

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE



Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA TRIENNALE

---

**INTERFEROMETRIA DI IMPULSI  
ULTRACORTI DI LUCE INFRAROSSA**

---

Laureanda:  
Marta *ZONNO*

Relatore:  
*Dott. Daniele FAUSTI*

Correlatore:  
*Prof. Fulvio PARMIGIANI*

ANNO ACCADEMICO 2010-2011



# Indice

<b>1</b>	<b>Introduzione</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Aspetti teorici</b>	<b>4</b>
2.1	Fenomeno dell'interferenza . . . . .	4
2.1.1	Descrizione del fenomeno . . . . .	4
2.1.2	Funzione di autocorrelazione d'intensità . . . . .	6
2.1.3	Interferometri . . . . .	7
2.1.3.1	Interferometro di Michelson . . . . .	8
2.1.3.2	Altri tipi di interferometro . . . . .	9
2.2	Ottica non lineare . . . . .	10
2.2.1	Introduzione all'ottica non lineare . . . . .	10
2.2.2	Generazione di luce continua . . . . .	12
2.2.3	OPA e DFG . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Apparato sperimentale</b>	<b>15</b>
3.1	Componenti ottiche . . . . .	15
3.2	Componenti elettroniche . . . . .	17
3.3	Procedura di acquisizione . . . . .	18
3.4	Calibrazione dello strumento . . . . .	19
3.5	OPA - Descrizione dello strumento . . . . .	19
3.6	DFG - Descrizione dello strumento . . . . .	20
<b>4</b>	<b>Risultati sperimentali</b>	<b>22</b>
4.1	Misure preliminari . . . . .	22
4.2	Misure di autocorrelazione . . . . .	23
4.3	Caratterizzazione dei prodotti dell'OPA . . . . .	28
4.4	Caratterizzazione dei prodotti del DFG . . . . .	31
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>33</b>

# Capitolo 1

## Introduzione

Un'analisi microscopica di molti processi fondamentali nella materia ha inizio alla scala temporale dei pico o femto secondi. Gli eventi primari associati a trasformazioni macroscopiche che appaiono relativamente lente, come reazioni chimiche, fotosintesi e cambiamenti di fase, si sviluppano sulla scala temporale dei femtosecondi. Una tecnologia basata su tale scala apre nuove possibilità d'indagine basate sulle caratteristiche uniche degli impulsi di luce ultracorti. Infatti, l'energia risulta concentrata in un intervallo temporale dell'ordine di  $10^{-15}$  s e l'intensità di picco è molto elevata anche con una modesta energia dell'impulso.

Lo scopo di questo lavoro è stato la costruzione di un interferometro per caratterizzare impulsi ultracorti di luce nel vicino e medio infrarosso. Per prima cosa si è costruito lo strumento seguendo lo schema dell'interferometro di Michelson. La scelta di questo tipo di interferometro è stata dettata dalla sua semplicità di realizzazione e allineamento delle ottiche. A tale strumento è stato affiancato un programma scritto in linguaggio LabVIEW per l'acquisizione dei dati ed una loro prima analisi attraverso la Trasformata di Fourier in modo da passare dall'interferogramma allo spettro in lunghezza d'onda del laser. Una volta calibrato lo strumento con un laser pointer HeNe, lo si è testato con lo studio di un fascio impulsato a  $800\text{ nm}$ . A queste misure preliminari sono susseguite, sempre utilizzando il fascio a  $800\text{ nm}$ , misure di autocorrelazione d'intensità e interferometrica mostrando come la prima, a differenza della seconda, dipenda fortemente dalla durata temporale dei singoli impulsi del fascio. Si è passati poi alla caratterizzazione degli impulsi ultracorti nel vicino infrarosso generati dall'amplificatore ottico parametrico OPA 9800/9850, confrontando i risultati ottenuti con quelli forniti da uno spettrometro a fibra ottica. Verificata l'attendibilità dello strumento realizzato, l'ultimo passo di questo lavoro è stato la caratterizzazione di impulsi ultracorti nel medio infrarosso prodotti dal generatore della frequenza dif-

ferenza DFG.

Un problema fondamentale nell'indagine con impulsi ultracorti è trovare nuovi strumenti e tecniche che permettano l'osservazione e la manipolazione della scala temporale dei fs. Ogni tecnica di misura introduce qualche perturbazione al parametro che si vuole misurare e nell'ambito dell'ottica del fs la riflessione e la trasmissione attraverso molti elementi ottici porta ad una modifica del segnale che si deve analizzare. Lo strumento sviluppato attraverso questo lavoro può rappresentare un semplice ma valido schema diagnostico per impulsi ultracorti di luce infrarossa.

# Capitolo 2

## Aspetti teorici

Questo primo capitolo presenta gli aspetti teorici fondamentali che è bene conoscere per la comprensione di quanto esposto nei capitoli successivi. Comprende un riassunto della teoria di base del fenomeno dell'interferenza e la breve descrizione degli strumenti ottici atti a misurarla: gli interferometri. Successivamente viene fornita una rapida introduzione all'ottica non lineare e, attraverso l'introduzione degli ordini superiori al primo della funzione dielettrica, di quei processi non lineari fondamentali per la comprensione del lavoro svolto.

### 2.1 Fenomeno dell'interferenza

#### 2.1.1 Descrizione del fenomeno

La teoria dell'interferenza ottica si basa sul principio di sovrapposizione lineare dei campi elettromagnetici. I campi elettrici e magnetici prodotti da più sorgenti in un dato punto dello spazio vuoto sono la somma vettoriale dei campi che ogni sorgente produce nel punto in questione indipendentemente dalle altre.

