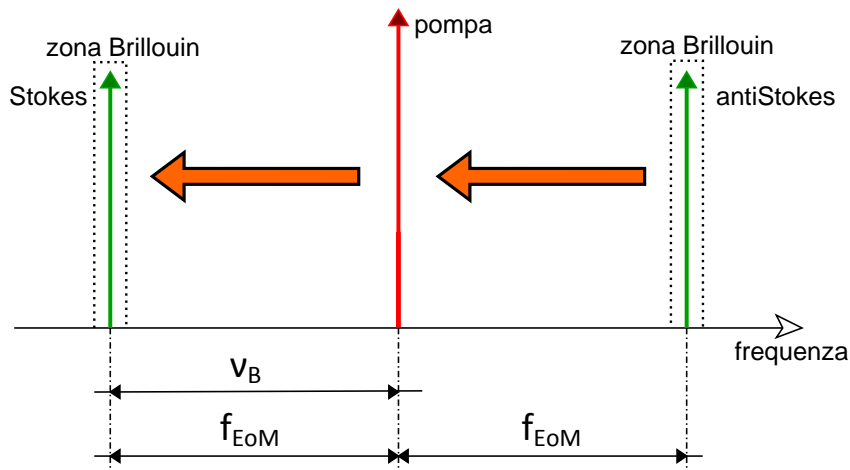


Figura 3.1: Spettro e trasferimento di potenza per una tipica situazione di SBS.

In una tipica configurazione per lo studio della diffusione Brillouin stimolata, entrambe le situazioni occorrono contemporaneamente e sono simmetriche rispetto alla frequenza di pompa. Come da Figura 3.1, vi è un passaggio di potenza dalla componente antiStokes alla pompa, che a sua volta trasferisce della potenza alla componente Stokes.

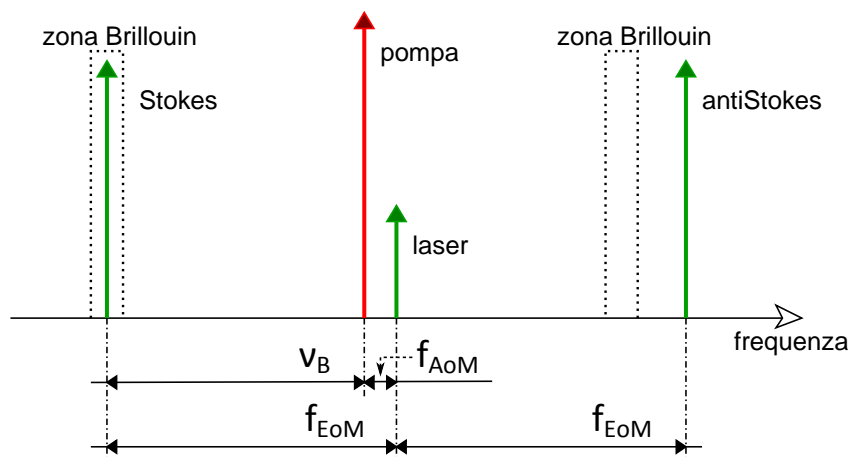


Figura 3.2: Spettro della configurazione adottata.

Nel nostro caso la situazione è differente: il sensore è di tipo distribuito e ciò implica che la pompa debba essere impulsata. La soluzione da noi adottata è stata quella di porre un modulatore acusto-ottico (AOM) nel ramo di pompa, il quale, opportunamente comandato, fa sì che il segnale di pompa risulti impulsato. Vi è però un effetto secondario dovuto a tale soluzione ed è la traslazione a frequenze inferiori del segnale di pompa: ciò comporta che il BGS ed il BLS non siano simmetrici rispetto alla lunghezza d'onda della pompa come mostrato in Figura 3.2.

In linea con la scelta adottata da diversi gruppi, si è scelto di basare la misura sul comportamento in frequenza del guadagno Brillouin, ovvero sull'andamento dell'ampiezza della componente Stokes in frequenza.

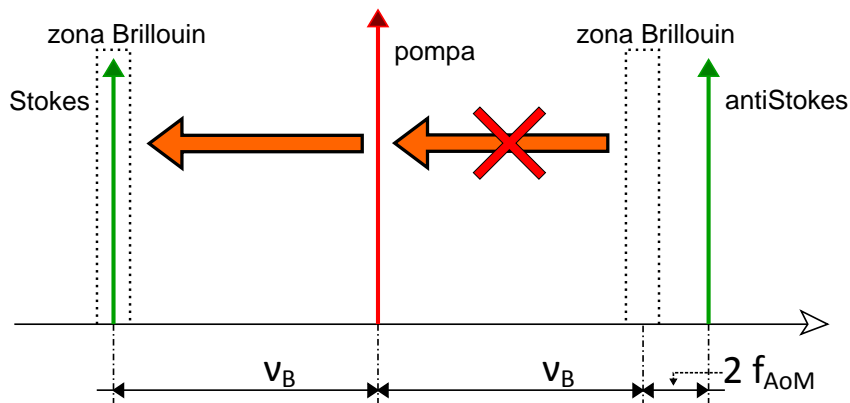


Figura 3.3: Trasferimento di potenza nella configurazione adottata.

Come si vede dalla Figura 3.3, rispetto al caso standard non vi è trasferimento di potenza dalla componente anti-Stokes alla pompa e ciò in quanto la componente antiStokes presenta una distanza in frequenza rispetto alla pompa che non è pari alla frequenza Brillouin ν_B .

Ai fini della misura ci si basa dunque sullo studio del BGS: la misura consiste nel rilevare come varia la potenza in funzione della distanza della componente Stokes, la cui frequenza viene modificata di misura in misura, in modo da ottenere un grafico che mostri la dipendenza del guadagno Brillouin in funzione sia della distanza, sia della frequenza dalla quale ci si discosta dal segnale di pompa, ottenendo ad esempio

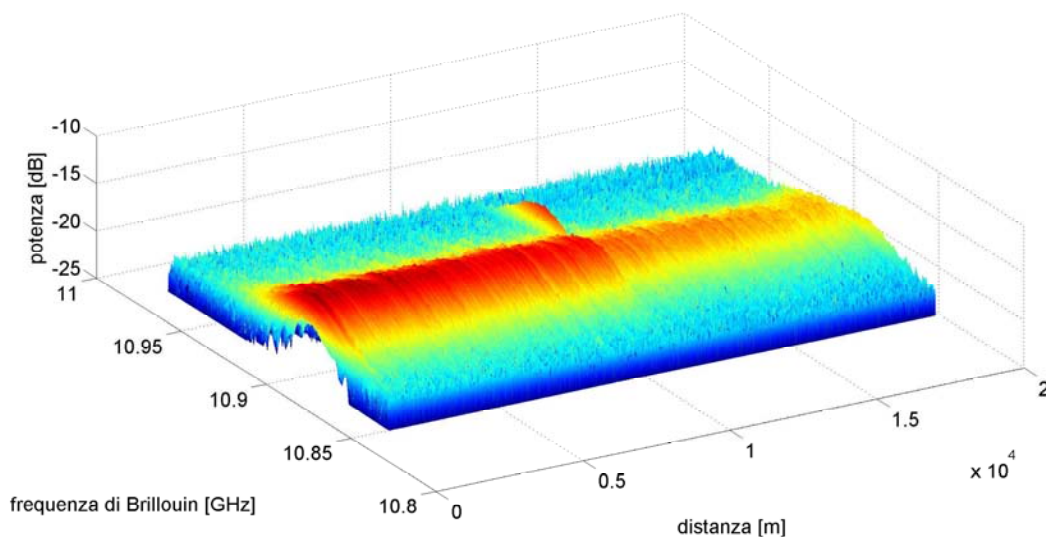


Figura 3.4: Esempio di traccia ottenuta con un tratto della fibra ad una temperatura maggiore di 33 gradi rispetto alla temperatura del resto della fibra.

Il procedimento utilizzato al fine di ottenere la traccia in figura prevede l'esecuzione di diverse misure della potenza della componente Stokes in funzione della distanza. Per ogni misura effettuata infatti la differenza in frequenza tra il segnale di pompa e la componente Stokes viene incrementata, in modo da poter ricostruire un profilo di tipo Lorentziano della potenza per una fissata distanza.

Più in dettaglio si inizia impostando la differenza in frequenza tra la pompa e le componenti Stokes ad un valore iniziale f_{EOM} pari a $f_{EOMstart}$, quindi si esegue una misura tramite l'OTDR della potenza della componente Stokes in funzione della distanza. Una volta ultimata la misura, si incrementa f_{EOM} di un valore $f_{EOMstep}$ e si riesegue la misura. Questi due passi si ripetono fino a che f_{EOM} non raggiunge un valore massimo precedentemente impostato, $f_{EOMstop}$. Quello che si ottiene sono una serie di misure ottenute in funzione della distanza, la cui differenza tra l'una e l'altra è il valore di f_{EOM} . Si è ora in grado di ottenere un grafico tridimensionale della potenza in funzione della distanza e della frequenza.

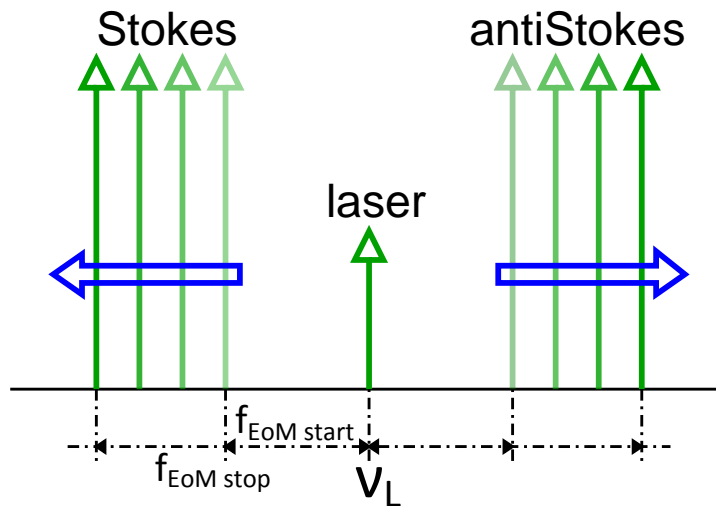


Figura 3.5: Variazione della frequenza f_{EOM} nell'intervallo $f_{EOMstart} \div f_{EOMstop}$.

Il grafico tridimensionale di Figura 3.4 è ottenuto dall'unione delle misure di potenza della componente Stokes $P_S(zeta, f_{EOM})$, ognuna eseguita con un particolare valore f_{EOM} fissato.

In Figura 3.4 si nota come vi sia una particolare frequenza per la quale si ottiene il guadagno massimo e di come questo valore sia traslato in frequenza in funzione della temperatura, nel dettaglio il tratto di fibra nei pressi del decimo chilometro presenta una temperatura differente da quella del resto della fibra e per questo comporta che anche il valore della frequenza massima è differente rispetto al resto della fibra.

Lo schema definitivo utilizzato al fine di ottenere le misure è il seguente:

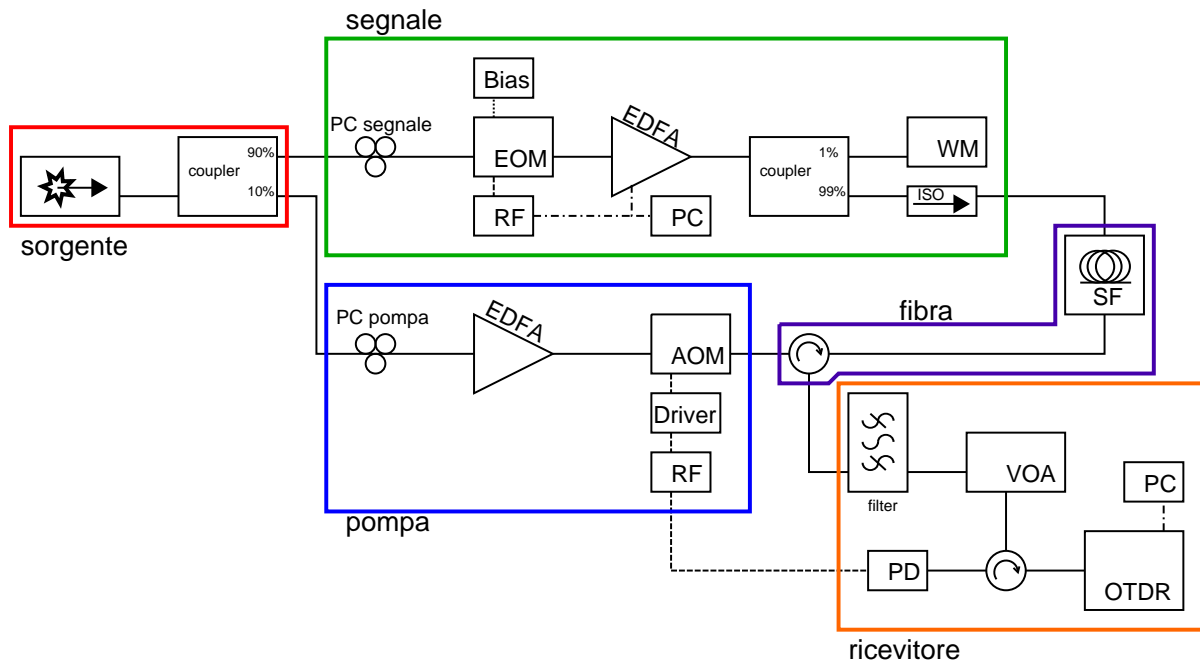


Figura 3.6: Schema di progetto definitivo delle connessioni tra i diversi dispositivi.

Come si vede dalla Figura 3.6, per meglio comprendere la funzione di ogni componente, lo schema è stato suddiviso in diversi blocchi, i quali saranno descritti in dettaglio uno per volta, per giungere infine ad una spiegazione generale del funzionamento.

3.1.1 Sorgente

Il blocco denominato **sorgente** è composto dalla sola sorgente laser presente nello schema e da un divisore di potenza 90/10.

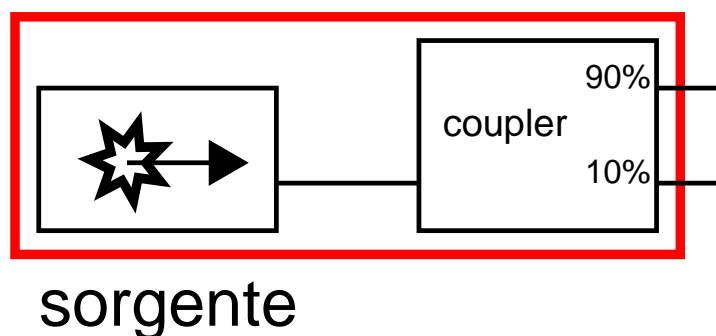


Figura 3.7: Schema del blocco **sorgente**.

Il laser presente in Figura 3.6 è l'unica sorgente presente in tutto lo schema sperimentale. Una soluzione alternativa sarebbe stata quella di utilizzare un laser per il ramo di pompa ed uno per la componente Stokes, evitando in questo modo l'utilizzo del modulatore

elettro-ottico (EOM), il che è un vantaggio in quanto ridurrebbe il numero di dispositivi e permetterebbe di generare solo la componente Stokes. Tale configurazione comporta però uno svantaggio: come si avrà modo di apprezzare meglio in seguito, la cosa importante per un processo di diffusione Brillouin stimolata non sono tanto le frequenze assolute dei vari segnali in gioco, ma è bensì la distanza in frequenza che questi segnali presentano tra di loro.

In generale i laser possiedono una data stabilità del segnale d'uscita in funzione del tempo ed avere due laser comporta che la loro differenza in frequenza non sia stabile nel tempo. Ciò comporta che la componente Stokes e la pompa varino la loro distanza in frequenza nel tempo. Questo non rende possibile la ripetitività della misura.

Una soluzione a singolo laser come quella adottata di contro non esclude il fatto che la frequenza del laser vari nel tempo, ma d'altro canto garantisce che le distanze in frequenza delle varie componenti rimangano costanti con una migliore approssimazione. Tale garanzia è la ragione per cui è preferibile la soluzione che comporti la presenza di un solo laser.

La potenza d'uscita del laser non incide in maniera significativa, in quanto la presenza in entrambi i rami (sia in quello di pompa che in quello di segnale) di un EDFA, permette di portare i livelli di potenza al valore desiderato in maniera agevole e soprattutto indipendente. Nelle misure effettuate la potenza d'uscita del laser è impostata a $+5 \text{ dBm}$.

Per quanto concerne la frequenza a cui impostare il laser essa dipende dal filtro a banda stretta utilizzato e prevede un procedimento da effettuare preliminarmente all'esecuzione delle misure e verrà spiegato nella sottosezione 3.1.2, non prima di aver introdotto il blocco denominato "segnale" in quanto i dispositivi presenti in tale sezione sono necessari per svolgere tale operazione. Come detto precedentemente, pur rimanendo a frequenze infrarosse, non è necessario impostare le frequenze assolute ad un particolare valore.

L'altro componente presente nel blocco denominato "sorgente" è un divisore di potenza 90/10, il quale ha lo scopo di trasmettere al ramo di segnale il 90% della potenza e il rimanente 10% al ramo di pompa, il che, data la potenza d'uscita del laser di $+5 \text{ dBm}$ e tenuto conto delle perdite dovute al dispositivo, garantisce al ramo di segnale una potenza di ingresso di $+4.9 \text{ dBm}$ e sul ramo di pompa -5.8 dBm .

3.1.2 Segnale

Scopo di questo blocco è quello di ottenere le componenti Stokes ed anti-Stokes a partire dal segnale laser, attenuando il più possibile quest'ultimo.

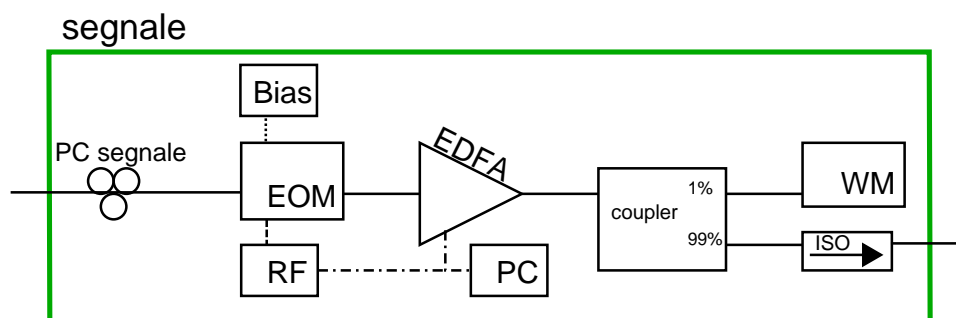


Figura 3.8: Schema del blocco **segnale**.

Il dispositivo fondamentale di questo blocco è il **modulatore elettro-ottico** (EOM, electro-optic modulator),



Figura 3.9: Foto del modulatore elettro-ottico utilizzato.

tramite il quale lo spettro d'uscita subisce la trasformazione mostrata in Figura 3.10.

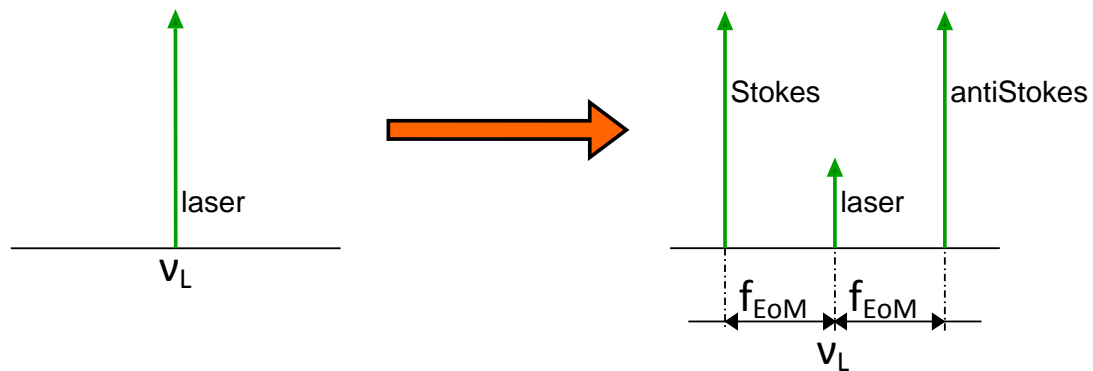


Figura 3.10: Trasformazione operata dal EOM.