Si considerino i campi elettrici prodotti da due onde armoniche piane polarizzate linearmente con stessa frequenza  $\omega$  in un mezzo omogeneo:

$$\mathbf{E}^{(1)} = \mathbf{E}_1 \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_1)$$

$$\mathbf{E}^{(2)} = \mathbf{E}_2 \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \Phi_2)$$

L'intensità del campo dovuta alla loro sovrapposizione nel medesimo punto dello spazio e al medesimo tempo  $t$  è:

$$\begin{aligned}
 I &= \langle |\mathbf{E}|^2 \rangle = \langle (\mathbf{E}^{(1)} + \mathbf{E}^{(2)}) \cdot (\mathbf{E}^{(1)} + \mathbf{E}^{(2)}) \rangle \\
 &= \langle |\mathbf{E}^{(1)}|^2 \rangle + \langle |\mathbf{E}^{(2)}|^2 \rangle + 2\mathbf{E}^{(1)} \cdot \mathbf{E}^{(2)} \\
 &\quad \langle [\cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \Phi_1) \cos(\omega t) + \sin(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \Phi_1) \sin(\omega t)] \\
 &\quad [\cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \Phi_2) \cos(\omega t) + \sin(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \Phi_2) \sin(\omega t)] \rangle
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

dove le parentesi acute denotano la media temporale. Ricordando che  $\langle \cos^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{2}$ ,  $\langle \sin^2(\omega t) \rangle = \frac{1}{2}$  e  $\langle \cos(\omega t) \sin(\omega t) \rangle = 0$ , l'intensità è

$$I = I^{(1)} + I^{(2)} + \mathbf{E}^{(1)} \cdot \mathbf{E}^{(2)} \cos \theta$$

L'ultimo termine è detto *termine di interferenza* e  $\theta = \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \Phi_1 - \Phi_2$  rappresenta la differenza di fase tra i campi delle due sorgenti, prodotta dalla combinazione della differenza tra i due cammini e quella di fase iniziale. Se  $E^{(1)}$  e  $E^{(2)}$  sono perpendicolari tra loro il termine d'interferenza è nullo e quindi l'intensità è la semplice somma di quelle delle singole onde; se, invece, sono paralleli il termine d'interferenza si riduce a  $E^{(1)}E^{(2)} \cos \theta$ , da cui

$$I = I^{(1)} + I^{(2)} + 2\sqrt{I^{(1)}I^{(2)}} \cos \theta \tag{2.2}$$

Indicato con  $t$  il tempo necessario al primo fascio di luce per giungere al punto  $\mathbf{r}$  e con  $t + \tau$  quello necessario al secondo fascio nel compiere un diverso percorso, il termine d'interferenza si può esprimere come

$$2\text{Re}\Gamma_{12}(\tau)$$

dove

$$\Gamma_{12}(\tau) = \langle E^{(1)}(t)E^{*(2)}(t + \tau) \rangle \tag{2.3}$$

è detta *funzione di mutua coerenza* o *funzione di correlazione* dei due campi  $E^{(1)}$  e  $E^{*(2)}$ . Quando i campi  $E^{(1)}$  e  $E^{(2)}$  coincidono si ottiene la *funzione di autocorrelazione* che si riduce all'intensità ordinaria quando  $\tau = 0$ . [1]

Normalizzando  $\Gamma_{12}(\tau)$  è possibile ricavare il *grado di coerenza parziale*:

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)}\sqrt{\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{I_1}\sqrt{I_2}} \tag{2.4}$$

La legge generale d'interferenza per fasci di luce parzialmente coerenti risulta quindi essere:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \text{Re}\gamma_{12}(\tau) \tag{2.5}$$

Essendo  $\gamma_{12}(\tau)$  una quantità complessa essa è esprimibile come

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| e^{i\theta_{12}(\tau)}$$

dove la fase è legata all'equazione (2.3), ovvero alla differenza tra i due cammini per giungere al punto  $\mathbf{r}$ , e alla fase angolare tra i campi,  $\phi$ . Se poniamo, quindi,  $\theta_{12}(\tau) = \alpha_{12}(\tau) - \phi$ , l'equazione (2.4) è così riscrivibile

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(\tau)| \cos[\alpha_{12}(\tau) - \phi]$$

Confrontando questa espressione con l'equazione (2.2) risulta evidente che se  $|\gamma_{12}(\tau)| = 1$   $I$  è la stessa intensità generata da due onde coerenti con una differenza di fase di  $\alpha_{12}$ . Se invece  $|\gamma_{12}(\tau)| = 0$ ,  $I = I_1 + I_2$  e non vi è interferenza e le due onde vengono dette incoerenti tra loro.

Riassumendo, in funzione di  $|\gamma_{12}(\tau)|$  si potranno avere le seguenti tipologie di coerenza[2]:

$$\begin{aligned} |\gamma_{12}| = 1 & \quad \text{completamente coerente} \\ 0 < |\gamma_{12}| < 1 & \quad \text{parzialmente coerente} \\ |\gamma_{12}| = 0 & \quad \text{completamente incoerente} \end{aligned}$$

### 2.1.2 Funzione di autocorrelazione d'intensità

Come presentato nella sezione precedente, la funzione di autocorrelazione lineare per un campo  $E(t)$  è definita come

$$\Gamma(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) E^*(t + \tau) dt$$

Una misura di tale funzione di autocorrelazione è possibile dividendo un fascio di luce in due fasci distinti e creando tra loro uno sfasamento temporale  $\tau$  dovuto ad una differenza di lunghezza dei rispettivi cammini ottici. Una volta ricombinati i due fasci su un rivelatore, il segnale di autocorrelazione da esso ricevuto è

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t + \tau)|^2 dt$$

La trasformata di Fourier di tale funzione di autocorrelazione fornisce lo spettro del campo  $E(t)$ .

Tenendo conto che al campo  $E(t)$  corrisponde un'intensità  $I(t) = |E(t)|^2$ , è possibile definire la *funzione di autocorrelazione d'intensità* o *funzione di autocorrelazione non lineare*

$$\Lambda(\tau) = \langle I(t) I(t + \tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I(t + \tau) dt$$

In questo caso, la dipendenza del segnale di autocorrelazione rispetto allo sfasamento temporale  $\tau$  è dato da

$$I_{nl}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E(t)E(t + \tau)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t + \tau) dt$$

L'idea base per una misura di autocorrelazione d'intensità è la stessa di quella già presentata per la funzione di autocorrelazione lineare: un fascio di luce viene diviso in due fasci separati, che vengono poi sfasati temporalmente attraverso una differenza di cammino ottico. A differenza del caso precedente, essi vengono focalizzati su un cristallo con proprietà ottiche non lineari per sfruttare il fenomeno di generazione di seconda armonica. I dettagli del set up sperimentale adatto ad una misura di autocorrelazione d'intensità vengono esposti nella sezione 4.2. Qui ci si limita ad osservare che la misura appena descritta può essere effettuata sia se i due fasci sono collineari prima dell'incisione sul cristallo per la generazione della seconda armonica, sia se i due fasci non lo sono, come mostrato nella Figura 2.1

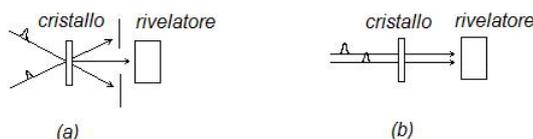


Figura 2.1: Configurazioni per una misura di autocorrelazione di intensità: (a) fasci non collineari; (b) fasci collineari

Se i due fasci sono collineari il segnale d'intensità ricevuto dal rivelatore presenta un background dovuto al segnale di seconda armonica dei due singoli impulsi anche quando essi non giungono sul cristallo nello stesso istante. Invece nella configurazione (a) in cui i due fasci non sono collineari il segnale d'intensità risulta libero da background in quanto il rivelatore riceve il segnale solamente quando gli impulsi dei due fasci incidono sul cristallo in coincidenza temporale.

### 2.1.3 Interferometri

Gli strumenti ottici che misurano l'interferenza sono detti interferometri. Il problema principale nel produrre interferenza è avere sorgenti coerenti; infatti, ad eccezione per i moderni laser, non esistono sorgenti indipendenti adeguatamente coerenti tra loro. Per ovviare a questo problema si può considerare una sola sorgente e dividere il fascio generato da essa. Per ottenere

più fasci di luce da uno singolo si possono utilizzare due metodi generali : uno si basa sulla divisione del fronte d'onda, come nell'esperimento delle due fenditure di Young; l'altro sulla divisione di ampiezza da parte di una superficie parzialmente riflettente che divide il fascio in due parti, una parte riflessa ed una trasmessa.

### 2.1.3.1 Interferometro di Michelson

L'interferometro di Michelson sfrutta il secondo metodo per produrre la figura di interferenza dividendo un fascio di luce in due parti, ognuna delle quali compie un diverso cammino ottico rispetto all'altra. Una volta ricombinati insieme i due fasci interferiscono in base alla differenza della lunghezza dei due cammini percorsi. Uno schema semplice dell'apparato è mostrato in Figura 2.2.[1]

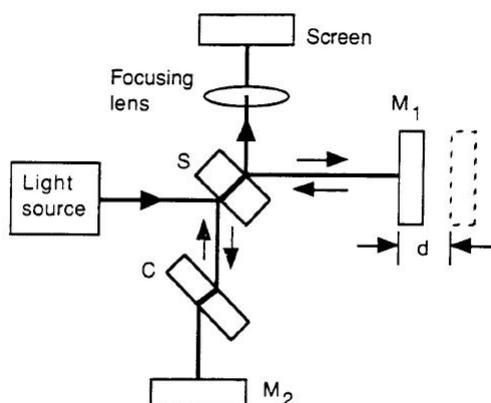


Figura 2.2: Illustrazione schematica di un interferometro di Michelson

La luce proveniente dalla sorgente incide sul beam splitter (rappresentato da  $S$ ), che divide il fascio in due parti: una viene trasmessa allo specchio mobile  $M_1$  e l'altra viene riflessa sullo specchio fisso  $M_2$ . Il compensatore  $C$  compensa la differenza di lunghezza dei due cammini ottici dovuta al passaggio attraverso il mezzo denso del beam splitter  $S$ . Esso viene introdotto in modo tale che i due cammini ottici abbiano la stessa lunghezza quando  $M_1$  e  $M_2$  si trovano alla medesima distanza dal beam splitter. La figura d'interferenza potrà essere osservata sullo schermo rivelatore grazie alla sovrapposizione della parte riflessa del fascio proveniente da  $M_1$  e di quella trasmessa proveniente da  $M_2$ . In tal modo i due fasci incidenti lo schermo

appaiono provenienti da due sorgenti piane virtuali,  $S_1$  e  $S_2$ , posizionate oltre lo specchio  $M_2$ , con una differenza di cammino ottico di  $2d$ .

### 2.1.3.2 Altri tipi di interferometro

L'interferometro di Mach-Zehnder è un altro strumento basato sulla divisione di ampiezza del fascio di luce. Come mostrato nella Figura 2.3, esso è costituito da due specchi  $M$  e da due beam splitter,  $BS_1$  e  $BS_2$ . Con questo strumento non appare una figura di interferenza su uno schermo di osservazione, ma il risultato dell'esperimento viene evidenziato dalla lettura dei due rivelatori  $D_1$  ed  $D_2$ . Questo tipo di interferometro risulta difficile da allineare in quanto, una volta divisi dal primo beam splitter, i percorsi dei due fasci nel sistema rimangono separati.