Il EOM ha il compito di modulare il segnale laser in ingresso al fine di ottenere una modulazione DSB-SC (double side band - suppress carrier) ovvero generare i due segnali a frequenze $\nu_L - f_{EOM}$ (**componente Stokes**) e $\nu_L + f_{EOM}$ (**componente anti-Stokes**) e nel contempo attenuare il più possibile la potenza alla frequenza del laser ν_L . Quest'ultimo obiettivo è raggiunto impostando opportunamente la tensione del segnale di Bias, il quale accetta in ingresso un segnale in continua.

Il EOM utilizzato è sensibile alla polarizzazione del segnale ottico in ingresso e questo è uno dei motivi per cui il primo dispositivo che il segnale proveniente dal blocco sorgente incontra è un controllore di polarizzazione PC.

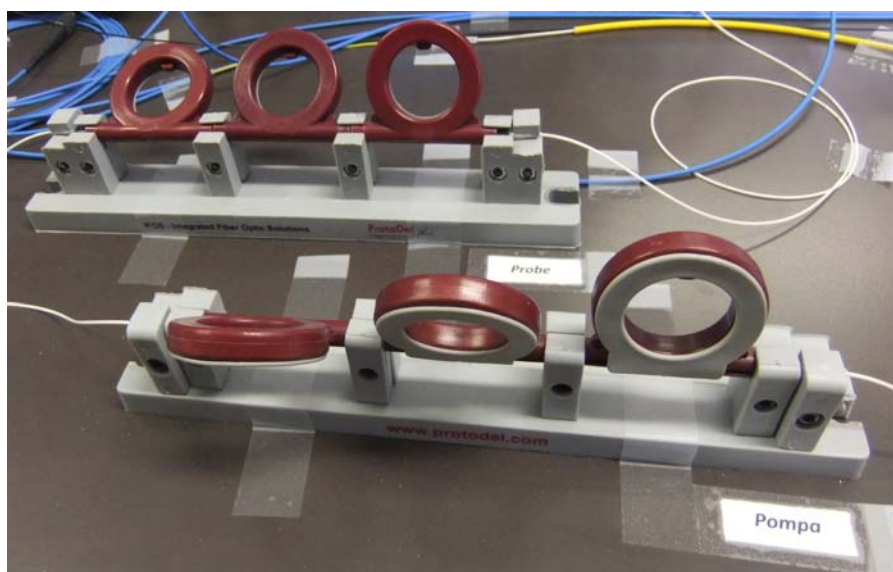


Figura 3.11: Foto dei controllori di polarizzazione. Quello sopra serve il ramo di segnale mentre quello inferiore il ramo di pompa.

Esso permette infatti di variare la polarizzazione del segnale in ingresso al EOM ed agendo sugli attuatori del PC si fa in modo da massimizzare la potenza d'uscita del modulatore.

La frequenza fornita al EOM dal generatore di segnali a radiofrequenza è esattamente la frequenza f_{EOM} precedentemente introdotta e ricordo nuovamente che è la differenza assoluta in frequenza tra il segnale laser e le due componenti generate dal modulatore. Aumentando tale frequenza f_{EOM} aumenta quindi la distanza tra componenti e laser in frequenza, se f_{EOM} diminuisce la distanza diminuisce.

La frequenza f_{EOM} viene modificata agendo sul generatore di segnali a radiofrequenza RF, il quale a sua volta è comandato tramite computer attraverso una connessione GP-IB¹. Attraverso tale connessione il controllo della frequenza f_{EOM} è demandata al software che gestisce le misure, quindi la variazione di frequenza è del tutto automatica. Il segnale raggiunge un amplificatore ottico all'erbio, EDFA, il quale ha il compito di incrementare la potenza della componente Stokes al valore di -9 dBm . Data la sua presenza, viene portata a tale potenza anche la componente anti-Stokes. Questo EDFA viene controllato attraverso una connessione seriale dal computer, comunque questa caratteristica non incide sulle misure da effettuare.

La presenza del secondo divisore di potenza ha uno scopo differente da quello del primo, in quanto quello presente in questo blocco ha lo scopo di estrarre una minima parte del segnale che giungerà nella SF e ciò ad un duplice scopo: serve a controllare eventuali variazioni della frequenza del laser ed ad impostare inizialmente la frequenza stessa del laser (tale procedura verrà tra poco spiegata). La parte di segnale che finirà al Wave-Meter (WM), un analizzatore di spettro ottico, è l'1% della potenza in ingresso, il che

¹L'IEEE 488, noto anche come General Purpose Interface Bus (GPIB) è un bus per l'interconnessione e il controllo di apparecchiature elettroniche, reso standard dall'IEEE. Tale tipo di connessione è presente in ogni strumento utilizzato in questo progetto e pertanto sarebbe possibile controllare via computer ogni dispositivo. In realtà gli unici due strumenti connessi via GPIB sono il generatore di radiofrequenze e l'OTDR. Ulteriori informazioni su GPIB <http://en.wikipedia.org/wiki/IEEE-488>

comporta che la potenza immessa in fibra è pari al valore letto sul WM $P_{WM} + 20 \text{ dBm}$. Il restante 99% della potenza raggiunge un isolatore (ISO), il quale permette alla radiazione luminosa di attraversarlo senza subire perdite di potenza (introduce in realtà una attenuazione di 0.8 dBm) in una direzione, mentre nell'altra il segnale viene fortemente attenuato (-43 dBm). Lo scopo di tale dispositivo è quello di impedire che l'impulso di pompa raggiunga componenti che potrebbero danneggiarsi a causa della notevole potenza di tale impulso, il quale, soprattutto se la f_{EOM} è tale per cui non vi sia diffusione Brillouin, assume valori che raggiungono e superano i $+20 \text{ dBm}$. Il segnale raggiunge quindi il blocco "fibra".

Impostazione della frequenza del laser

Il filtro utilizzato è un ultra narrow filter prodotto dalla AoS, controllato in temperatura e che permette una regolazione del centrobanda in un intorno di 1549.95 nm attraverso una ghiera.



Figura 3.12: Foto del filtro a banda stretta utilizzato.

Modificando la posizione di tale ghiera si modifica la temperatura dei reticoli di Bragg presenti all'interno del filtro, variando di conseguenza la risposta in frequenza del filtro. Da prove sperimentali si è visto che la frequenza del centrobanda varia nel tempo se il controllo della temperatura dei reticoli è affidata tale dispositivo, mentre se lo si lascia a temperatura ambiente e questa non ha sensibili variazioni, i parametri della risposta in frequenza del filtro rimangono sufficientemente stabili. Per questa ragione si è deciso impostare la ghiera in una posizione intermedia, non lasciare al dispositivo il controllo della temperatura ed infine, dato che il centrobanda del filtro rimane fisso, regolare la frequenza del laser in funzione della frequenza di centrobanda.

Il procedimento attraverso il quale impostare la frequenza del laser prevede due passaggi e la modifica momentanea delle connessioni ottiche come in Figura 3.13.

Il primo passo consiste nel porre il filtro tra l'EDFA del ramo di segnale ed il WM.

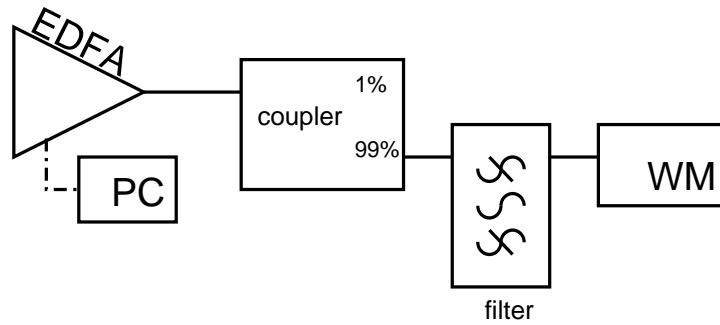


Figura 3.13: Modifiche alle connessioni ottiche da realizzare per impostare la frequenza del laser in funzione del filtro.

Si procede quindi con l'utilizzare l'EDFA come sorgente a largo spettro e ciò si realizza aumentando il valore della corrente di pilotaggio del dispositivo e non fornendo potenza ottica in ingresso. Con questa impostazione il WM rileva la risposta in frequenza del filtro: attraverso un cursore (Figura 3.14 in è il cursore A) dell'analizzatore di spettro si tiene traccia del centrobanda del filtro.

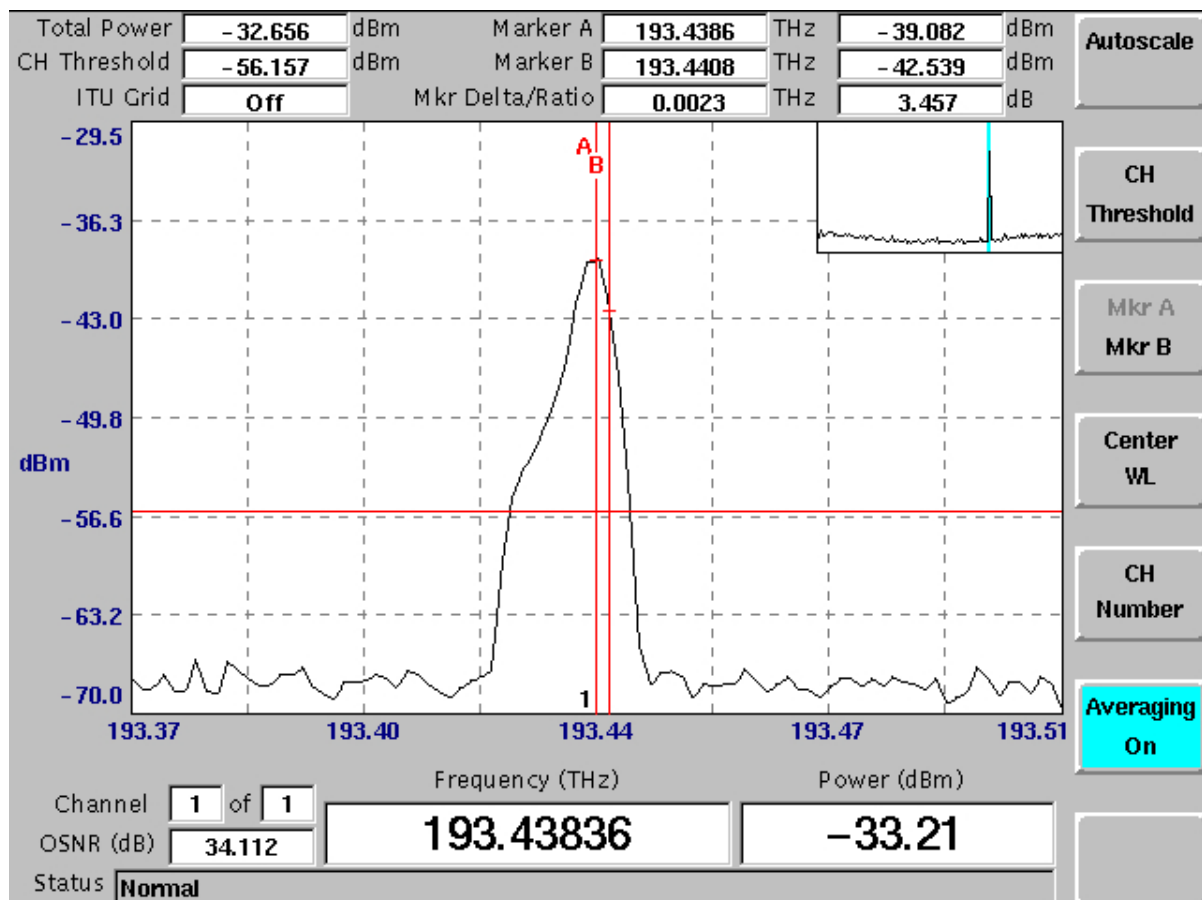


Figura 3.14: Risposta in frequenza del filtro con sorgente in ingresso a largo spettro.

Secondo passo: si ripristina il normale collegamento e si attiva l'uscita del laser (al momento ad una frequenza arbitraria nell'intorno di 193.44 THz) ed inoltre l'RF viene impostato manualmente ad una frequenza di 10.99 GHz e se ne attiva l'uscita. Entrambi i valori non sono stati scelti casualmente, il primo di riferisce approssimativamente al centrobanda del filtro con il filtro stesso a temperatura ambiente, mentre il secondo è la frequenza Brillouin (a meno di f_{AOM}) a temperatura ambiente ($+25 \text{ }^\circ\text{C}$). Sul WM apparirà uno spettro del tipo in Figura 3.15.

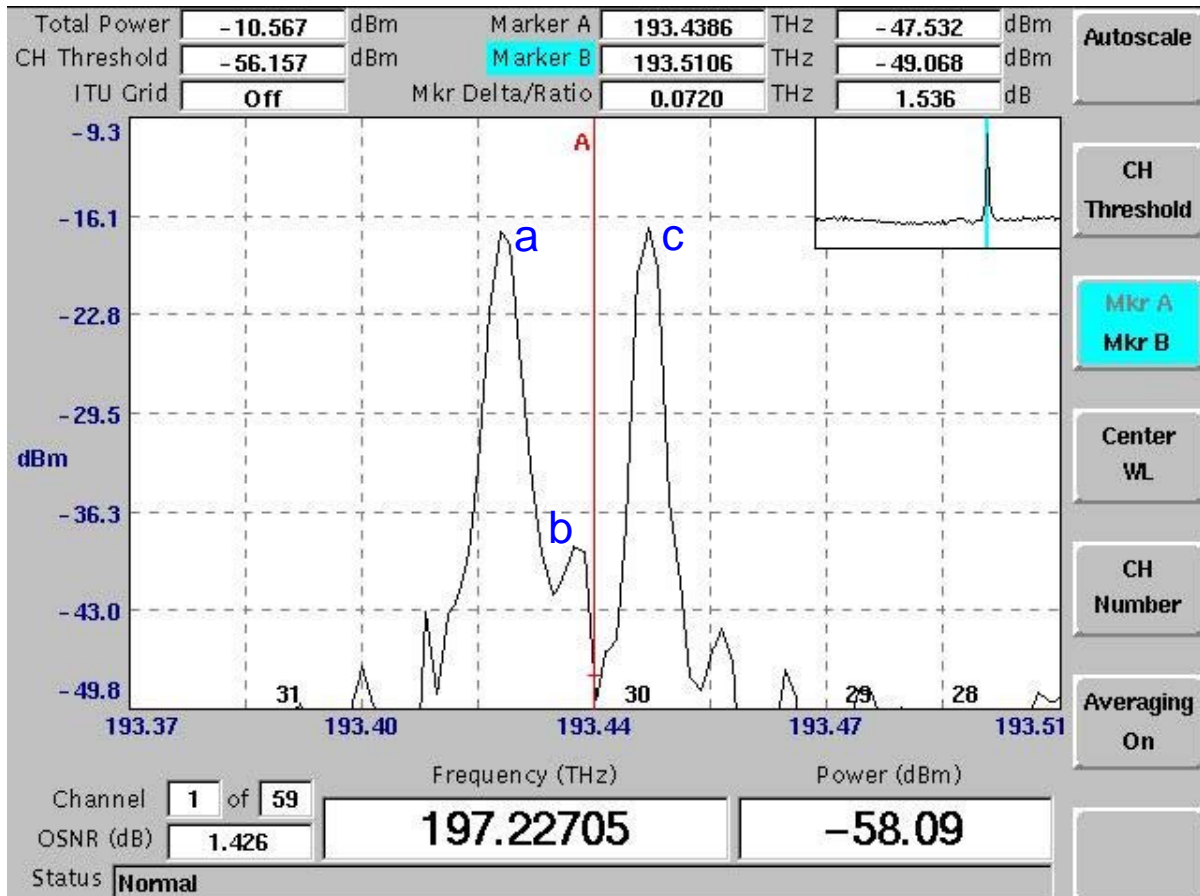


Figura 3.15: Componente Stokes (a) ed anti-Stokes (c) con la prima non ancora allineata al filtro.

nel quale il cursore indica la frequenza di centrobanda del filtro e le tracce rappresentano nell'ordine la componente Stokes (a), la potenza residua alla frequenza del laser (b) ed infine la componente anti-Stokes (c). Ciò che si vuole ottenere è che la componente Stokes cada esattamente alla frequenza indicata dal marker: ciò significa che il filtro lascerà passare solo tale componente, attenuando fortemente tutte le altre frequenze. La frequenza della componente Stokes viene però modificata nel corso delle misure: tali variazioni sono però nell'ordine delle decine di MHz e ciò comporta che lo Stokes rimarrà nella banda del filtro, anzi, non si hanno variazioni significative dell'attenuazione introdotta dal filtro tra la frequenza massima ($\nu_L - f_{EOM\text{start}}$) assunta dalla componente Stokes e la frequenza minima ($\nu_L - f_{EOM\text{stop}}$).

In Figura 3.14 si apprezza la risposta in frequenza del filtro utilizzato: come si vede essa è asimmetrica rispetto alla frequenza che presenta l'attenuazione minore. L'asimmetria che presenta tale filtro è comunque adatta al nostro scopo, infatti la cosa importante è che vengano attenuate le frequenze maggiori della componente Stokes ed il filtro presenta una banda di transizione molto stretta verso tali frequenze, il che si traduce nella effettiva attenuazione delle componenti che ci interessa filtrare.

Al fine di ottenere l'allineamento desiderato si agisce sulla frequenza del laser, aumentandola o diminuendola a seconda dello spettro mostrato dal WM: se la componente Stokes è a frequenze inferiori rispetto alla posizione del cursore la frequenza del laser va aumentata, viceversa va diminuita.

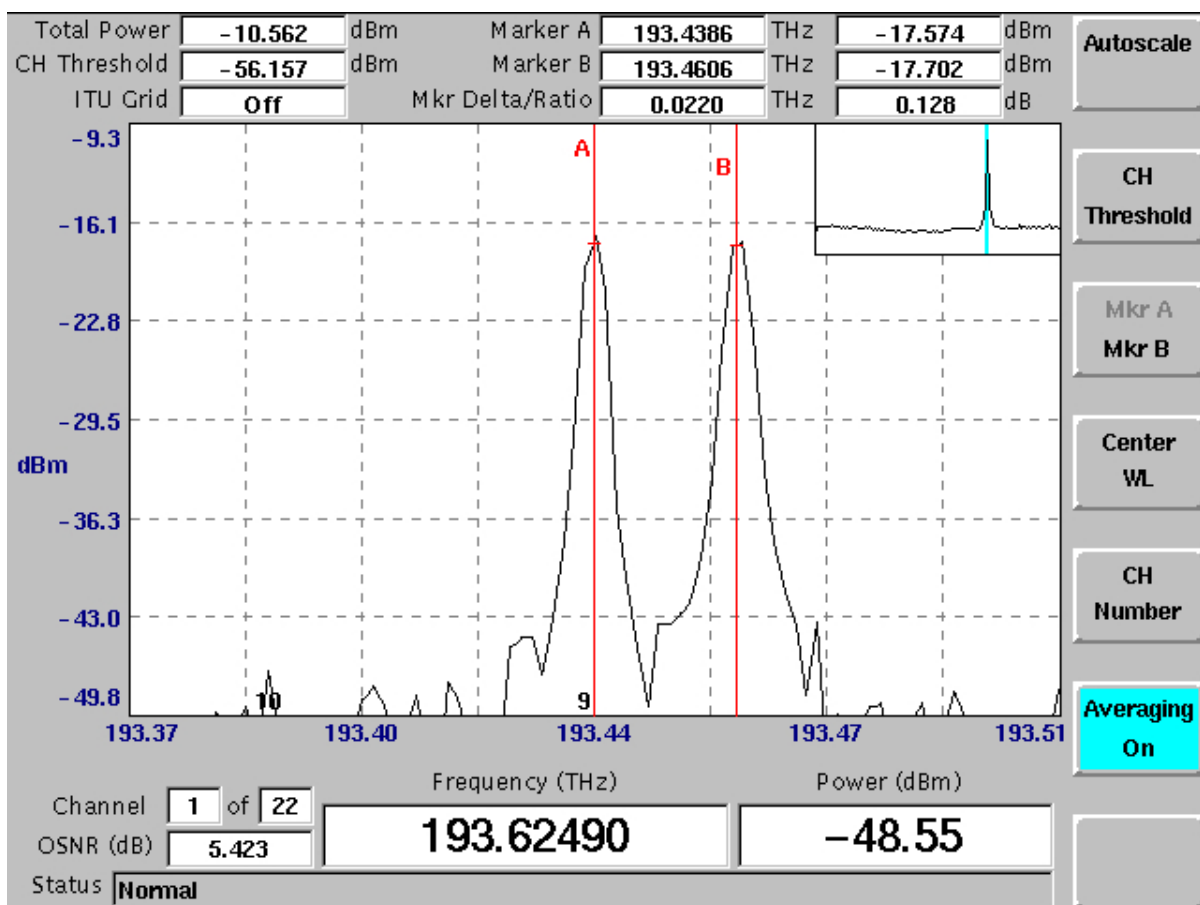


Figura 3.16: La componente Stokes è ora allineata al centrobanda del filtro (cursore A).