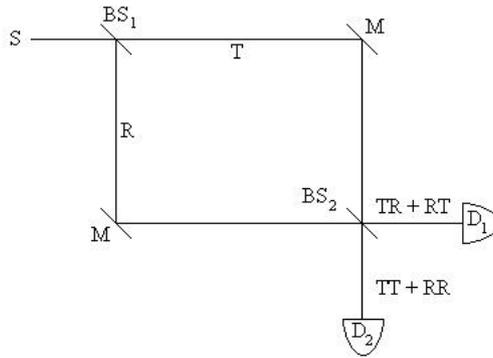


Figura 2.3: Illustrazione schematica di un interferometro di Mach-Zehnder

Il fascio di luce proveniente da  $S$  viene più volte diviso utilizzando i beam splitter ed ogni volta che subisce una riflessione si sfasa di  $\frac{\pi}{2}$  rispetto al fascio incidente. Sul rivelatore  $D_1$  arrivano il fascio  $TR$  trasmesso da  $BS_1$  e riflesso da  $M$  e da  $BS_2$  (quindi con uno sfasamento totale di  $\pi$  rispetto al fascio incidente) e il fascio  $RT$  riflesso da  $BS_1$  e da  $M$  e trasmesso da  $BS_2$  (sfasamento totale di  $\pi$ ). In  $D_1$ , quindi, si ha interferenza costruttiva in quanto i due fasci  $TR$  e  $RT$  risultano in fase tra loro. Sul rivelatore  $D_2$ , invece, si ha interferenza distruttiva in quanto il fascio  $TT$  arriva con uno sfasamento di  $\frac{\pi}{2}$ , mentre il fascio  $RR$  con sfasamento  $\frac{3\pi}{2}$ . L'efficacia di questo strumento nel determinare la differenza di fase di due fasci collimati provenienti da una sorgente di luce coerente viene sfruttata per misurare i piccoli cambiamenti di fase dovuti all'introduzione di un campione su uno dei due cammini ottici. Conoscendo la differenza di fase provocata dal campione è, ad esempio, possibile calcolare l'indice di rifrazione del mezzo interposto.[2][3]

## 2.2 Ottica non lineare

### 2.2.1 Introduzione all'ottica non lineare

Col termine ottica non lineare vengono identificati tutti quei fenomeni nei quali la polarizzazione indotta nel materiale presenta termini di ordine maggiore del primo non trascurabili. La trattazione ordinaria degli effetti di sovrapposizione dei fasci luminosi, della riflessione e della rifrazione presenta una dipendenza lineare tra il campo elettromagnetico e la risposta del mezzo in cui il campo si propaga. Normalmente, quindi, la forza di polarizzazione si assume parallela alla direzione del campo e direttamente proporzionale all'intensità dello stesso, secondo la relazione

$$P(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi E(\mathbf{r}, t)$$

dove  $\chi$  rappresenta la suscettività del materiale e  $\epsilon_0$  la costante dielettrica nel vuoto.

Un'alta intensità del campo incidente può però generare effetti ottici non lineari. In questi casi, non è più possibile supporre una dipendenza lineare tra la polarizzazione e il campo elettromagnetico, ovvero l'indipendenza di  $\chi$  dal campo elettrico stesso. Sorge quindi la necessità di sviluppare la suscettività intorno a  $E = 0$ :

$$\chi_{ij}(E) \simeq \chi_{ij}(0) + \frac{\partial \chi_{ij}}{\partial E_k}(0) E_k + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi_{ij}}{\partial E_k \partial E_l}(0) E_k E_l + \dots$$

che comporta una polarizzazione

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \epsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots$$

Il primo termine lineare in  $E$  è quello che descrive l'ottica lineare mentre i successivi sono i termini non lineari della polarizzazione. Nell'equazione appena mostrata vengono esplicitati soltanto il termine del secondo e del terzo ordine.

Considerando onde piane, il termine lineare della polarizzazione è quindi

$$P_j^{(1)}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \int_{-\infty}^t \chi_{ij}^{(1)}(t-t') E_j(\mathbf{r}, t') dt'$$

e passando allo spazio delle frequenze,  $\tau \rightarrow t - t'$

$$\begin{aligned} P_i^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) &= \frac{\epsilon_0}{2} \int_0^\infty \chi_{ij}^{(1)} e^{i\omega\tau} d\tau E(\omega) e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r} - \omega t)} \cdot \hat{e}_j + \text{compl.conj.} \\ &= \frac{\epsilon_0}{2} \chi_{ij}^{(1)}(\omega) E(\omega) + \text{compl.conj.} \end{aligned}$$

con  $\chi(\omega) = \mathbb{F}(\chi)(\omega) = \int_0^\infty \chi(\tau) e^{i\omega\tau} d\tau$

Facendo la stessa operazione con il termine di polarizzazione del secondo ordine con  $\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = \hat{e}_1 \frac{E_{a1}}{2} e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} + \hat{e}_2 \frac{E_{a2}}{2} e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} + \text{compl.conj.}$  si ottiene [4]

$$P_i^{(2)} = \frac{\epsilon_0}{4} M$$

dove

$$\begin{aligned} M = & \chi_{ijk}(2\omega_1; \omega_1, \omega_1) \hat{e}_{1j} \hat{e}_{1k} E_{a1}^2 e^{2i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)} + \text{compl.conj.} + \\ & + \chi_{ijk}(2\omega_2; \omega_2, \omega_2) \hat{e}_{2j} \hat{e}_{2k} E_{a2}^2 e^{2i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)} + \text{compl.conj.} + \\ & + 2\chi_{ijk}(\omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2) \hat{e}_{1j} \hat{e}_{2k} E_{a1} E_{a2} e^{i[(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} - (\omega_1 + \omega_2)t]} + \text{compl.conj.} + \\ & + 2\chi_{ijk}(\omega_1 - \omega_2; \omega_1, -\omega_2) \hat{e}_{1j} \hat{e}_{2k} E_{a1} E_{a2}^* e^{i[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} - (\omega_1 - \omega_2)t]} + \text{compl.conj.} + \\ & + 2\chi_{ijk}(0; \omega_1, -\omega_1) \hat{e}_{1j} \hat{e}_{1k} E_{a1} E_{a1}^* + \\ & + 2\chi_{ijk}(0; \omega_2, -\omega_2) \hat{e}_{2j} \hat{e}_{2k} E_{a2} E_{a2}^* \end{aligned}$$

La quantità  $M$  raccoglie quindi i termini responsabili degli effetti caratteristici della non-linearità al secondo ordine dovuti a  $\chi^{(2)}$ :

- $\chi^{(2)}(\omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2)$ , generazione della frequenza somma (Sum Frequency Generation, SFG) e il caso degenere  $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$ , generazione della seconda armonica (Second Harmonic Generation, SHG)
- $\chi^{(2)}(\omega_1 - \omega_2; \omega_1, \omega_2)$ , generazione della frequenza differenza (Difference Frequency Generation, DFG) e il caso degenere  $\chi^{(2)}(0; \omega, -\omega)$ , rettificazione ottica (Optical Rectification, OR)
- $\chi^{(2)}(\omega; \omega, 0)$ , effetto pockels (Pockels effect)
- $\chi^{(2)}(\omega_{idler}; \omega_{pump}, -\omega_{signal})$ , amplificazione ottica parametrica (Optical Parametric Amplification, OPA)

Il terzo ordine della polarizzazione, supponendo per semplicità che il campo incidente abbia solo la componente  $\hat{x}$  di polarizzazione e si propaghi lungo l'asse  $z$ , può essere espresso come

$$P_x^{(3)} = 3\epsilon_0 \chi^{(3)} |E_x|^2 E_x$$

Nel caso di materiali trasparenti  $\chi^{(3)}$  può essere considerata una quantità reale e il contributo del terzo ordine alla polarizzazione non lineare risulta in un cambiamento dell'indice di rifrazione del materiale in risposta al campo elettrico applicato.[5] Questo effetto è noto come *effetto ottico di Kerr*. Esso si distingue dal Pockels effect per il fatto che il cambiamento indotto nell'indice

di rifrazione è direttamente proporzionale al quadrato del campo elettrico e non lineare con esso. Infatti, nel caso dell'effetto di Kerr, la relazione che esprime la dipendenza all'ordine più basso dell'indice di rifrazione dal campo elettrico è

$$n = n_0 + n_2 I$$

dove  $n_0$  rappresenta l'ordinario indice di rifrazione indipendente dall'intensità,  $I$  l'intensità del campo incidente e  $n_2$ , detto *indice di rifrazione non lineare*, descrive la forza dell'accoppiamento tra il campo elettrico e l'indice di rifrazione stesso.

### 2.2.2 Generazione di luce continua

Il processo di generazione di luce continua, elemento chiave nella costruzione di strumenti in grado di generare amplificazione ottica parametrica, sfrutta gli effetti non lineari legati al termine del terzo ordine della suscettività  $\chi^{(3)}$ . Esso è dominato dall'autofocalizzazione (Self-Focusing, SF), e dall'auto-modulazione di fase (Self-Phase Modulation, SPM), entrambi processi basati sull'effetto di Kerr.

Nel primo dei due processi la variazione spaziale di un fascio laser gaussiano porta ad un cambiamento significativo dell'indice di rifrazione nello spazio creando nel mezzo di Kerr, per esempio nello zaffiro, una lente positiva. Tale lente positiva causa un collasso del fascio su se stesso, come mostrato nella seguente Figura 2.4.

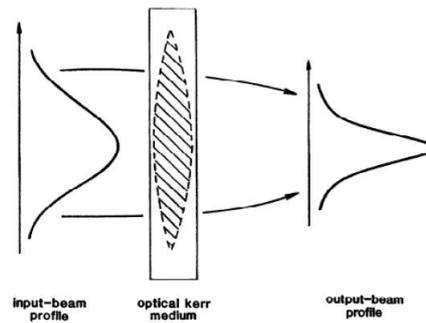


Figura 2.4: Fascio autofocalizzato in un mezzo di Kerr [9]

Se consideriamo un fascio gaussiano, la forma spaziale dell'intensità è esprimibile come

$$I = I_{max} e^{-2(\frac{r}{w})^2}$$

dove  $I_m$  rappresenta l'intensità del picco massimo,  $\omega$  la larghezza della curva e  $r$  la distanza dalla direzione di propagazione del fascio. La dipendenza dell'indice di rifrazione dall'intensità del campo porta ad uno shift della fase dell'impulso. Tenendo conto che la fase di un fascio che si propaga in un mezzo di lunghezza  $l$  è  $\phi = nkl = n\frac{2\pi}{\lambda}l$ , il  $\delta\phi$  risulta esprimibile come

$$\delta\phi = \frac{2\pi\delta n l}{\lambda} = \frac{2\pi I_{max} n_2 l}{\lambda} e^{-2(\frac{r}{\omega})^2} \simeq \frac{2\pi I_{max} n_2 l}{\lambda} \left[ 1 - 2 \left( \frac{r}{\omega} \right)^2 \right]$$

La differenza di fase può perciò essere considerata come una funzione parabolica di  $(\frac{r}{\omega})$ , il che è equivalente all'affermare l'induzione di una lente positiva nel materiale.[6] Il collasso dovuto all'autofocalizzazione porta ad avere un fascio gaussiano altamente simmetrico nonostante il profilo del fascio incidente.

L'automodulazione di fase è il parallelo temporale dell'effetto spaziale appena descritto. Il profilo temporale dell'impulso crea un rapido cambiamento dell'indice di rifrazione che, a sua volta, porta a una modifica della fase del laser e della sua frequenza. Questo shift della frequenza può superare la frequenza fondamentale del laser stesso e generare lunghezze d'onda estese dall'ultravioletto all'infrarosso.

E' interessante notare che, poichè la risposta temporale del termine non lineare  $n_2$  è dell'ordine di  $10 fs$ , il fronte dell'impulso non subisce gli stessi effetti di SF e SPM della coda dell'impulso ed è perciò favorita la conversione a lunghezze d'onda più corte.[7]

### 2.2.3 OPA e DFG

#### *Amplificazione ottica parametrica e Generazione della frequenza differenza*

L'amplificazione ottica parametrica e la generazione della frequenza differenza sono processi ottici non lineari che coinvolgono tre distinti fasci di luce: *signal*, *idler* e *pump*. Essi rientrano nella classe di processi non lineari in cui due fasci di frequenze differenti generano un terzo fascio la cui frequenza è la somma o la differenza di quelle dei fasci iniziali.

Nel caso dell'OPA, chiamate  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  e  $\omega_3$  le frequenze del fascio di signal, idler e pump rispettivamente, il principio di conservazione dell'energia è rappresentato dalla relazione

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$$

mentre nel caso del DFG

$$\omega_{DFG} = \omega_1 - \omega_2$$

Oltre alla conservazione dell'energia un'altra condizione fondamentale per entrambi i processi è quella di phase matching che rappresenta la conservazione del momento:

$$k_{\omega_3} = k_{\omega_1} + k_{\omega_2}$$

La condizione di phase matching è raggiungibile attraverso l'utilizzo di cristalli con proprietà ottiche non lineari come il  $\beta$ -borato di bario (BBO) usato nello svolgimento di questo lavoro. Questi cristalli presentano tipicamente tre assi ottici, uno o due dei quali hanno un indice di rifrazione differente da quello dei restanti. E' questa proprietà che permette di soddisfare la condizione di phase matching scegliendo la polarizzazione dei fasci incidenti e l'orientazione del cristallo stesso.