3.1.3 Pompa

La caratteristica fondamentale che permette alla misura d'essere distribuita è la natura impulsata del segnale di pompa. La soluzione da noi adottata al fine di ottenere tale caratteristica è ricaduta sull'uso di un **modulatore acusto-ottico** (AOM, acusto-optic modulator), il quale presenta le specifiche di Tabella 3.1.

Lunghezza d'onda	1550 <i>nm</i>
Perdite per polarizzazione	< 0.5 <i>dB</i>
PMD	< 4 <i>ps</i>
Perdite per inserzione	< 3.0 <i>dB</i>
Rapporto d'estinzione	> 50 <i>dB</i>
Tempo di salita/discesa	25 <i>ns</i>
Frequenza	110 <i>MHz</i>
Potenza RF	3.0 <i>W</i>
Traslazione in frequenza	-110 <i>MHz</i> (downshift)
Tipo di fibra	Single mode, 2 <i>m</i>
Connettori	FC/PC

Tabella 3.1: Specifiche del modulatore acusto-ottico.

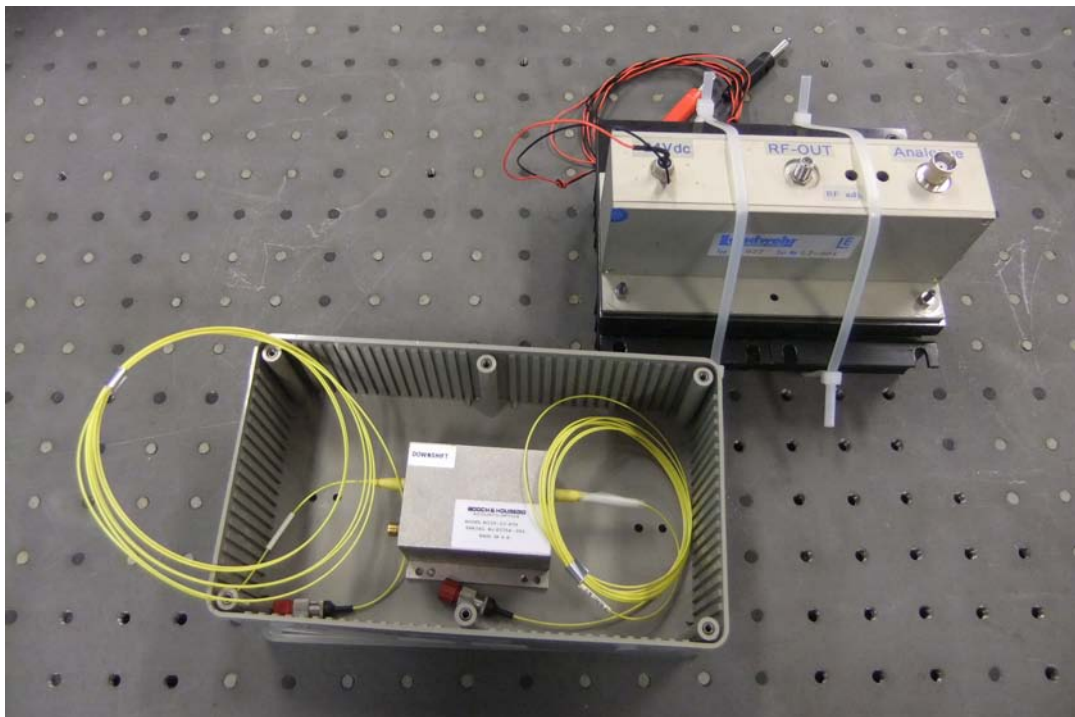


Figura 3.17: Foto del driver e del modulatore acusto-ottico.

Per tale ramo sono previsti tre dispositivi ottici, più un circuito di controllo che gestisce la cadenza degli impulsi. Lo schema del blocco **pompa** è in Figura 3.18.

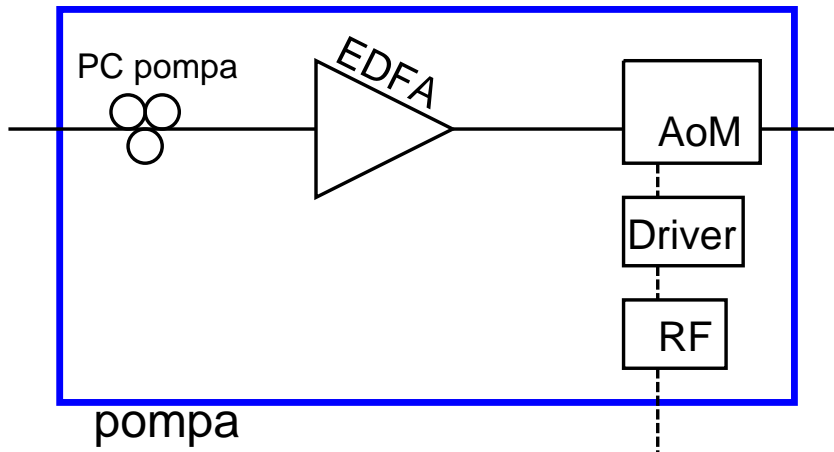


Figura 3.18: Schema del blocco **pompa**.

Il controllore di polarizzazione presente in questo ramo serve a variare la polarizzazione del segnale di pompa e ciò si rivela utile in quanto come visto nella sezione 2.4 il guadagno Brillouin dipende dalla polarizzazione reciproca tra i due segnali ottici che si contropropagano in fibra.

L'elemento ottico successivo è un EDFA, il quale permette di amplificare molto il segnale, raggiungendo livelli di potenza dell'ordine di $+26 \text{ dBm}$; date le potenze ottiche che questo EDFA è in grado di raggiungere (massimo di $+33 \text{ dBm}$, ovvero 2 W) è fondamentale che prima di attivare l'emissione vi sia in ingresso un segnale ottico. Se infatti venisse abilitata l'emissione prima di avere della potenza ottica in ingresso, l'EDFA genererebbe una forte inversione di popolazione, tale da generare un'onda di elevatissima potenza nel qual caso successivamente giungesse un segnale in ingresso, danneggiando i vari dispositivi presenti a valle dell'amplificatore.

Se il AOM non riceve in ingresso un segnale a radiofrequenza, nel caso del modulatore in uso, un segnale sinusoidale alla frequenza di 110 MHz , esso si comporta come un interruttore aperto, quindi la potenza ottica al suo ingresso non raggiunge l'uscita. Se invece il segnale RF è presente, il modulatore lascia passare la potenza ottica, introducendo comunque una attenuazione di circa 3 dBm , in linea con quella dichiarata dal produttore. Come già anticipato nelle sezioni precedenti, il AOM non introduce solo attenuazione, ma, cosa più notevole, anche una traslazione a frequenze inferiori del segnale al suo ingresso. Nel caso del modulatore da noi utilizzato, tale traslazione è pari alla frequenza del segnale RF in ingresso ad esso, ovvero 110 MHz , noti come f_{AOM} nei vari grafici presentati in questo capitolo.

La durata dell'impulso ottico è un parametro il cui valore è scelto in funzione di un paio di considerazioni:

- Il AOM ha dei tempi di salita e discesa finiti, che nel caso del modulatore da noi utilizzato limita inferiormente la durata dell'impulso a 50 ns (25 ns per il tempo di salita e ns per il tempo di discesa);
- Più breve è l'impulso, più l'interazione tra pompa e Stokes è corta, meno il segnale viene amplificato e meno il profilo di guadagno Brillouin appare definito;
- La durata dell'impulso definisce la *risoluzione spaziale* della misura, quindi una durata minore garantisce una miglior risoluzione;

Il compromesso tra questi tre punti ha portato ad impostare un impulso di durata $\Delta t = 100 \text{ ns}$ ovvero una risoluzione spaziale di circa 20 m .

Il AOM è quindi il responsabile del carattere impulsivo del segnale di pompa, mentre la gestione delle temporizzazioni degli impulsi è opera di un altro dispositivo, che verrà presentato nella sezione “ricevitore”.

3.1.4 Fibra

In questa sezione verranno descritto sia come è composto il collegamento ottico ovvero la fibra che finora era denominata SF (sensing fiber), nella quale avviene la diffusione Brillouin e sia come è ottenuta la variazione di temperatura di un tratto di fibra. La fibra utilizzata è di tipo SMF (single mode fiber) nello specifico sono G655. Nello schema è inoltre compreso un circolatore ottico, il cui scopo è quello di dirigere la componente di pompa verso la SF ed il segnale utile verso il blocco “ricevitore”.

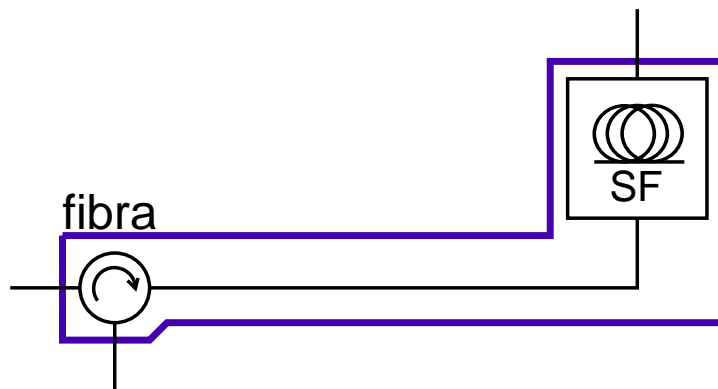


Figura 3.19: Schema del blocco **fibra**.

La SF è composta da tre parti unite tra loro tramite due giunti a fusione e presenta una lunghezza complessiva di 18.72 km ; nell'ordine sono:

- una prima bobina di lunghezza $L_1 = 10.137 \text{ km}$;
- un tratto di fibra lungo $L_2 = 99.59 \text{ m}$ utilizzato come sezione di fibra a cui variare la temperatura nelle relative prove sperimentali;
- una seconda bobina di lunghezza $L_3 = 8.487 \text{ km}$.

I due connettori APC con i quali si collegano al resto dello schema sono marchiati A e B e ciò è utile ai fini della misura.

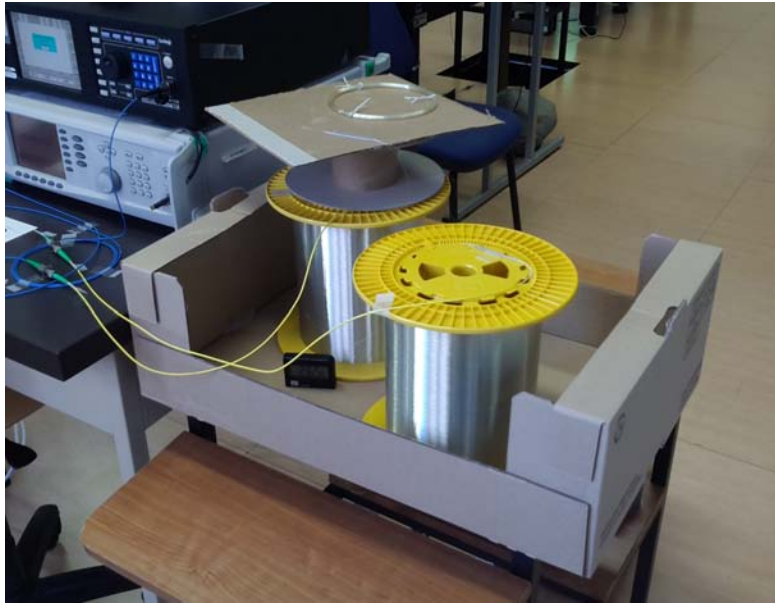


Figura 3.20: Foto d'insieme della SF, le due bobine e la sezione di fibra.

Nel dettaglio, la sezione di fibra che subisce le variazioni di temperatura:



Figura 3.21: Dettaglio sulla sezione di fibra che subirà le variazioni di temperatura.

Le variazioni di temperatura della sezione di fibra sono introdotte immergendo tale fibra in acqua. L'acqua è portata quasi ad ebollizione e versata su un recipiente termico in modo da garantire una buona stabilità in temperatura per il tempo necessario ad eseguire le varie misure alle diverse frequenze. La temperatura dell'acqua è assunta come la temperatura alla quale è il tratto di fibra. La configurazione prevede l'impiego di due termometri, uno che monitori la temperatura dell'acqua ed uno che rilevi la temperatura della stanza, la quale è assunta come la temperatura della fibra delle bobine.



Figura 3.22: Dettaglio del thermos in cui è presente l'acqua e la sezione di fibra.

La stabilità della temperatura dell'acqua con il dispositivo utilizzato varia in funzione della temperatura stessa dell'acqua: varia di circa $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ nell'arco di un ciclo di misure per le temperature elevate (circa $65\text{ }^{\circ}\text{C}$) mentre diviene praticamente stabile, variazioni massime di $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ per temperature più prossime a quella ambiente (dai $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ fino ai $15\text{ }^{\circ}\text{C}$). Tra un ciclo di misure ed il successivo si è deciso di avere differenze di temperatura di circa $5\text{ }^{\circ}\text{C}$: dato che per abbassare la temperatura di tale valore sono necessari svariati minuti, per velocizzare il processo viene aggiunta acqua fredda, quindi si lascia che la temperatura dell'acqua si stabilizzi e si procede ad un nuovo ciclo di misure.

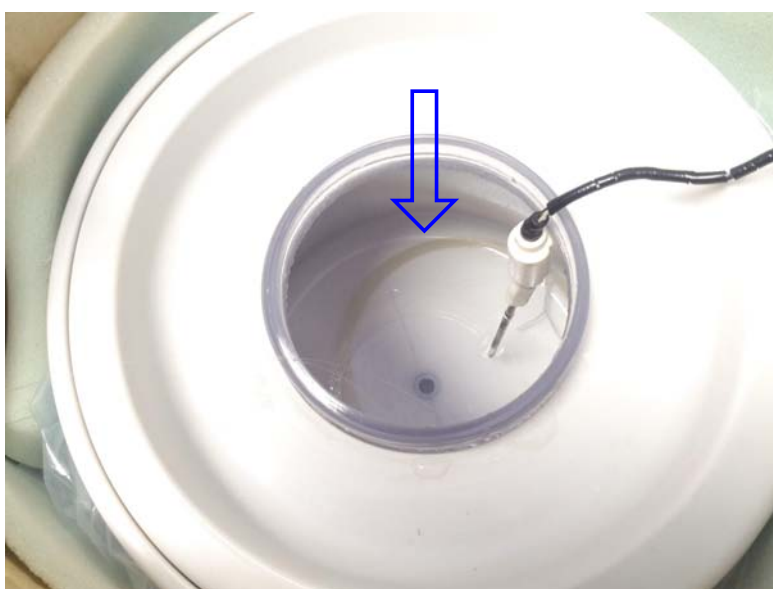


Figura 3.23: Sezione di fibra immersa in acqua.

L'attenuazione introdotta dalla fibra per la sua intera lunghezza è di 3.95 dB , dato rilevato attraverso un OTDR eseguendo la media tra i dati rilevati nelle due direzioni.

Ad un capo della SF entra, in modo continuo, la componente Stokes (anche quella anti-Stokes, ma come visto non influisce sulla misura), mentre dalla parte opposta, in modo impulsato, vi è il segnale di pompa. Man mano che il segnale di pompa si propaga in fibra, dà localmente luogo alla diffusione Brillouin. Se il segnale Stokes si discosta in frequenza dalla pompa di un opportuno valore, avviene un passaggio di potenza dalla pompa alla componente Stokes, la quale risulta quindi amplificata. Nel caso la differenza in frequenza non coincida con la frequenza Brillouin, le due onde non interagiscono tra loro.

Il segnale giunge quindi al circolatore e attraverso di esso giunge al blocco “ricevitore”.

3.1.5 Ricevitore

L’ultimo blocco in cui è stato scomposto lo schema complessivo è il blocco “ricevitore”, il quale si occupa della gestione dei segnali provenienti dalla SF ed è fondamentale per la sincronizzazione dell’intero sistema.

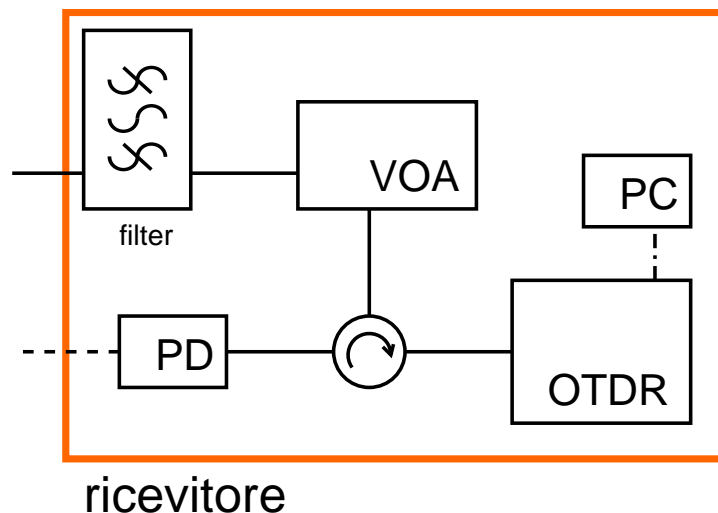


Figura 3.24: Schema del blocco **ricevitore**.

Il segnale che giunge dal circolatore è composto da diversi contributi aventi differenti frequenze: è ovviamente presente la componente Stokes, la residua potenza della componente anti-Stokes e del segnale alla frequenza del laser ed inoltre la potenza retrodiffusa per diffusione Rayleigh della pompa. L’unico segnale utile è quello legato alla componente Stokes: il prossimo componente ottico è un filtro il cui scopo è quello di filtrare le componenti indesiderate e lascia passare solo il segnale utile. Il filtro è stato introdotto nella sottosezione 3.1.2 e ulteriori dettagli saranno esposti in seguito.

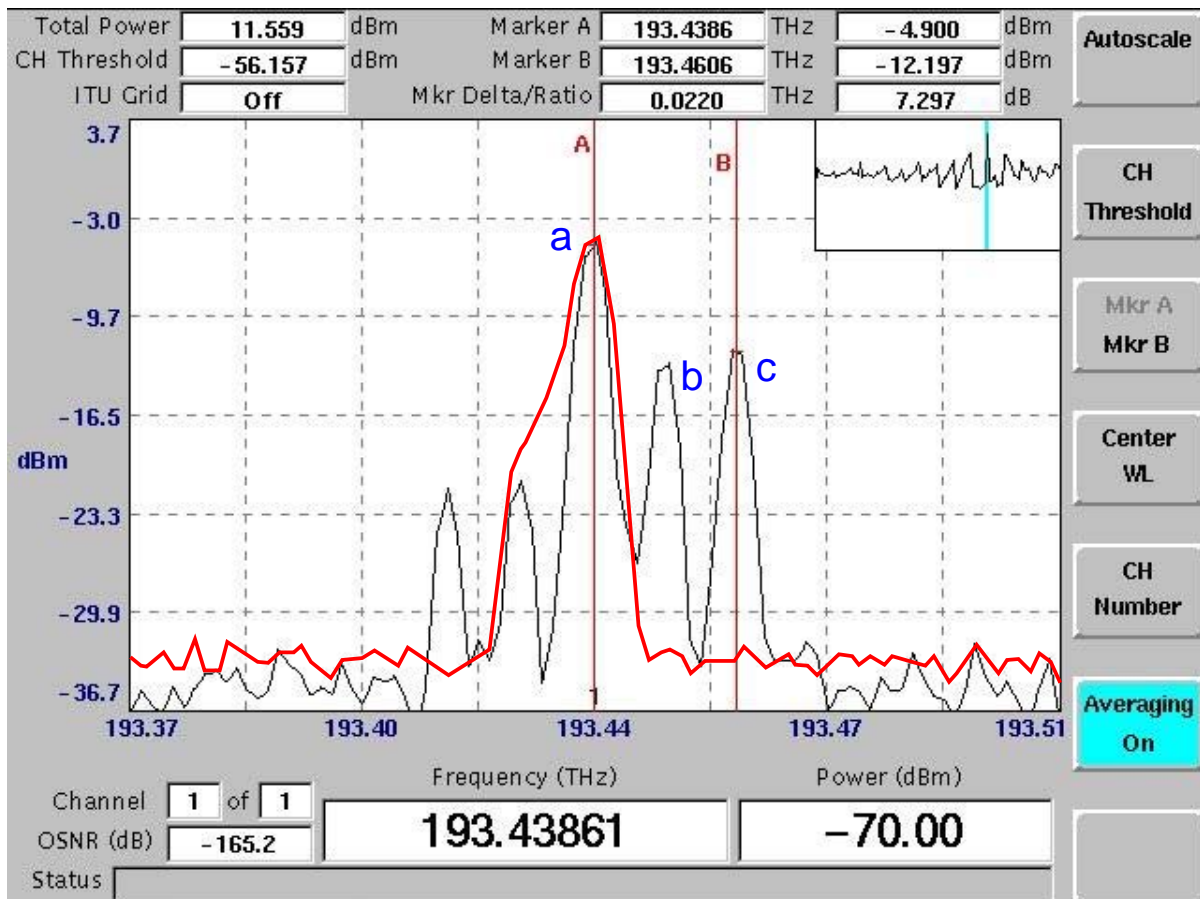


Figura 3.25: Le tracce in nero sono le diverse componenti, le tre principali sono nell'ordine: la componente Stokes (a), la componente Rayleigh della pompa più la residua potenza alla frequenza del laser (b) ed infine la componente anti-Stokes (c). In rosso è sovrapposta la risposta in frequenza del filtro.

Come si nota in figura Figura 3.25 la componente Stokes ha una potenza maggiore della componente anti-Stokes, ciò è dovuto all'amplificazione Brillouin. In Figura 3.25 è stata sovrapposta la risposta in frequenza del filtro al fine di mostrare quali componenti vengono filtrate. La Figura 3.26 presenta la situazione a valle del filtro.

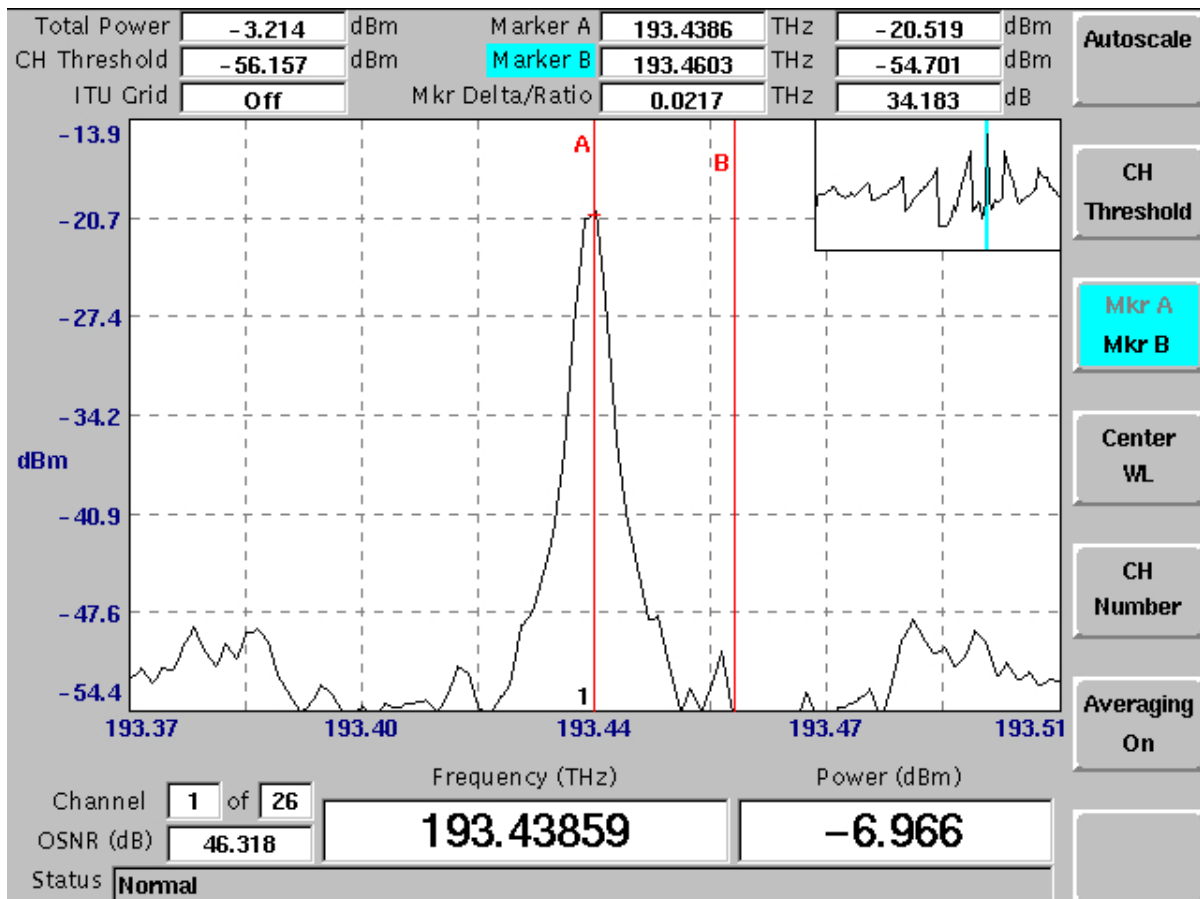


Figura 3.26: La sola componente rimasta dopo il passaggio attraverso il filtro è la componente Stokes.

C'è da considerare che a causa della risoluzione del WM, la potenza alla frequenza del laser e la potenza retrodiffusa alla frequenza della pompa appaiono come un unico segnale.

La presenza di un attenuatore variabile è dovuto al fatto che l'OTDR non è stato progettato per essere utilizzato per come è impiegato in questo progetto. Si rende necessario attenuare la potenza del segnale che raggiunge l'OTDR da cui l'utilizzo di un attenuatore variabile VOA (variable optical attenuator), il quale è impostato per introdurre una attenuazione di 25 dB. Se non vi fosse tale dispositivo la potenza in ingresso all'OTDR potrebbe essere tale da danneggiare il fotodiodo presente in tale strumento, essendo tarato per ricevere potenze nettamente inferiori.

Il segnale attenuato raggiunge ad un secondo circolatore, attraverso il quale giunge all'OTDR, che ha la duplice funzione di misurare la potenza della componente Stokes in funzione della distanza e di sincronizzare l'intero sistema. Le varie tracce ottenute dall'OTDR vengono trasferite attraverso la porta GPIB dello strumento al computer e da esso sono salvate per poi essere elaborate.

La sincronizzazione del sistema si rende necessaria al fine di poter ricondurre ad un particolare tempo di arrivo del segnale una precisa e corrispondente distanza della fibra. Per realizzare ciò l'impulso che genera l'OTDR all'inizio di ogni periodo viene diretto, passando per il circolatore, ad un fotodiodo PD, il quale in seguito all'aumento di potenza ottica al suo ingresso genera un segnale a radiofrequenza. Tale segnale a radiofrequenza

avrà in fronte di salita in quanto il fotodiodo passa da una situazione in cui non ha potenza in ingresso ad una situazione in cui vi è potenza (potenza dell'impulso generato dall'OTDR). Il fronte di salita è letto dal generatore RF (presente nel blocco "pompa") che lo interpreta come punto d'inizio per un ulteriore impulso² necessario a comandare il AOM, il quale a sua volta genera l'impulso ottico del segnale di pompa.

In un certo senso l'esecuzione di ogni misura inizia e finisce nello stesso punto, ovvero dall'OTDR, il quale dà il via al processo e misura i dati utili.

Vi è una precisazione da fare in merito alle figure Figura 3.25 e Figura 3.26: l'analizzatore di spettro esegue una media sui valori che riceve in ingresso, per cui le tracce che mostrava a video nel caso di pompa impulsata non sono molto apprezzabili in quanto la potenza che raggiunge il WM varia nel tempo. Le due figure sopracitate sono ottenute nel caso in cui la pompa è anch'essa un'onda continua.

Scelta della posizione del filtro

In fase di progetto erano state individuate due posizioni in cui inserire il filtro: una è quella in cui è stato poi effettivamente inserito e la seconda opzione presa in considerazione posizionava il filtro a monte della SF (Figura 3.27).

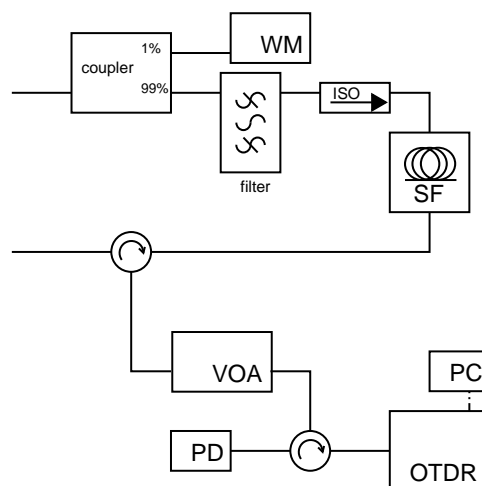


Figura 3.27: Seconda opzione per la scelta di dove inserire il filtro: a monte della SF.

Tale configurazione permetteva di evitare che in fibra giungessero segnali indesiderati quali la componente anti-Stokes e il rimanente segnale laser. Al ricevitore però non era filtrata la potenza retrodiffusa dalla pompa, la quale, data la notevole potenza dell'impulso di pompa, è a sua volta elevata, soprattutto nel caso in cui non avvenga diffusione Brillouin in fibra. La conseguenza è che i livelli di potenza letti dall'OTDR non sono solamente riferiti al segnale utile, introducendo errori nella successiva elaborazione del segnale.

²A causa dell'elettronica che comanda il AOM, il quale accetta in ingresso segnali TTL, questo impulso ha la particolarità di essere complementato rispetto ad un normale impulso, ovvero normalmente il segnale rimane "alto", per scendere al valore nullo per la durata dell'impulso.

3.2 Risoluzioni

La risoluzione di una misura è la capacità di rilevare la variazione di una grandezza fisica in esame.

3.2.1 Risoluzione spaziale

La risoluzione spaziale è data dalla durata dell'impulso di pompa, il quale ha una durata di 100 ns ovvero, sfruttando $c_0/n = \Delta s/\Delta t$, 20 m . Per migliorarla si deve ridurre la durata dell'impulso, vedi sezione 3.1.3 per dettagli in merito a tale parametro. La finestra di media si sposta di 16 campioni alla volta, quindi sembrerebbe che la risoluzione migliori raggiungendo un valore di 10 m : ciò è solo un artificio matematico, la risoluzione è e rimane di 20 m .

3.2.2 Risoluzione in temperatura (o frequenza Brillouin)

Tale risoluzione dipende da quanto stabile è la misura. Un parametro per misurare tale stabilità è attraverso la deviazione standard³. Anticipando un risultato del prossimo capitolo, si ha che la deviazione standard media sui valori della frequenza Brillouin ottenuti è di circa 2 MHz , il che comporta una risoluzione di circa $\pm 2^\circ C / \pm 3^\circ C$.

Miglioramenti di tale valore sono descritti nelle conclusioni, in quanto una migliore risoluzione nella stima della frequenza Brillouin è lo scopo dello sviluppo di questo progetto di tesi.

3.2.3 Risoluzione temporale

Indica ogni quanto tempo vengono aggiornate le rilevazioni di temperatura. Posto che la traccia di riferimento in quanto tale rimane la medesima anche per le misure future, il tempo di aggiornamento coincide con il tempo necessario ad ottenere dei nuovi dati grezzi (denominato *tempo di rilevazione*) più la successiva elaborazione. L'incidenza maggiore è a carico del primo: dipende da diversi fattori, quali il tempo di media per ogni misura ad una fissata f_{EOM} ed il numero stesso di f_{EOM} considerate. Eseguendo una media di 9 s per misura e rilevando la potenza in funzione della distanza per circa 70 differenti valori di f_{EOM} , il tempo di rilevazione si attesta sui 960 s , ovvero circa 16 minuti. Quei 16 minuti corrispondono alla risoluzione temporale.

Per ridurla delle possibili soluzioni riguardano la riduzione del tempo di media per misura oppure attraverso l'utilizzo di un algoritmo che permetta una migliore scelta delle f_{EOM}

³La formula utilizzata dalla funzione matlab *std* è

$$\sigma_x = \left[\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2 \right]^{1/2}$$

La **deviazione standard DS** (o scarto tipo) è un indice di dispersione delle misure sperimentali, ovvero una stima della variabilità di una popolazione di dati o di una variabile causale. Lo scarto tipo è uno dei modi per esprimere la dispersione dei dati intorno ad un indice di posizione (ad esempio il valore atteso). Ha la medesima unità di misura dei dati osservati. La misura della frequenza Brillouin risulta quindi $\nu_B \pm \sigma_{\nu_B}$.

per cui eseguire le misure, basandosi sulla misura precedente. La motivazione dietro quest'ultima soluzione proposta sta nel fatto che se ad esempio la temperatura della fibra è elevata, tutte le misure effettuate per valori di f_{EOM} bassi non portano informazione utile, gravando inutilmente sul tempo di rilevazione. Lo svantaggio è quello di non riuscire ad apprezzare rapide ed elevate variazioni di temperatura, ma grazie alla maggior frequenza degli aggiornamenti tale effetto è mitigato.

Risultati sperimentali

Nella tabella che segue sono elencati i diversi parametri per i quali i dati grezzi sono ottenuti:

nome file	$f_{laser}[THz]$	$T_{ambiente}[^{\circ}C]$	$T_{sezione}[^{\circ}C]$
AtoB_15T	193.468	25.5 ÷ 25.7	17.5
AtoB_25T5_d	193.466	25.5 ÷ 25.6	25.5 ÷ 25.6
AtoB_25T5_c	193.465	25.6 ÷ 25.3	25.6 ÷ 25.3
AtoB_33T	193.466	25.5 ÷ 25.3	33.6
AtoB_38T	193.466	25.6 ÷ 25.4	38.6
AtoB_43T	193.468	25.5 ÷ 25.6	43.5 ÷ 43.4
AtoB_48T	193.468	25.4 ÷ 25.5	48.3 ÷ 48.2
AtoB_53T	193.466	25.4 ÷ 25.6	53.4 ÷ 53.2
AtoB_58T	193.468	25.5 ÷ 25.2	58.6 ÷ 58.1
AtoB_63T	193.466	25.5 ÷ 25.7	61.8 ÷ 60.8
AtoB_68T	193.468	25.4 ÷ 25.5	67.6 ÷ 66.7

Tabella 4.1: Tabella con i parametri delle misure effettuate.

La $T_{ambiente}$ è la temperatura alla quale è assunta la fibra delle bobine, mentre la temperatura alla quale si trova la sezione di fibra è indicata in tabella come $T_{sezione}$. I valori degli intervalli di temperatura sono scritti così come sono evoluti temporalmente durante la misura.

La variazione della frequenza del laser si rende necessaria a correggere la leggera deriva che presenta nel tempo e serve a riposizionare la componente Stokes nella banda del filtro. Viene proposta una spiegazione dei vari passaggi con il supporto di grafici ed il commento di alcuni fenomeni presenti nelle tracce grezze ottenute.

L'elaborazione dati prevede diversi passaggi per giungere al risultato di ricavare l'informazione relativa alla temperatura dal valore della frequenza Brillouin: la procedura è lineare e prevede il susseguirsi di diverse funzioni; ogni funzione ha il compito d'elaborare dei dati ottenuti dalla precedente.

Per iniziare verranno mostrate le varie tracce grezze ottenute dalle rilevazioni strumentali. Come si vede dalla Tabella 4.1 le tracce grezze sono 11: di queste verranno proposte solo le più significative. Cosa analoga verrà fatta per i successivi grafici: non verranno mostrati tutti in quanto sono analoghi l'uno all'altro.

4.1 Dati grezzi

I dati grezzi sono i dati rilevati direttamente dall'OTDR e successivamente salvati sul computer. Per ogni serie di dati grezzi si ottengono due vettori, uno contenente le distanze per le quali sono stati campionati i livelli di potenza ottica $zeta$, mentre il secondo tiene traccia delle frequenze del modulatore elettro-ottico per cui sono state svolte le misure, f_{EOM} ; la matrice invece contiene i valori di potenza rilevati in funzione della distanza e della frequenza, $tracce$. Tale matrice può essere rappresentata come in Figura 4.1.

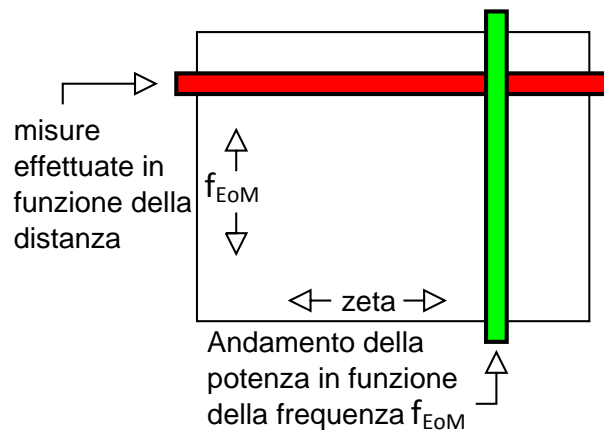


Figura 4.1: Rappresentazione della matrice $tracce$.

Il vettore $zeta$ e la matrice $tracce$ subiscono un ridimensionamento ai soli dati utili, ovvero i campioni relativi all'intervallo $[0.130 \div 18.700]$ km .

Si è inoltre provveduto a sottrarre f_{AOM} al vettore f_{EOM} al fine di ottenere la frequenza Brillouin. Le motivazioni di questa operazione sono da cercarsi nella sezione 3.1.