La differenza principale tra OPA e DFG risiede nelle condizioni iniziali; infatti nel DFG le due onde iniziali hanno intensità comparabili tra loro (solitamente viene utilizzata la coppia di input signal-idler generata dall'OPA), mentre nell'OPA vi è un fascio di pompa, quello a lunghezza d'onda minore, con intensità molto elevata e un fascio di signal molto debole. La differenza tra i due processi perciò scompare non appena nell'OPA una parte significativa dell'energia del fascio di pompa viene trasferita ai fasci a frequenza minore.[4]

# Capitolo 3

## Apparato sperimentale

In questa sezione viene descritto il set up sperimentale utilizzato presentando brevemente il percorso del fascio di luce e le caratteristiche del programma di acquisizione dati e delle componenti elettroniche dell'alimentatore della slitta dello specchio mobile. Inoltre viene fornita una breve descrizione dell'amplificatore ottico parametrico e del generatore della frequenza differenza utilizzati per generare impulsi ultracorti nel vicino e medio infrarosso.

### 3.1 Componenti ottiche

L'apparato realizzato per la caratterizzazione di impulsi ultracorti di luce laser infrarossa è schematizzato nella figura seguente, dove il riquadro denominato *Laser* rappresenta tutte le cavità ottiche che costituiscono la sorgente laser.:

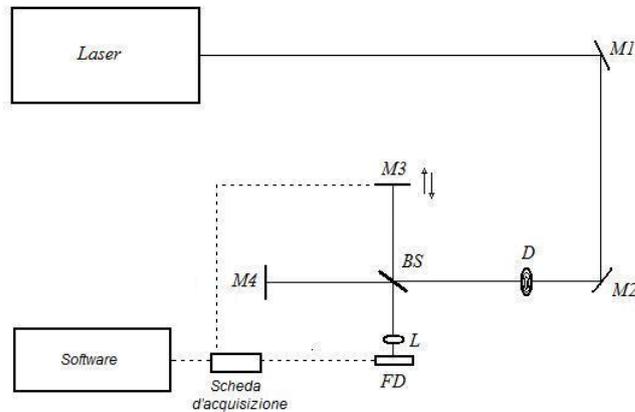


Figura 3.1: Sistema sperimentale utilizzato

Il fascio laser che si vuole caratterizzare viene introdotto nel corpo centrale dello strumento attraverso gli specchi  $M1$  e  $M2$ , passando poi per il *diagramma*  $D$ , ovvero un'apertura circolare che permette di controllare il profilo spaziale d'intensità. L'inserimento di tale componente ha lo scopo di evitare, regolandone adeguatamente l'apertura, la saturazione del fotodiodo date le intensità dei fasci laser utilizzati, dell'ordine dei  $mW$ . Il fascio laser uscente dal diaframma viene diviso dal *beam splitter*  $BS$ : 50% del fascio iniziale viene trasmesso allo specchio fisso  $M4$ ; il restante 50% riflesso sullo specchio mobile  $M3$ , il cui movimento viene controllato elettronicamente. I due fasci vengono poi ricombinati insieme sulla lente  $L$  di fuoco  $2\text{ cm}$  che corrispondono alla distanza a cui viene posto il fotodiodo  $FD$ , un rivelatore che assorbe i fotoni producendo un segnale elettrico (corrente o tensione) proporzionale all'intensità media della luce rilevata. Il segnale d'intensità ricevuto dipenderà quindi dalla differenza di cammino ottico accumulata dai due fasci laser, pari al doppio dello spostamento della slitta dello specchio  $M3$ .

Quella appena descritta rappresenta la configurazione base del set up utilizzato. Tuttavia sono necessarie alcune modifiche specifiche per alcune delle misure effettuate:

- per misure di autocorrelazione d'intensità viene introdotto, tra la lente  $L$  e il fotodiodo, un cristallo  $BBO$  per generazione di seconda armonica;
- per l'analisi del fascio laser generato con il DFG viene sostituita la lente  $L$  con un'altra di fuoco  $20\text{ cm}$  posizionata prima del beam splitter. Inoltre il fotodiodo sul continuo viene scambiato con uno a modulazione

introducendo davanti al fotodiodo stesso un *chopper*, ovvero un modulatore meccanico, affinché la lettura del segnale avvenga solamente alla frequenza definita dal chopper stesso.

## 3.2 Componenti elettroniche

L'alimentatore della slitta dello specchio *M3* consiste in un generatore di forma d'onda triangolare, capace di erogare una corrente di uscita fino ad  $1\text{ A}$ . La frequenza dell'onda è regolabile tra circa  $2.5\text{ Hz}$  e  $100\text{ Hz}$ , mentre l'ampiezza dell'onda può essere variata nell'intervallo  $\pm 5\text{ V}$ , con offset aggiustabile purché la tensione d'uscita rimanga nello stesso range. Sincronizzato ai punti di inversione della tensione triangolare, è generato un impulso di trigger, con delay e durata regolabili. Questo impulso di trigger, inviato alla scheda di acquisizione, è utilizzato per sincronizzare l'inizio dell'acquisizione con la forma d'onda generata.

Nel grafico seguente è mostrata la tensione triangolare generata dall'alimentatore, digitalizzata a  $250\text{ kHz}$  ( $4\text{ }\mu\text{s}/\text{punto}$ ), attraverso una scheda di acquisizione NI a 16 bit (NI USB-6210).