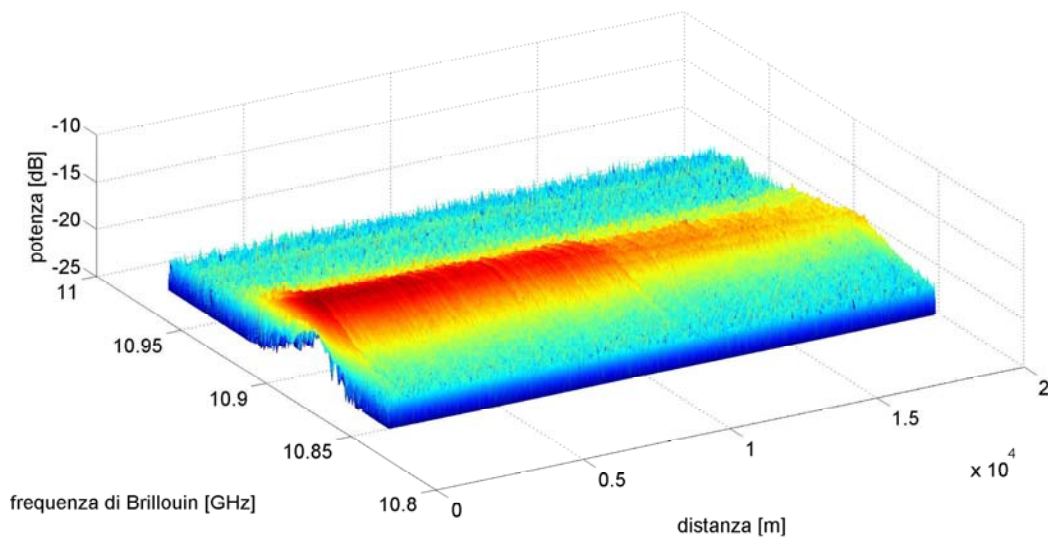


Figura 4.2: Dati grezzi riferiti al file AtoB_15T.

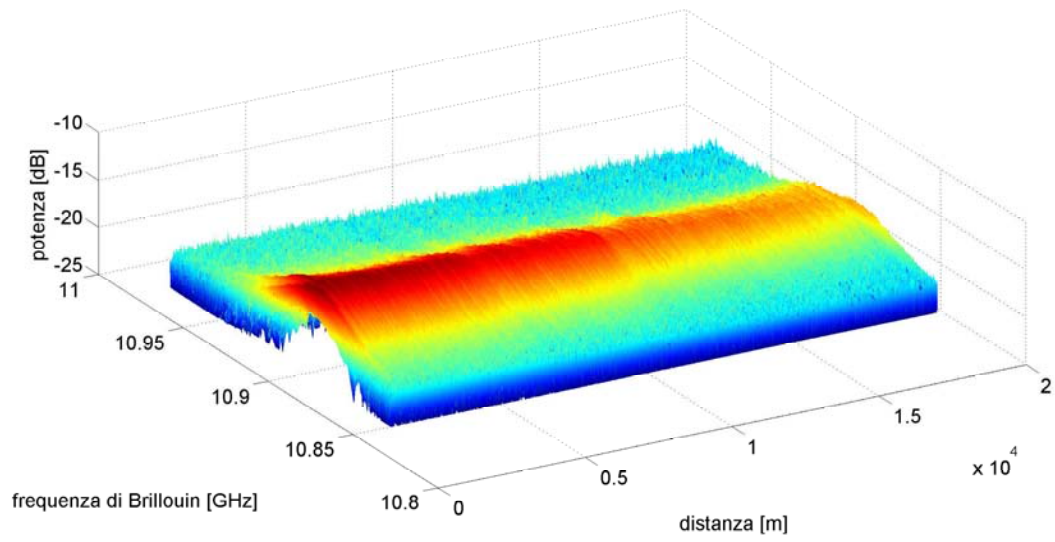


Figura 4.3: Dati grezzi riferiti al file AtoB_25T5_d.

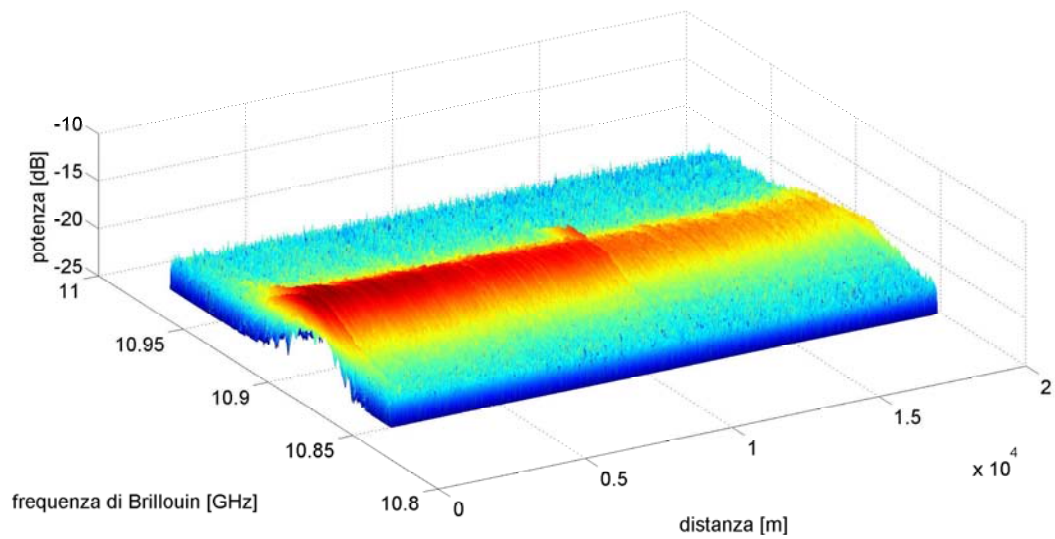


Figura 4.4: Dati grezzi riferiti al file AtoB_38T.

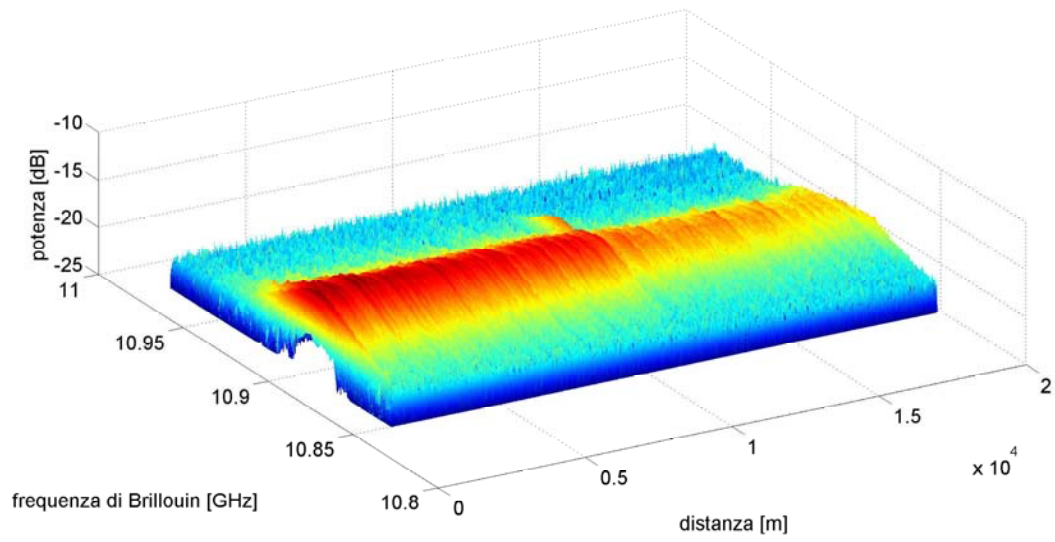


Figura 4.5: Dati grezzi riferiti al file AtoB_48T.

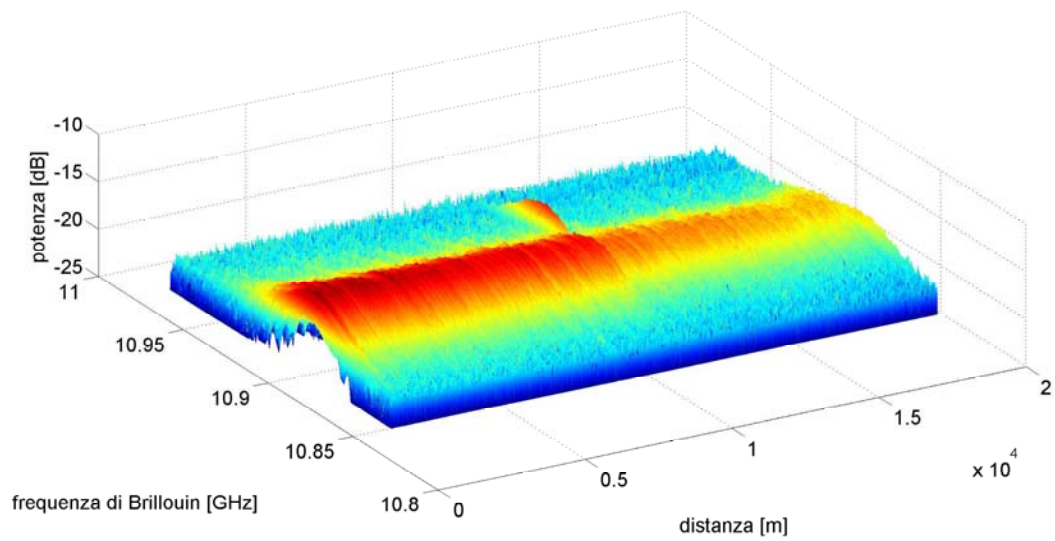


Figura 4.6: Dati grezzi riferiti al file AtoB_58T.

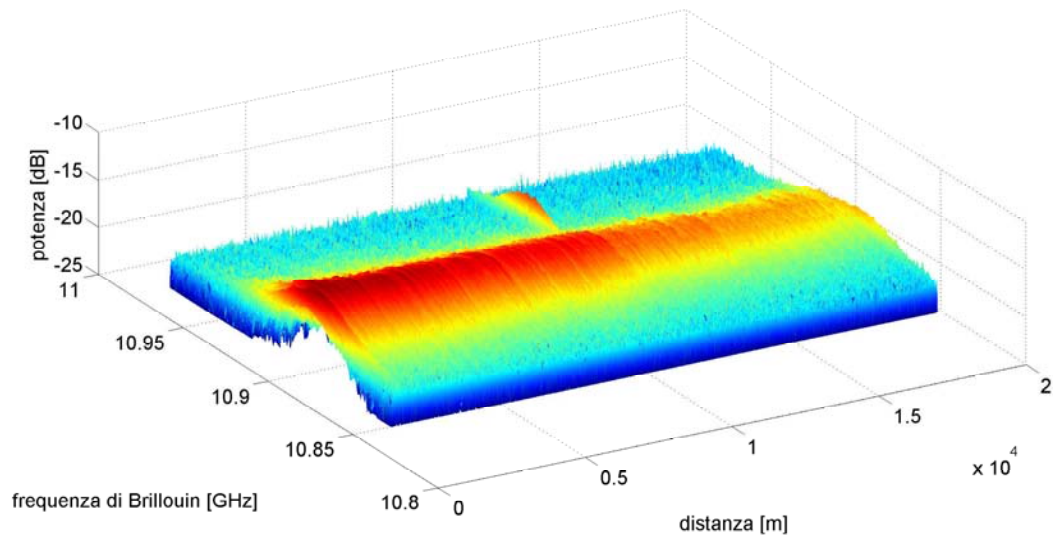


Figura 4.7: Dati grezzi riferiti al file AtoB_68T.

Come si nota dalle figure, un aumento della temperatura alla quale si trova la sezione di fibra tra le due bobine, comporta, un corrispondente incremento della frequenza Brillouin di tali tratti di fibra.

4.2 Analisi delle singole tracce

Per ogni serie di dati grezzi viene individuato il valore massimo di potenza in funzione della frequenza per ogni distanza alla quale vengono campionati, vedi Figura 4.8. Si considera un intorno di frequenze di tale valore e si approssima l'andamento delle potenze con una parabola ($a \cdot x^2 + b \cdot x + c$), della quale si ricavano i parametri che la descrivono. Attraverso la formula $\frac{-b}{2 \cdot a}$ si ottiene una migliore approssimazione della frequenza per la quale si ha il massimo di potenza ricevuta.

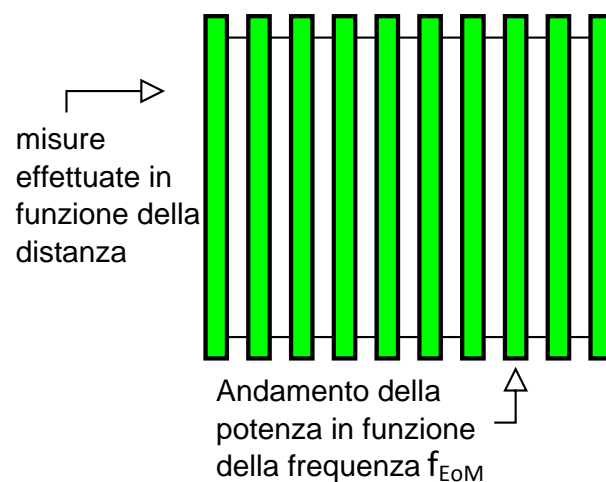


Figura 4.8: Le linee verdi corrispondono ad una distanza particolare per la quale si cerca il massimo in frequenza.

Da cui si ricavano i grafici presenti nelle seguenti pagine.

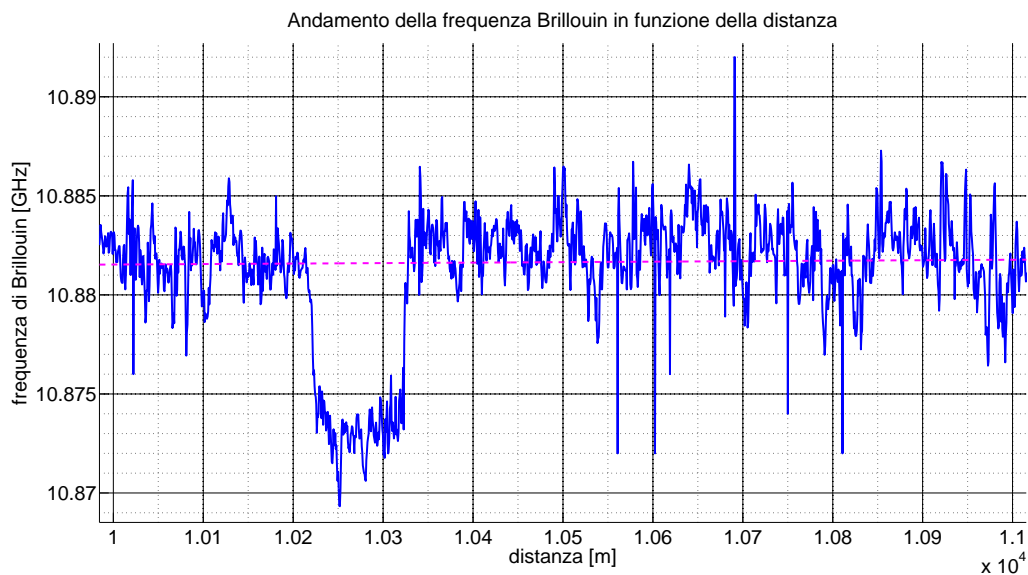


Figura 4.9: Analisi della singola traccia del file AtoB_15T. Zoom sulla sezione di fibra alla temperatura di 17.5 °C.

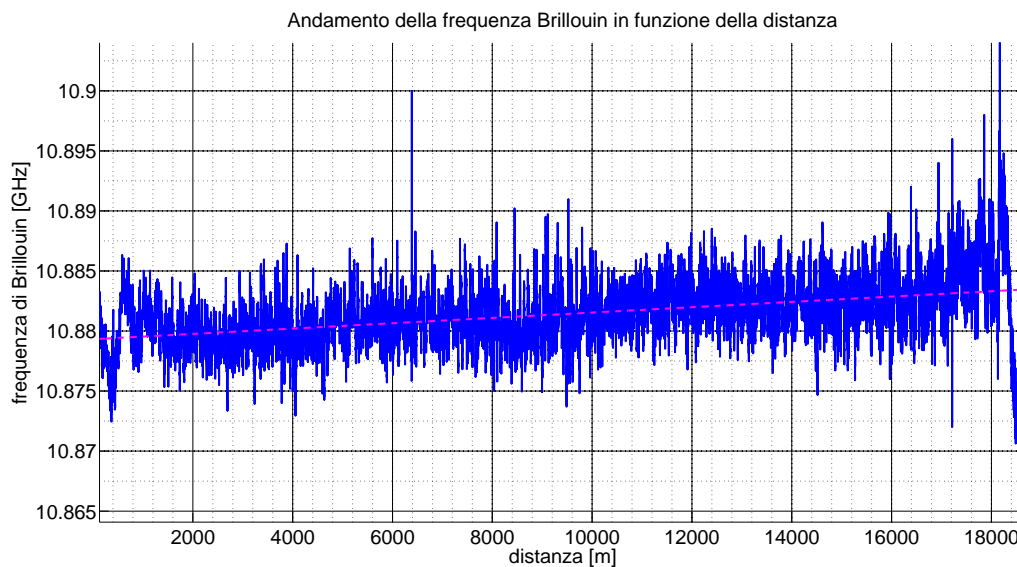


Figura 4.10: Analisi della singola traccia del file AtoB_25T5_d_SF alla temperatura di 25.5 °C.

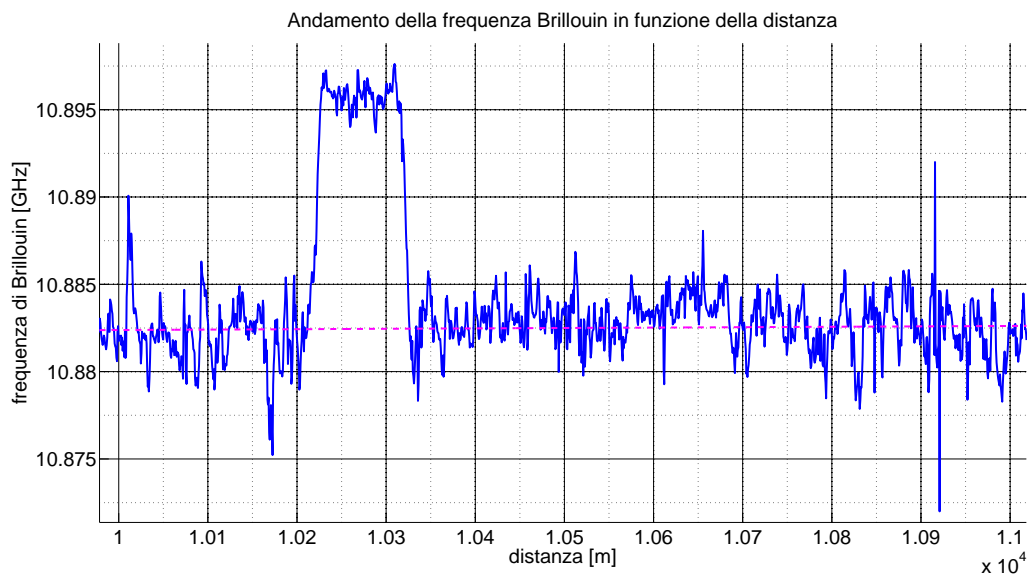


Figura 4.11: Analisi della singola traccia del file AtoB_38T. Zoom sulla sezione di fibra alla temperatura di 38.6 °C.

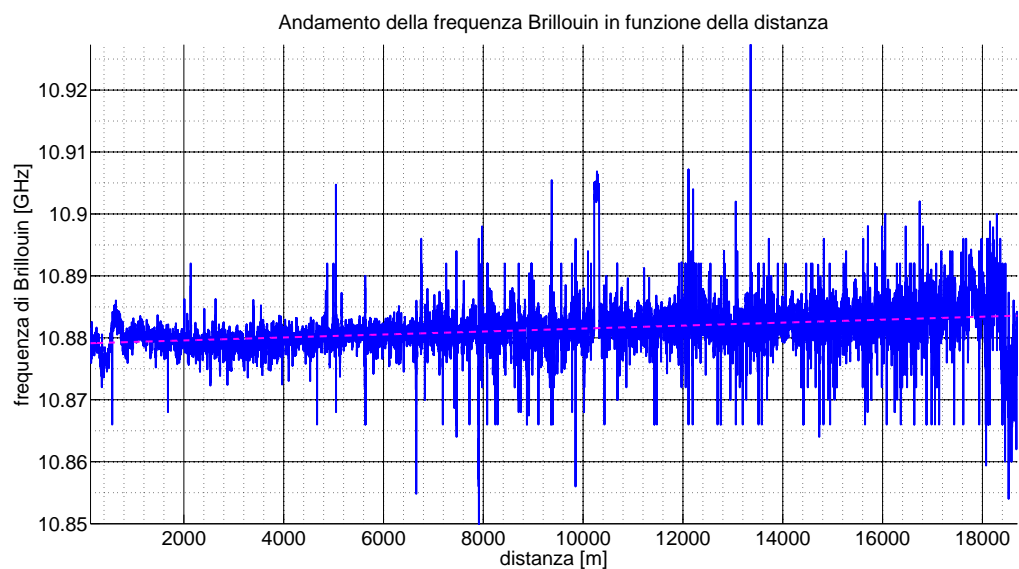


Figura 4.12: Analisi della singola traccia del file AtoB_48T. SF alla temperatura di 48.2 °C.

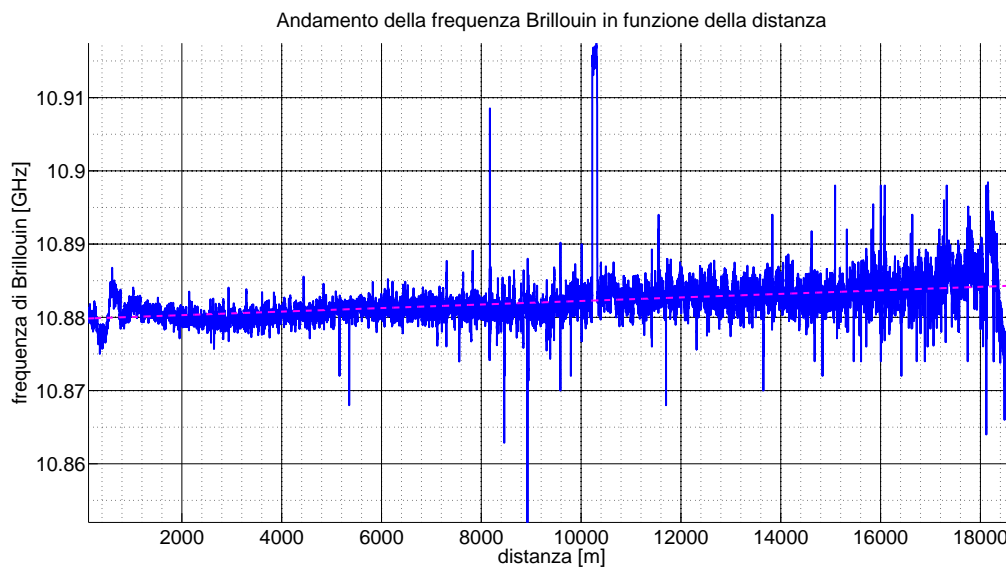


Figura 4.13: Analisi della singola traccia del file AtoB_58T. SF alla temperatura di 58.2 °C.

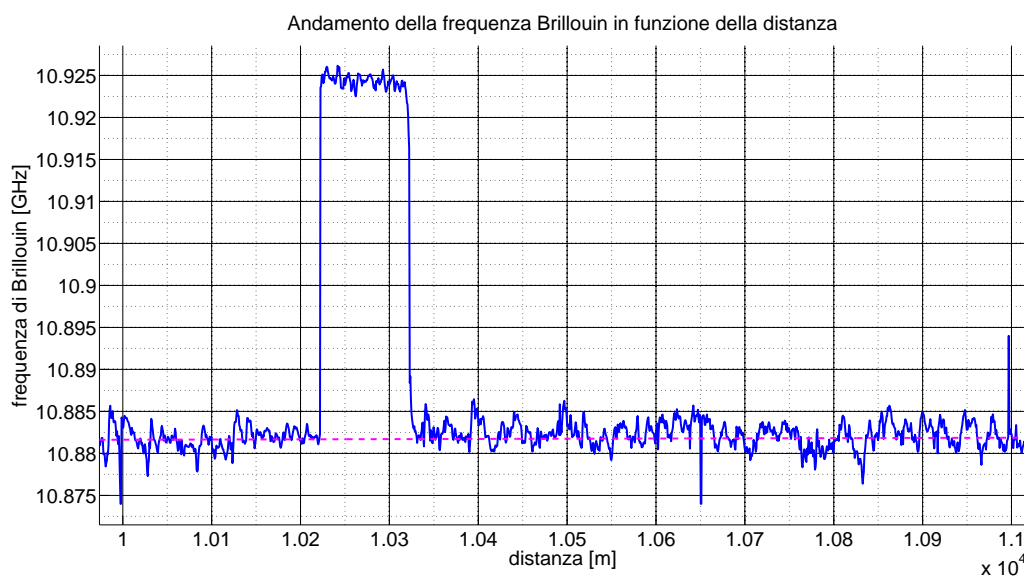


Figura 4.14: Analisi della singola traccia del file AtoB_68T. Zoom sulla sezione di fibra alla temperatura di 67.0 °C.

Come si può vedere meglio nel dettaglio di Figura 4.15 e Figura 4.16, in tutte le tracce sono presenti delle oscillazioni non dovute alla temperatura, la cui spiegazione è rimandata alla sottosezione 4.6.

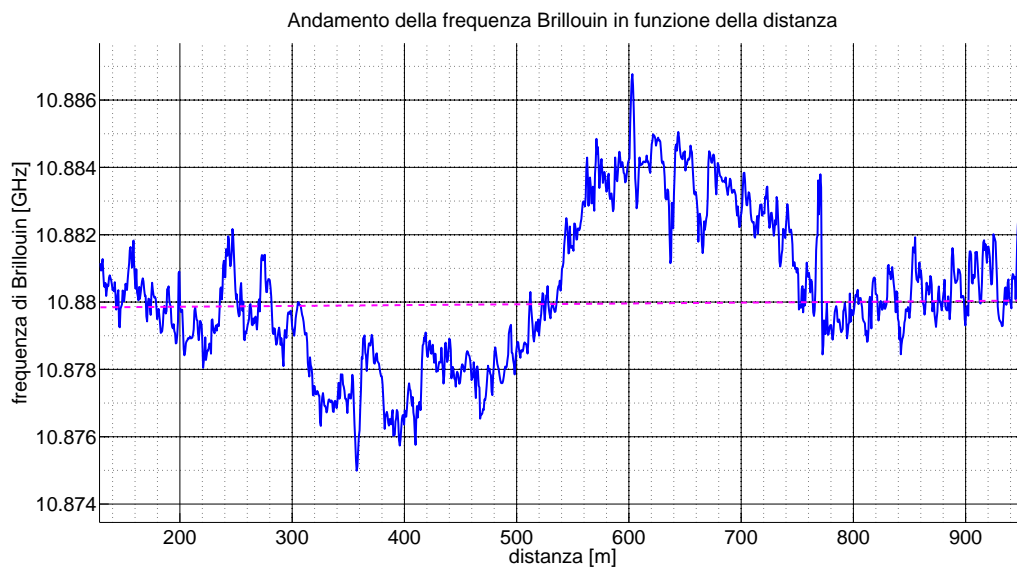


Figura 4.15: Ingrandimento sulla fluttuazione presente all'inizio della traccia AtoB_58T.

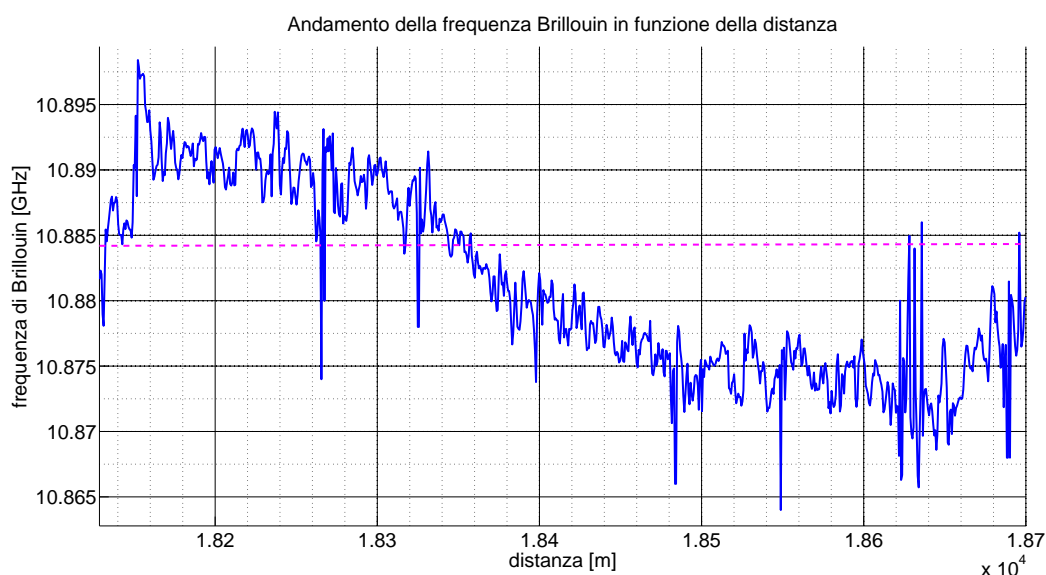


Figura 4.16: Ingrandimento sulla fluttuazione presente alla fine della traccia AtoB_58T.

Si nota inoltre come l'approssimazione al primo ordine delle tracce abbia pendenza positiva e non nulla come ci si aspetterebbe: questo è un ulteriore effetto indesiderato, ma rappresenta comunque un segnale utile. Se la traccia viene ottenuta invertendo le connessioni della SF si ottiene un'inversione della pendenza. Per ridurre tale effetto (oltre a quello delle fluttuazioni) si procede effettuando la differenza tra la traccia in esame ed una traccia di riferimento, comune a tutte le misure, sfruttando il fatto che tali effetti si presentano in modo analogo per tutte le tracce.

I dati che possono essere estrapolati da questa analisi sono la media e la deviazione standard di ogni traccia, le quali sono riassunte in tabella Tabella 4.2: si nota come tutte le medie abbiano un valore di circa 10.882 GHz, mentre per le varianze non si nota un particolare legame.

nome file	media [GHz]	dev std [MHz]
AtoB_15T	10.881392	3.345153
AtoB_25T5_d	10.881406	2.766577
AtoB_25T5_c	10.881587	3.279238
AtoB_33T	10.882614	3.114883
AtoB_38T	10.882247	2.881524
AtoB_43T	10.881623	3.480081
AtoB_48T	10.881353	3.632446
AtoB_53T	10.881924	3.422797
AtoB_58T	10.882090	3.488059
AtoB_63T	10.882294	3.941127
AtoB_68T	10.881489	4.123157

Tabella 4.2: Tabella con media e deviazione standard ottenuti dalla prima elaborazione delle tracce.

4.3 Analisi sulla differenza tra le tracce

L'elezione di una traccia riferimento ha lo scopo di mitigare gli effetti indesiderati che si manifestano in fibra e che sono comuni a tutte le tracce. Sottraendo la traccia riferimento alla particolare traccia in analisi, si ottiene una discreta soppressione di tali effetti. La traccia eletta a riferimento è la traccia *AtoB_25T5_d*.

L'operazione di sottrazione comporta che tutte le tracce presentano media nulla; eventuali valori non nulli di tale parametro statistico sono dovuti al fatto che la SF (escludendo la sezione di 100 m) nei due casi non era alla medesima temperatura. Si ottengono inoltre miglioramenti in tutti i valori della deviazione standard. I nuovi valori sono mostrati in Tabella 4.3.

nome file	media [GHz]	dev std [MHz]
AtoB_15T	0.013644	3.089146
AtoB_25T5_c	-0.180924	3.145045
AtoB_33T	-1.207946	2.718075
AtoB_38T	-0.841018	2.585208
AtoB_43T	-0.217346	3.296886
AtoB_48T	0.052833	3.474688
AtoB_53T	-0.518028	3.018642
AtoB_58T	-0.684496	3.312599
AtoB_63T	-0.887993	3.578115
AtoB_68T	-0.083255	3.982823

Tabella 4.3: Tabella con media e deviazione standard ottenuti sottraendo la traccia di riferimento alle altre.

Nelle prossime pagine sono mostrati i relativi grafici.



Figura 4.17: Differenza tra la traccia del file AtoB_ 15T e quella di riferimento. Zoom sulla sezione di fibra la quale è ad una temperatura di di 17.5 °C.

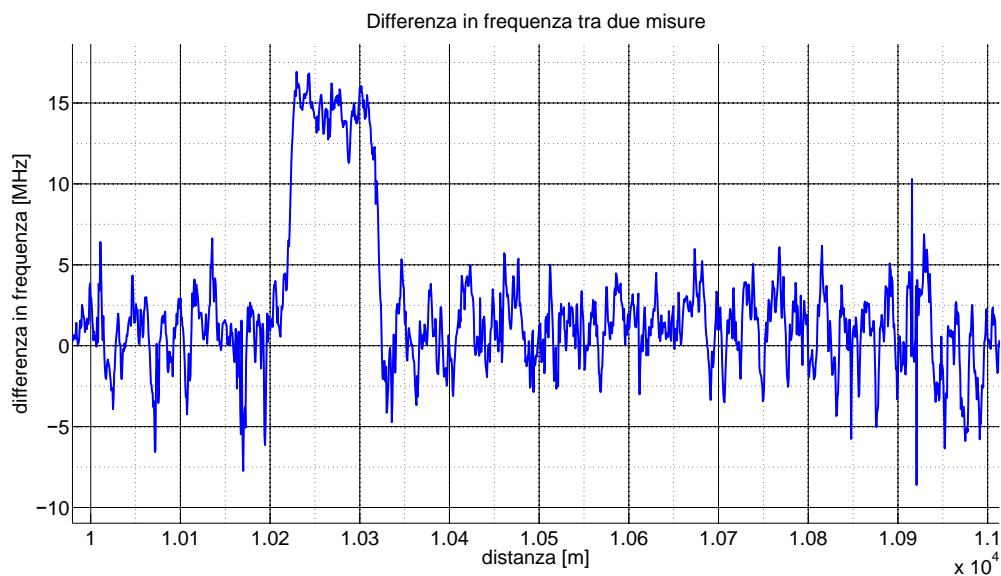


Figura 4.18: Differenza tra la traccia del file AtoB_ 38T e quella di riferimento. Zoom sulla sezione di fibra la quale è ad una temperatura di di 38.6 °C.

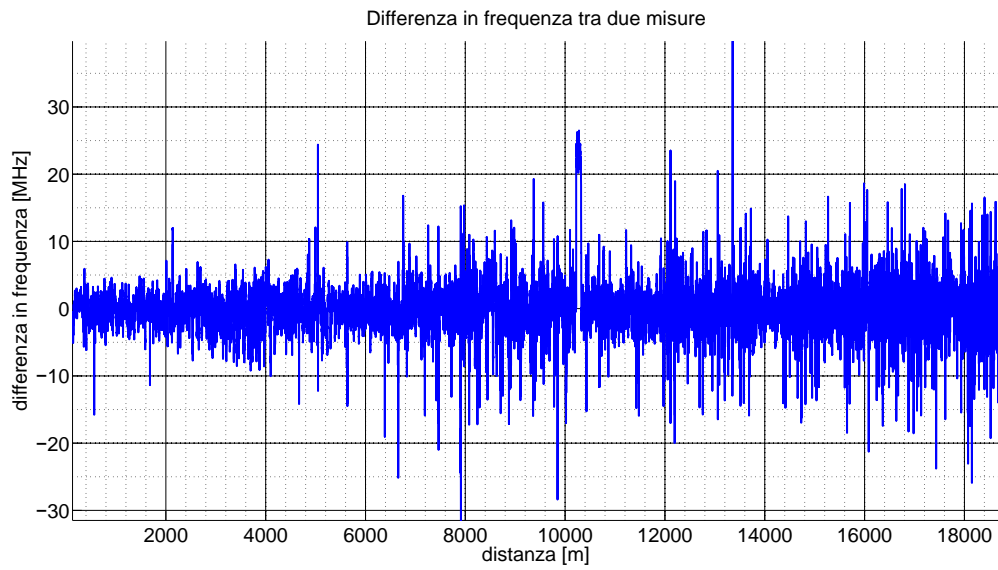


Figura 4.19: Differenza tra la traccia del file AtoB_ 48T e quella di riferimento. SF alla temperatura di 48.2 °C.

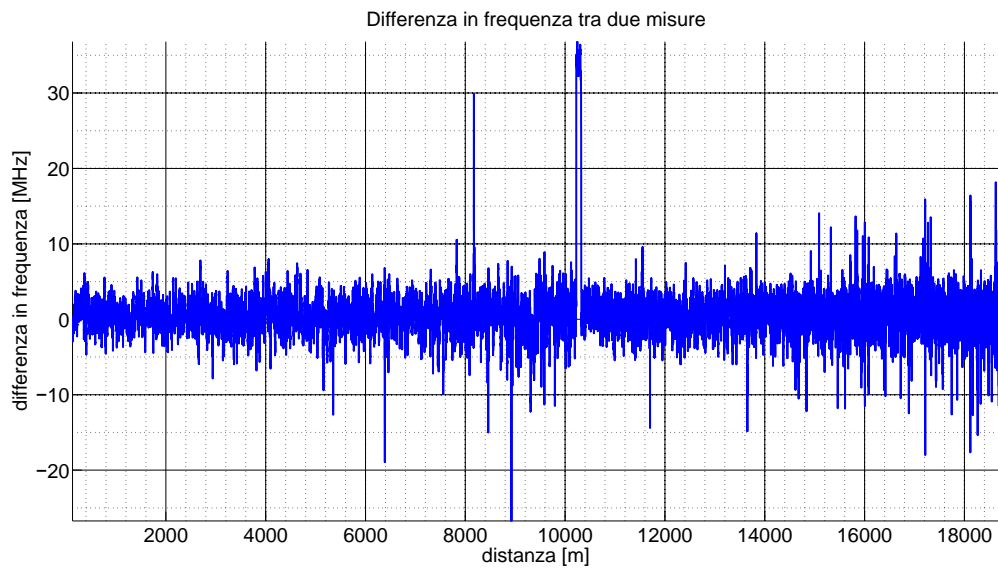


Figura 4.20: Differenza tra la traccia del file AtoB_ 58T e quella di riferimento. SF alla temperatura di 58.2 °C.

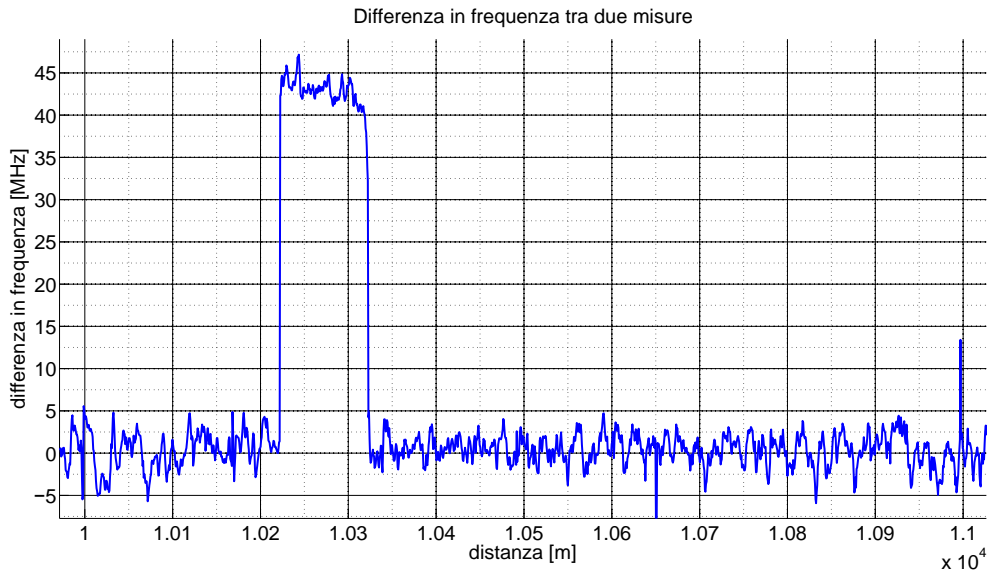


Figura 4.21: Differenza tra la traccia del file AtoB_68T e quella di riferimento. Zoom sulla sezione di fibra la quale è ad una temperatura di di 67.0 °C.