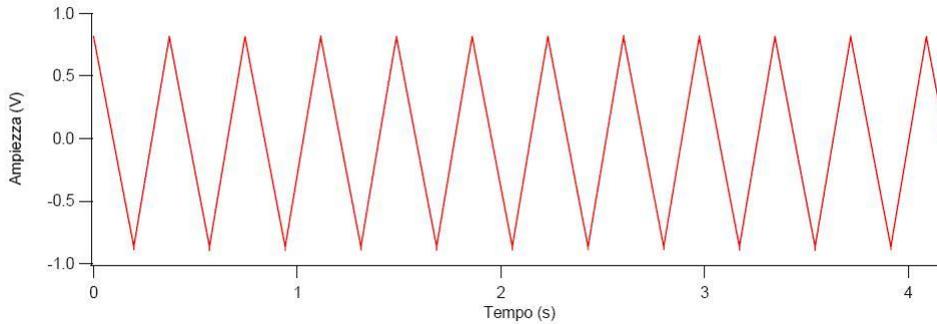


Figura 3.2: Funzione d'onda triangolare generata dall'alimentatore

In questo caso l'ampiezza dell'onda è di circa  $1.6\text{ V}$  ( $\pm 0.8\text{ V}$ ), con offset pari a zero ed il periodo di circa  $0.4\text{ s}$ , pari ad una frequenza di  $2.5\text{ Hz}$ . Fornendo una tensione di questo tipo alla slitta dello specchio *M3*, si ottiene un moto periodico con velocità in buona approssimazione costante (tranne che vicino ai punti di inversione del moto). La velocità si ottiene come  $v = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ , dove  $\Delta x$  è l'escursione massima del dispositivo (proporzionale all'ampiezza dell'onda) e  $\Delta t$  è pari a metà del periodo dell'onda ( $\sim 0.2\text{ s}$ ,  $5\text{ Hz}$  in questo caso).

### 3.3 Procedura di acquisizione

Il segnale in ingresso nel fotodiode dell'apparato strumentale appena descritto viene elaborato tramite un software scritto in linguaggio LabVIEW. Dell'intero segnale ricevuto dal fotodiode in funzione del tempo ne viene analizzato solamente un subarray con punto d'inizio e dimensione di punti selezionabili dall'utente. Ovviamente, nella scelta del punto di partenza di tale subarray, come nella sua lunghezza, è necessario tener conto della costanza della velocità della slitta, evitando di selezionare i punti d'inversione del moto della slitta stessa. Una volta costruito il subarray ne viene calcolata la trasformata di Fourier mediante l'algoritmo della FFT (Fast Fourier Transform): l'intensità nel dominio del tempo viene perciò trasferita nel dominio delle frequenze e graficata in corrispondenza della relativa lunghezza d'onda in ascissa.

Per creare l'array delle lunghezze d'onda appena descritto è necessario costruire un ciclo, di lunghezza pari al numero di punti che costituiscono il subarray selezionato, che ad ogni passo compia l'operazione

$$\frac{1}{i} 2 \alpha N \quad (3.1)$$

dove  $i$  rappresenta l'indicatore del ciclo,  $N$  il numero di punti che costituiscono l'array e  $\alpha$  i nanometri percorsi dalla slitta nell'intervallo di tempo trascorso tra l'acquisizione di due punti successivi. Quest'ultimo fattore, una volta introdotti nel software il *range* di spostamento dello specchio mobile,  $R_{slitta}$ , la sua frequenza,  $\nu_{slitta}$ , e la frequenza d'acquisizione della scheda (*Sample Rate*),  $\nu$ , risulta essere una caratteristica dello strumento calcolabile attraverso la seguente espressione:

$$\alpha = \frac{\text{velocità slitta}}{\nu} = \frac{\nu_{slitta} R_{slitta}}{\nu}$$

Nella formula (3.1) è necessaria l'introduzione del fattore 2 per tenere conto della differenza di cammino tra il fascio incidente sullo specchio mobile e quello sullo specchio fisso che risulta essere il doppio dello spostamento della slitta. In questo modo è possibile rappresentare lo spettro del raggio laser in ingresso nell'interferometro, in quanto si arriva ad avere un grafico con ordinata l'intensità trovata mediante la trasformata di Fourier, in unità arbitrarie, e con ascissa la lunghezza d'onda, in nanometri, a cui tale intensità viene rilevata.

### 3.4 Calibrazione dello strumento

La calibrazione dello strumento è stata effettuata utilizzando un laser pointer al Neon che genera un fascio laser continuo e monocromatico di lunghezza d'onda pari a  $632.8 \text{ nm}$

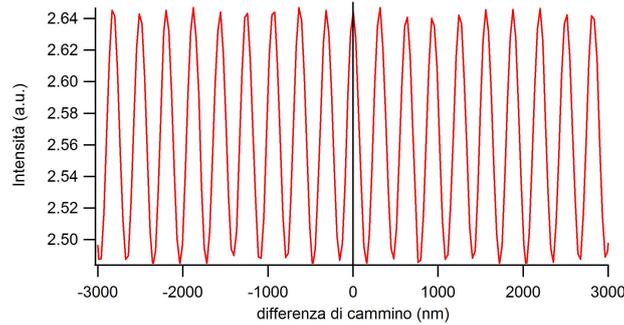


Figura 3.3: Segnale interferometrico del fascio laser da sorgente al Neon

Affinchè il software restituisse uno spettro compatibile con questo valore di lunghezza d'onda noto dalla letteratura, si è regolata la differenza di cammino ottico tra i due fasci divisi dal beam splitter fissando come parametri d'ingresso del software il massimo spostamento dello specchio mobile  $M3$  e la sua frequenza. Per determinare quest'ultima si è inserito nel programma, invece che il segnale del fotodiodo, quello dell'alimentatore della slitta dello specchio mobile e se ne è fissato il valore a  $5.69 \text{ Hz}$  in modo tale che il segnale della funzione d'onda triangolare visto dal programma fosse di un solo periodo. Una volta fissata la frequenza della slitta se ne è regolato il massimo spostamento fino a  $1.325 \text{ mm}$ , valore per il quale la lunghezza media calcolata dal programma ( $631 \pm 5 \text{ nm}$ ) risultava in ottimo accordo con il valore già noto.