4.4 Media mobile sulla differenza tra le tracce

Dalla risoluzione spaziale della misura, che per questa tesi si ricorda essere di 20 m e dalla frequenza di campionamento dell'OTDR, il quale campiona ogni 0.6395 m , attraverso

$$\frac{\text{risoluzione spaziale [m]}}{\text{passo di campionamento [m/campione]}} = \frac{20}{0.6395} \quad (4.1)$$

si ottiene che 32 campioni sono la risoluzione spaziale in punti della traccia.

Considero quindi 32 campioni per volta e ne calcolo il valore medio: il risultato è la frequenza di Brillouin media di quel tratto di fibra. Si prosegue l'elaborazione traslando di volta in volta la finestra di 16 campioni fino ad esaurire tutti i punti disponibili. Sembrerebbe che la risoluzione spaziale diventi di 10 m così non è, la risoluzione rimane quella originale data dalla durata dell'impulso di pompa. Ancora: se un tratto di fibra lungo 10 m venisse riscaldato (o raffreddato) rispetto alla fibra limitrofa non saremmo in grado di apprezzarne completamente e precisamente la variazione di temperatura in quanto i relativi valori verrebbero mediati con quelli dei tratti vicini, sottostimando la reale variazione.

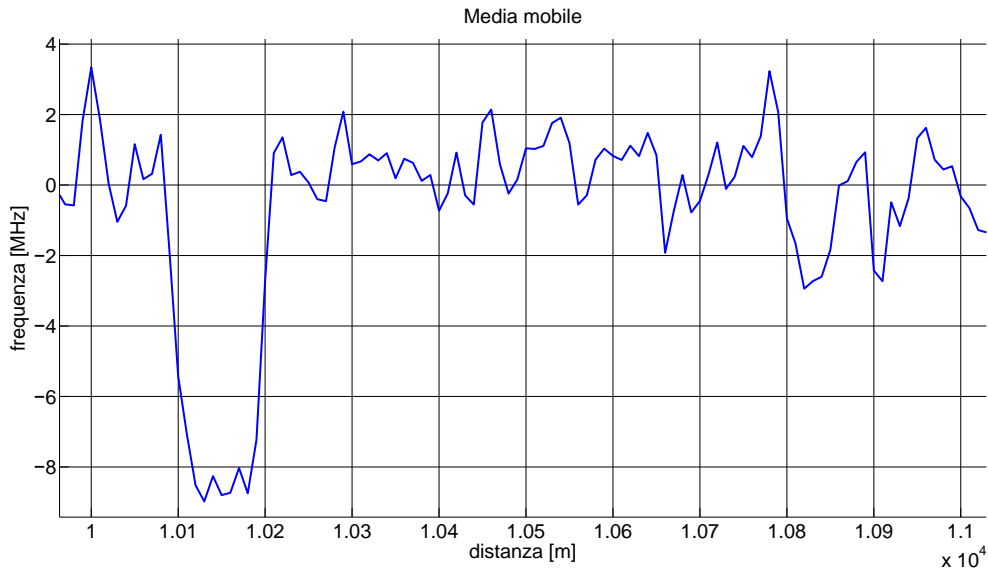


Figura 4.22: Andamento in funzione della distanza delle frequenze Brillouin medie per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 m del file AtoB_15T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 17.5 °C).

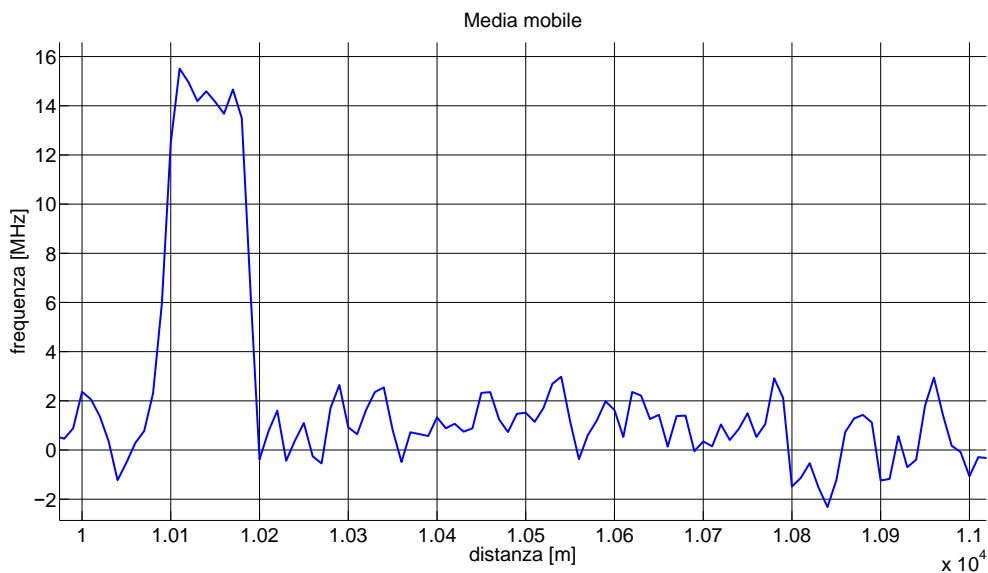


Figura 4.23: Andamento in funzione della distanza delle frequenze Brillouin medie per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 m del file AtoB_38T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 38.6 °C).

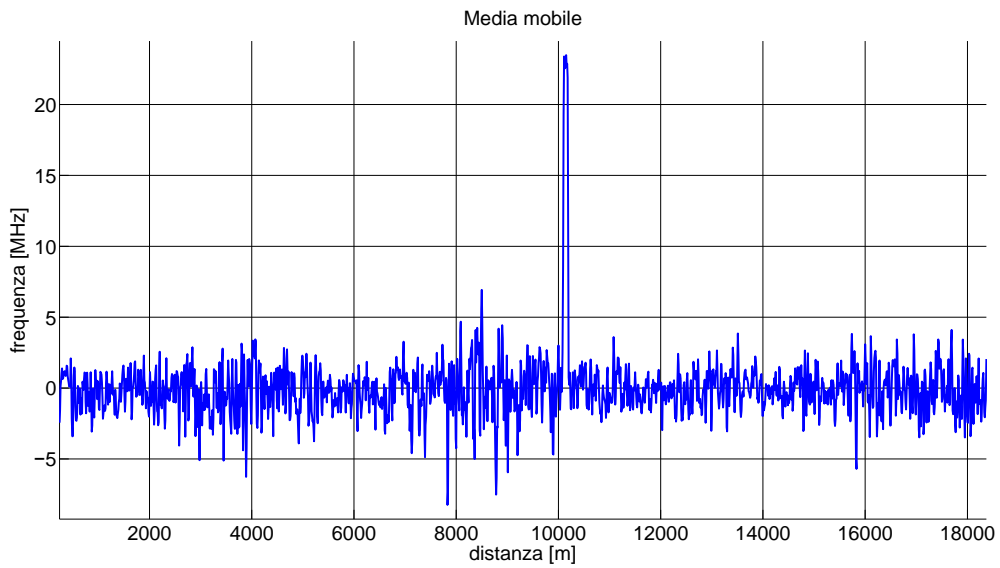


Figura 4.24: Andamento in funzione della distanza delle frequenze Brillouin medie per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 m del file AtoB_48T. La sezione di fibra soggetta ha una temperatura di 48.2 °C.

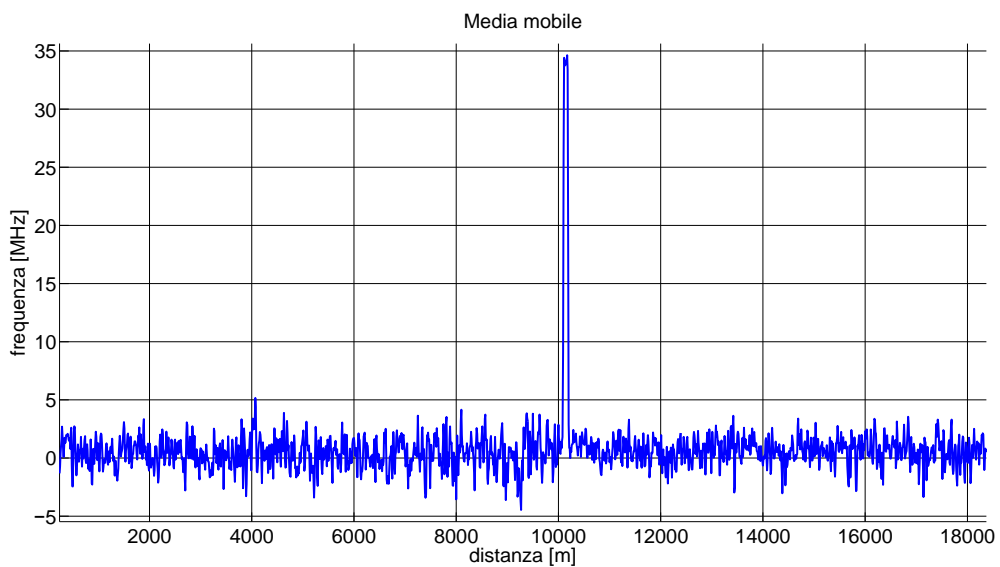


Figura 4.25: Andamento in funzione della distanza delle frequenze Brillouin medie per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 m del file AtoB_58T. La sezione di fibra soggetta ha una temperatura di 58.2 °C.

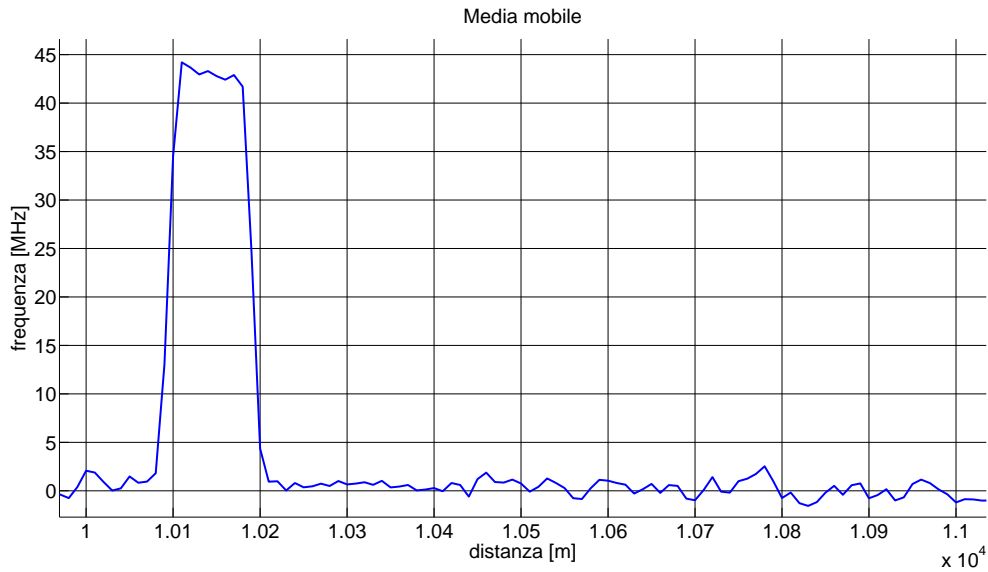


Figura 4.26: Andamento in funzione della distanza delle frequenze Brillouin medie per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 m del file AtoB_68T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 67.0 °C).

La tabella sottostante (Tabella 4.4) presenta i nuovi valori della deviazione standard in base ai quali si determina la risoluzione in frequenza della stima della frequenza Brillouin e quindi della stima della temperatura.

nome file	dev std [MHz]
AtoB_15T	2.3
AtoB_25T5_c	2.3
AtoB_33T	2.0
AtoB_38T	1.8
AtoB_43T	2.4
AtoB_48T	2.4
AtoB_53T	1.7
AtoB_58T	1.8
AtoB_63T	2.0
AtoB_68T	1.9

Tabella 4.4: Tabella con deviazione standard ottenuta dalla media mobile della differenza tra tracce.

Come si può notare il procedimento fin qui effettuato ha portato ad una notevole riduzione della deviazione standard, migliorando quindi la qualità con la quale la stima della temperatura viene effettuata.

4.5 Dipendenza della temperatura dalla frequenza Brillouin

Ciò che rimane da ottenere è la dipendenza della temperatura dalla frequenza Brillouin. A tal fine si selezionano solamente i campioni relativi alla sezione di fibra tra le due bobine e se ne calcola la frequenza media. Si ripete tale procedura per tutte le tracce disponibili. Dalla Tabella 4.1 si ricavano sia la differenza di temperatura tra le bobine e la sezione di fibra, sia la temperatura ambiente media. Quest'ultima viene assunta valere $T_0 = 25.5 \text{ }^\circ\text{C}$. Si ottiene una nuova tabella, Tabella 4.5.

nome file	$\Delta\nu[\text{MHz}]$	$\Delta T[^\circ\text{C}]$
1 AtoB_15T	-8.0	-8.229
AtoB_33T	8.1	8.780
AtoB_38T	13.1	13.175
AtoB_43T	17.9	18.443
AtoB_48T	22.7	22.594
AtoB_53T	27.8	28.210
AtoB_58T	32.7	32.702
AtoB_63T	35.6	35.501
AtoB_68T	41.5	42.677

Tabella 4.5: Relazione tra variazione di temperatura e variazione di frequenza.

Attraverso un'approssimazione al primo ordine ($a \cdot x + b$) risulta che la dipendenza della temperatura dalla frequenza Brillouin è un retta di equazione $1.011 \cdot \nu_B + 25.5$. Confrontando i valori ottenuti con quelli in letteratura [7], essi risultano simili: nel paper la pendenza dell'analogica curva è di $0.735 \text{ }^\circ\text{C}/\text{MHz}$, ma a 1330 nm mentre in questa tesi la lunghezza d'onda è in un intorno di 1550 nm .

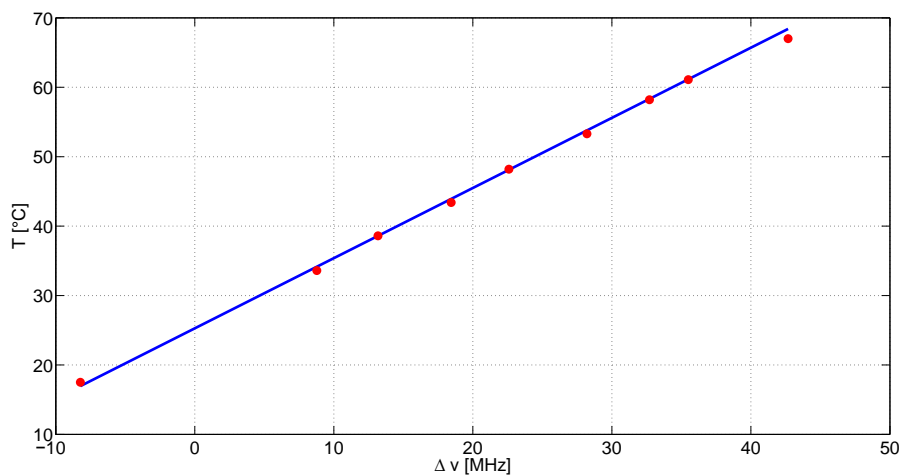


Figura 4.27: Andamento della temperatura in funzione della frequenza Brillouin. La linea blu è l'approssimazione lineare dell'andamento sperimentale (tratteggio rosso).

4.6 Andamento della temperatura in funzione della distanza

Passo conclusivo è quello di mostrare la temperatura stimata in funzione della distanza.

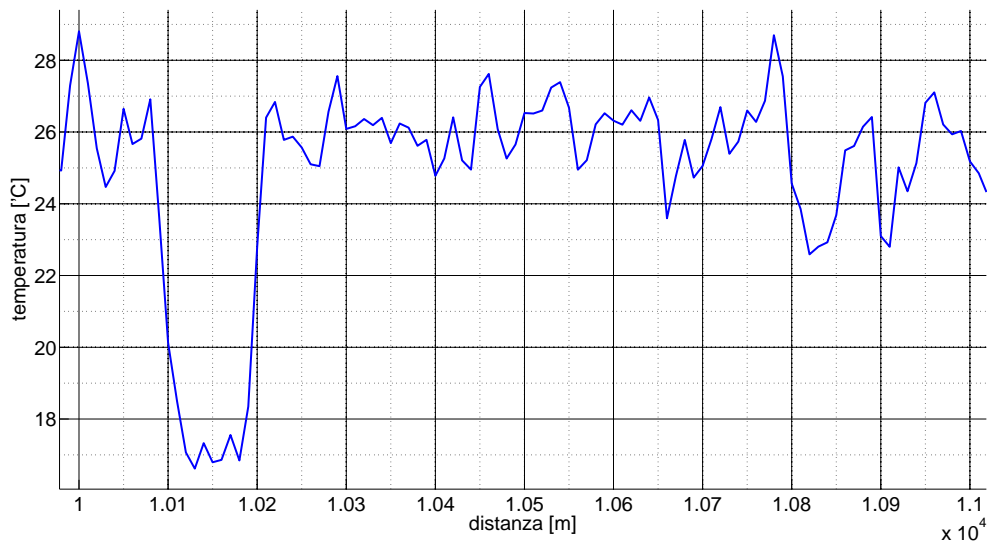


Figura 4.28: Andamento in funzione della distanza della temperatura per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 m del file AtoB_15T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 17.5 °C).

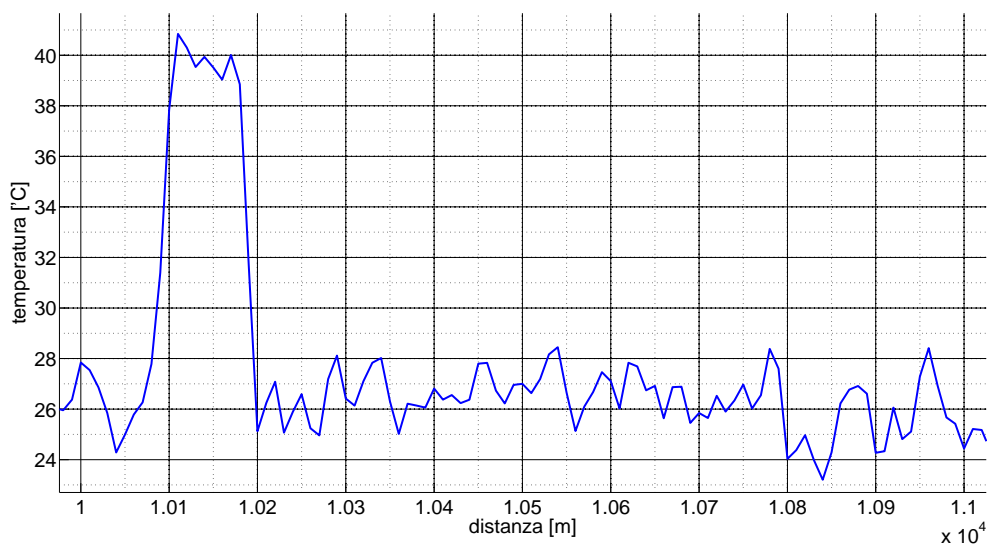


Figura 4.29: Andamento in funzione della distanza della temperatura per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 m del file AtoB_38T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 38.6 °C).

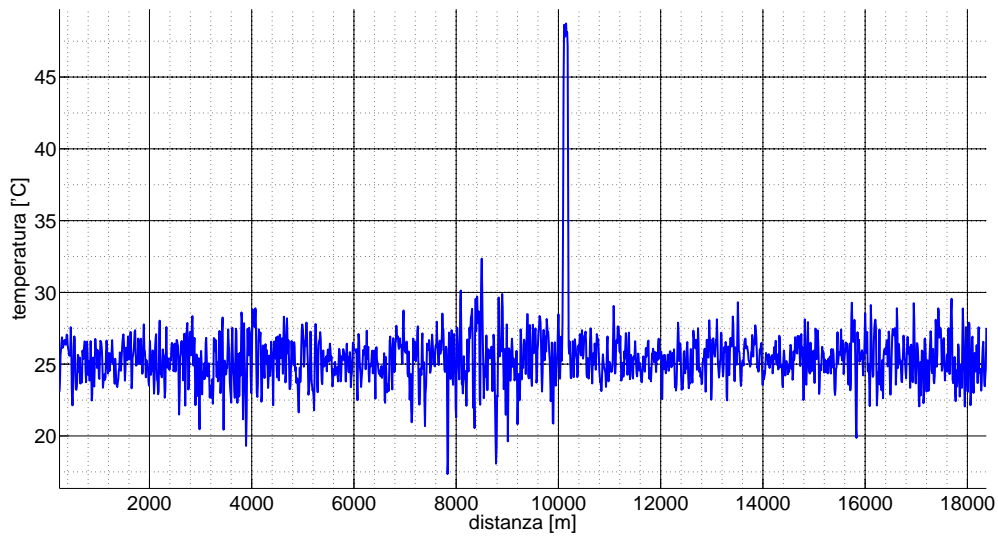


Figura 4.30: Andamento in funzione della distanza della temperatura per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 m del file AtoB_ 48T. La sezione di fibra soggetta ha una temperatura di 48.2 °C.

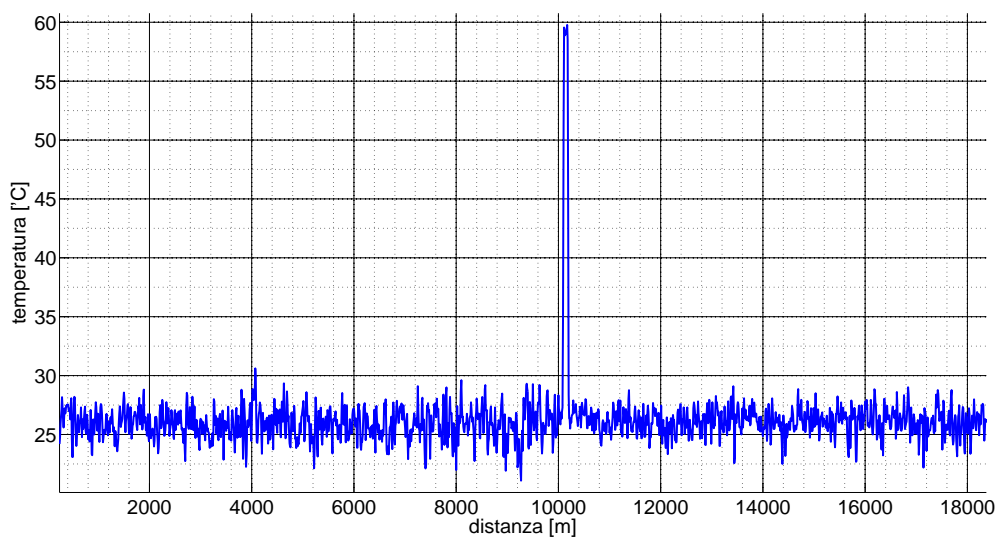


Figura 4.31: Andamento in funzione della distanza della temperatura per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 m del file AtoB_ 58T. La sezione di fibra soggetta ha una temperatura di 58.2 °C.

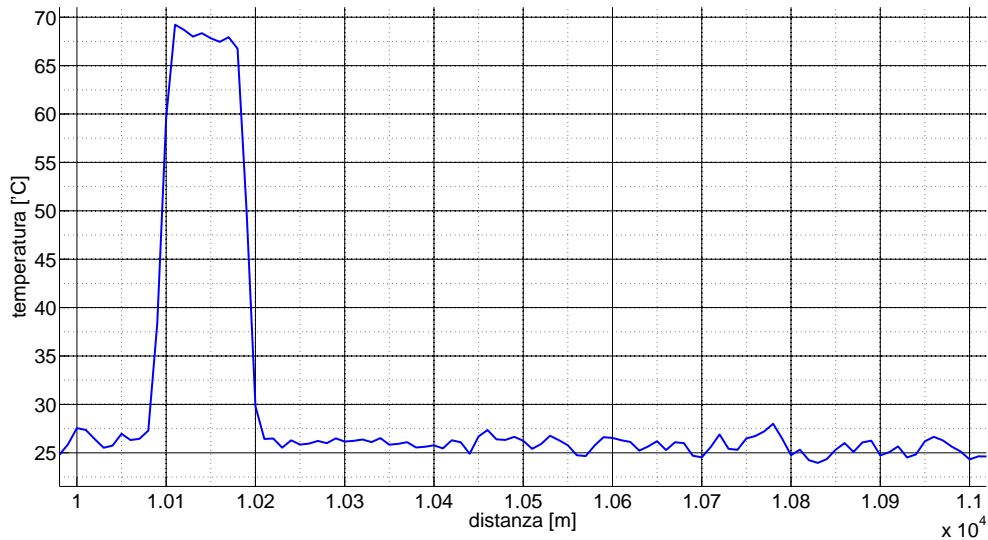


Figura 4.32: Andamento in funzione della distanza della temperatura per ogni sezione di fibra di lunghezza 10 m del file AtoB_ 68T. Zoom sulla sezione di fibra soggetta a variazione di temperatura (in questo caso la temperatura è di 67.0 °C).

Nella sezione 5.1 si faranno delle osservazioni in merito ai risultati ottenuti.

Causa delle fluttuazioni

Come si vede in Figura 4.15 e Figura 4.16 sono presenti comportamenti anomali nella parte iniziale e nella parte finale dei grafici. Per spiegare tale comportamento conviene ricordare come è composta la FuT: tre spezzoni di fibra, due bobine ed una sezione di fibra intermedia, collegati tra loro come in Figura 4.33



Figura 4.33: Immagine della fibra sotto test, SF.

La sezione di fibra è posta tra le sue bobine, collegata ad esse tramite due giunti a fusione ed ha una lunghezza di 100 *m*. Il comportamento anomalo è dovuto ai tratti di fibra che sono a contatto con le due bobine che compongono la SF, i quali sono soggetti a tensione meccanica dovuta al contatto con la struttura in plastica: si può vedere come la lunghezza di tali oscillazioni sia analoga per entrambi i tratti ed abbia una durata di circa 1 *km*, i quali corrispondono approssimativamente ai primi due avvolgimenti della fibra sulla bobina.

La bobina si può infatti approssimare come un cilindro di altezza 210 *mm* e diametro 180 *mm*, mentre la spaziatura tra una fibra e la successiva è di non meno di 250 μm , da cui si ottiene che un avvolgimento è ottenuto da un tratto di fibra di lunghezza

$$\frac{210 \times 10^{-3}}{250 \times 10^{-6}} \times \pi \times 180 \times 10^{-3} \simeq 475m \quad (4.2)$$

Ovvero pari a circa la metà della durata delle fluttuazioni, quindi l'effetto è dovuto ai primi due avvolgimenti di fibra sulla bobina, su ciascuna bobina dato che le fluttuazioni si presentano in due punti della SF.

Invertendo i terminali con cui la SF è collegata al resto dello schema si nota come sia evidente che una bobina presenta tale effetto in maniera maggiore dell'altra: la posizione della fluttuazione maggiore risulta invertita rispetto al precedente collegamento.

Conclusioni

In questo capitolo si vogliono commentare i risultati ottenuti, proporre possibili soluzioni ai problemi riscontrati e suggerire possibili sviluppi futuri di questo progetto.

5.1 Commento risultati

Per comodità viene qui riproposto un grafico della stima della temperatura in funzione della distanza.

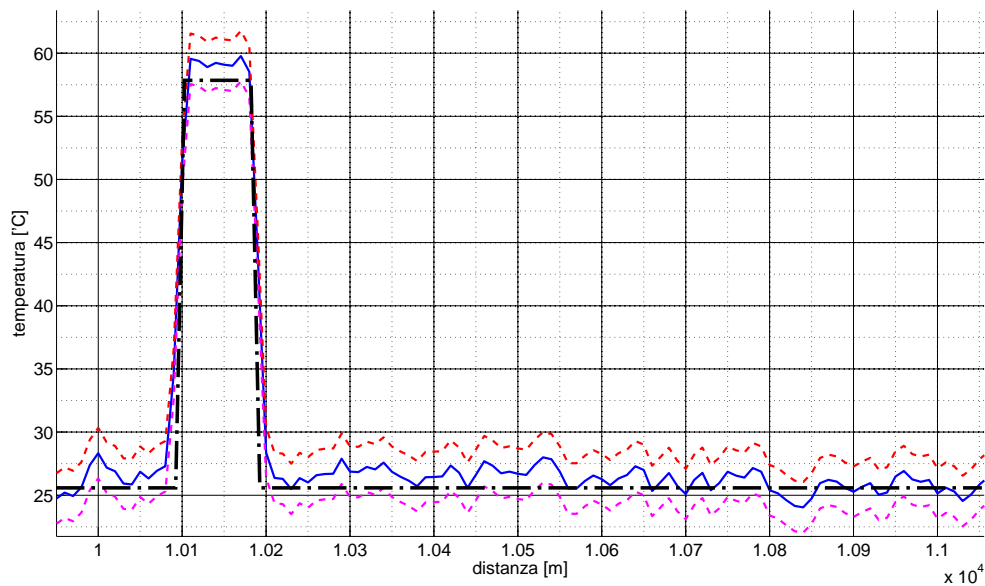


Figura 5.1: Stima della temperatura in funzione della distanza per un intervallo comprendente la sezione di fibra sottoposta a variazioni di temperatura. La temperatura in questo caso è di $58.2\text{ }^{\circ}\text{C}$. La linea blu è la stima, mentre la linea nera è la reale temperatura. Le linee tratteggiate rossa e magenta sono la stima $\pm 2\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Si è messo in evidenza quale dovrebbe essere la reale temperatura della fibra¹ in modo da avere un riferimento sulla bontà della misura. Si ricordi che la risoluzione in temperatura dipende dalla deviazione standard: dalla Tabella 4.4 e dal valore $1.011 \text{ } ^\circ\text{C} / \text{MHz}$ relativo alla pendenza della retta frequenza/temperatura si ottiene che la risoluzione è di $2 \text{ } ^\circ\text{C}$ o $3 \text{ } ^\circ\text{C}$ a seconda della misura presa in esame. Nel caso della figura Figura 5.1 la risoluzione è di $2 \text{ } ^\circ\text{C}$ essendo la deviazione standard associata 1.8 MHz . Le altre tracce presentano risultati analoghi a quest'ultima e non vengono qui riproposti.

Dalla Figura 5.1 si nota come le variazioni di temperatura vengano effettivamente rilevate, confermando quindi la bontà delle misure effettuate.

Un'ipotesi della causa dell'elevato valore della risoluzione di temperatura è che sia dovuto agli effetti della polarizzazione sul guadagno Brillouin. Una possibile soluzione è quella di porre uno *scrambler* nel ramo di segnale, al fine di agire sulla polarizzazione della componente Stokes che viene lanciata in fibra. Lo scopo è quello di ottenere un segnale il più possibile depolarizzato. La natura impulsata della pompa pone diversi problemi per quanto riguarda il posizionamento nel suo ramo dello scrambler, ma non è una soluzione da scartare a priori.

Un migliore controllo della temperatura alla quale si trova l'intera fibra sotto test è comunque un ulteriore punto da sviluppare, soprattutto per quanto concerne le misure in cui la temperatura della sezione di fibra diviene elevata, senza trascurare il fatto che mantenere la fibra delle bobine a temperatura costante comporta anch'esso miglioramenti nella misura.

5.2 Sviluppi futuri

Una riduzione di tutte e tre le risoluzioni, spaziale, di temperatura e temporale, è uno sviluppo auspicabile per una prossima evoluzione di questo progetto. Concentrandosi soprattutto sulla risoluzione in temperatura ovviamente, in quanto è quella che presenta ampi margini di miglioramento.

In questo lavoro di tesi si è cercato di stimare solamente la temperatura alla quale si trova la fibra: tramite la diffusione Brillouin si possono ottenere misure anche sulla tensione meccanica applicata alla fibra (elongazione). Sarebbe interessante effettuare tali misure, in modo da poter confrontare i risultati delle due differenti applicazioni.

¹Sarebbe più corretto dire che si mette in evidenza la temperatura alla quale approssimativamente è la FuT nei suoi vari punti, in quanto abbiamo assunto che la temperatura della stanza sia quella di tutta la fibra delle bobine e che la temperatura dell'acqua nel termos sia quella della sezione di fibra ivi inserita.

Ringraziamenti

Eccomi infine al capitolo che reputo più difficile da scrivere tra tutti quelli presenti in questa tesi. Non perché non abbia nessuno da ringraziare, sia ben inteso, ma perché queste cose mi risultano particolarmente ostiche da trattare, ragion per cui spero di non dimenticare nessuno e di scegliere le giuste parole.

Parto con tutti quelli che mi hanno accompagnato sin qui, ovvero parenti ed amici: a Voi tutti grazie di tutto. Ovviamente una menzione speciale meritano i miei genitori, mia sorella, Nadia, zio Salvatore e nonna Sarina, coloro che maggiormente hanno dovuto sopportarmi in questi anni. Ma molte altre persone meriterebbero menzioni particolari... Ometto di scriverle così evito la brutta figura di scordare qualcuno, confido sul fatto che Voi sappiate chi siete.

Seconda citazione d'obbligo per Nadia, per avermi sopportato, anzi, senza forse, più di tutti, se la merita.

Come non citare anche colui che mi ha fisicamente e non solo metaforicamente accompagnato in questi anni di università: un grazie te lo meriti anche te. Inoltre tra qualche parola sarò riuscito ad inserire nella mia tesi una citazione dei tuoi Dream Theater, altro che te che non riesci a metterci neanche una misera immagine: "Mi dissero che c'è un miracolo per ogni giornata, mi dissero che c'è un nuovo amore che nasce per ogni amore che è morto." e ci azzecca pure con te!

Non un grazie ma una citazione ad personam al mio dipendente e all'unica persona con la quale mi arrabbio in campo.

Addentriamoci ora nel periodo della tesi ringraziando tutti gli ingegneri che mi hanno aiutato a risolvere problemi e chiarire dubbi, un grazie al mio Relatore Luca Palmieri, un grazie alla Dott.ssa Elena Autizi, un grazie al Prof. Andrea Galtarossa, un grazie al Dott. Luca Schenato. Un grazie anche al Prof. Marco Santagiustina ed un ulteriore mi-scusi-di-aver-spen-to-il-server al Prof. AD Capobianco. Insomma, un grazie a tutto il gruppo di Fotonica e Campi (a proposito, peg.dei.unipd.it).

Bene, credo che ormai ci siamo, vi lascio ad una interessantissima bibliografia: non scordate di leggerla (non sapete quanto tempo ho perso per scoprire che non digeriva bene le lettere accentate), potete trovarla nel capitolo successivo.

Anzi, ho una sorta di post scriptum: ero partito con l'idea di scrivere questo capitolo in modo serio, in modo *asettico*² (come ho sentito ripetere più volte questa mattina, 20 ottobre 2013, in treno, da un signore, in merito alle scelte riguardo al nuovo orario invernale della tratta Venezia-Portogruaro), senza scherzare. Come avete avuto modo di leggere così non è stato, man mano che digitavo mi venivano in mente solo frasi dall'aspetto scherzoso e un po' sfacciato, tanto che avevo scritto, per poi cambiarlo, che ringraziavo

²asettico agg. [comp. di a- priv. e settico, sull'esempio dell'ingl. aseptic e fr. aseptique] (pl. m. -ci). – 2. fig., letter. Che è privo di forza creativa, di personalità, di mordente, o che, nelle sue manifestazioni, si rivela freddo, arido, senza calore, privo o incapace di passioni, di preferenze e sim.

il mio relatore Luca Grande ed il dott. Luca Piccolo...

In merito a quest'ultima parte. Quattro precisazioni: la prima, nella bozza da correggere che ho dato al Professor Palmieri ovviamente ho omesso di allegare questo capitolo; seconda, se qualcuno leggesse questi ringraziamenti, mi raccomando, agarosio in bocca [14]; terza, confido nel fatto che il professor Palmieri non riprenda in mano questa tesi, o almeno non legga i ringraziamenti; quarta ed ultima, se uno od entrambi i Luca dovessero leggere queste righe, punto tutto sulla loro clemenza nei miei confronti.

Ah!! mi stavo per dimenticare!! Un grazie anche al termos che ho utilizzato per mantenere stabile la temperatura della sezione di fibra, dalle foto presenti in questa tesi non si vede, ma il poverino non ha retto alla temperatura elevata dell'acqua che gli versavo dentro e si è formata una vistosa crepa nella plastica esterna!

Bibliografia

- [1] Eric Udd, *An overview of fiber-optic sensors*, Rev.Sci.Instrum. 66(8), pp 4015-4030, American Institute of physics, 1995.
- [2] Marco Santagiustina, Slide del corso photonics device, Università di Padova, aa 2012/2013.
- [3] Govind P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, Academic press, 2007.
- [4] Robert W. Boyd, *Nonlinear optics*, Academic press, 2008.
- [5] M.J. Damzen et al *Stimulated Brillouin Scattering, Fundamentals and Applications*, Institute of physics Publishing, 2003.
- [6] M. Oskar van Deventer e J. Boot, *Polarization Properties of Stimulated Brillouin Scattering in Single-Mode Fibers*, Journal of lightwave tecnologia, Vol.12, No.4, 1994.
- [7] Mark Nikles, L. Thevenaz e A. Robert, *Brillouin Gain Spectrum Characterization in Single-Mode Optical Fibers*, Journal of lightwave tecnologia, Vol.15, No.10, 1997.
- [8] Tsuneo Horiguchi, Kaoru Shimizu, Toshio Kurashima et. al., *Development of a distributed sensing technique using Brillouin scattering*, Journal of lightwave tecnologia, Vol.13, No.7, 1995.
- [9] D. Culverhouse, F. Farahi, C. N. Pannell, D. A. Jackson, *Potential Of Stimulated Brillouin Scattering As Sensing Mechanism For Distributed Temperature Sensors*, Electronics letters, Vol.25, No.14, 1989.
- [10] K. Y. Song, S. Chin, N. Primerov e L. Thevenaz, *Time-Domain Distributed Fiber Sensor With 1 cm Spatial Resolution Based on Brillouin Dynamic Grating*, Journal of lightwave tecnologia, Vol.28, No.14, 2010.
- [11] A. Loayssa, D. Benito, M. J. Garde, *High-resolution measurement of stimulated Brillouin scattering spectra in single-mode fibres*, IEE proceedings-Optoelectronic, Vol.148, No.3, 2001.
- [12] X. Bao, D. J. Webb, D. A. Jackson, *22-km distributed temperature sensor using Brillouin gain in an optical fiber*, Optics letters, Vol.18, No.7, 1993.
- [13] S. Diaz, S. F. Mafang, M. Lopez-Amo e L. Thevenaz, *A High-Performance Optical Time-Domain Brillouin Distributed Fiber Sensor*, IEEE sensors journal, Vol.8, No.7, 2008.
- [14] Matteo Bernardello, *Sviluppo sperimentale di un tomografo a coerenza ottica*, tesi magistrale, Università di Padova, 7ottobre2013