### 3.5 OPA - Descrizione dello strumento

L'amplificatore ottico parametrico OPA 9800/9850 utilizza il fascio laser uscente dalla cavità Coherent RegA a  $800 \text{ nm}$  per produrre impulsi signal amplificati da  $1200 \text{ nm}$  a  $1600 \text{ nm}$  ad una frequenza di  $250 \text{ kHz}$ , e idler con lunghezze d'onda comprese tra i  $1600 \text{ nm}$  e i  $2400 \text{ nm}$ .

Lo schema ottico dell'OPA è mostrato nella Figura 3.4: una parte dell'architettura genera impulsi di luce bianca supercontinua, l'altra parte ricombina questo fascio con quello di pompa a  $800 \text{ nm}$  focalizzandoli entrambi sul cristallo  $X1$  per il processo di amplificazione parametrica.

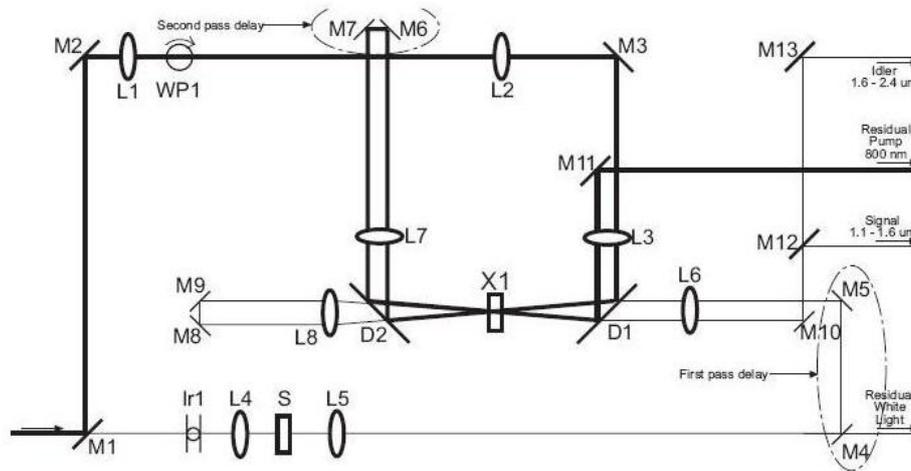


Figura 3.4: Schema ottico dell'OPA

Il fascio a  $800\text{ nm}$  uscente dal RegA entra nell'OPA e viene diviso dallo specchio  $M1$ : il 75% dell'energia viene indirizzata sullo specchio  $D1$  attraverso  $M2$ ,  $M3$ , mentre il rimanente 25% focalizzato dalla lente  $L4$  sul cristallo di zaffiro  $S$  per produrre un fascio di luce continua in un intervallo spettrale di  $460 - 1600\text{ nm}$ . Quest'ultimo passa poi attraverso il primo ritardo ottico dato da  $M4$  e  $M5$ , una coppia di specchi mobile e regolabile con un micrometro esterno in modo che il cammino ottico del fascio di luce continua e quello del fascio a  $800\text{ nm}$  risultino gli stessi allo specchio  $D1$ . I due fasci vengono quindi focalizzati per il primo passaggio attraverso il cristallo BBO di amplificazione parametrica  $X1$  nel quale vengono generati una piccola quantità di signal e idler. Diviso dal signal, l'impulso di pompa a  $800\text{ nm}$  viene riflesso dagli specchi  $M6$  e  $M7$  per il secondo ritardo ottico (anch'essi regolabili con un micrometro esterno) e ricombinato nuovamente sullo specchio  $D2$  con il signal riflesso dagli specchi fissi  $M8$  e  $M9$ . Dopo il secondo passaggio attraverso il cristallo di amplificazione parametrica, idler, signal e il residuo dell'impulso di pompa escono dall'OPA attraverso gli specchi  $M11$ ,  $M12$  e  $M13$  rispettivamente.[7]

### 3.6 DFG - Descrizione dello strumento

Il generatore della frequenza differenza DFG è un sistema ottico in cui la coppia di impulsi laser signal-idler uscenti da un amplificatore ottico parametrico OPA viene utilizzata per generare lunghezze d'onda nel medio infrarosso, da  $2.4\text{ }\mu\text{m}$  a oltre  $10\text{ }\mu\text{m}$ . La figura seguente ne mostra una tipica configurazione.

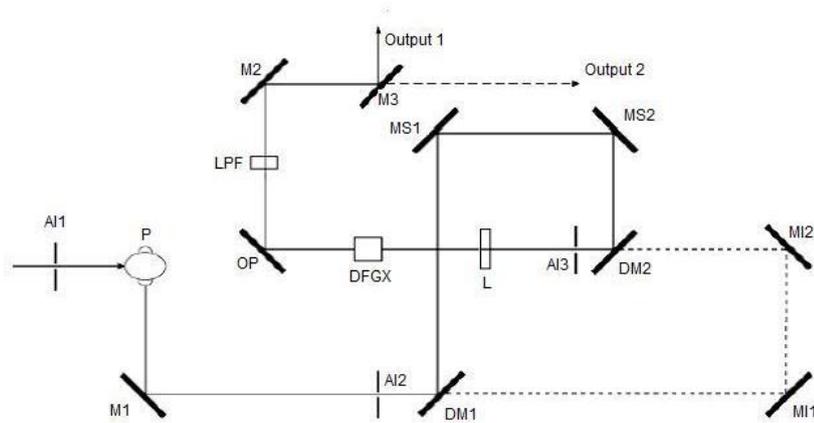


Figura 3.5: Schema ottico del DFG

Le due componenti signal e idler, con polarizzazione ortogonale tra loro, vengono separate utilizzando lo specchio  $DM1$  disegnato per riflettere il fascio di signal e trasmettere quello di idler. Il primo viene indirizzato agli specchi fissi  $MS1$  e  $MS2$  mentre il secondo alla coppia di specchi mobili  $MI1$  e  $MI2$  che, regolabile con un micrometro dall'esterno, permette l'accumulo del ritardo ottico necessario affinché gli impulsi di signal e idler incidenti sulla superficie del cristallo  $DFGX$  siano sincronizzati. I due fasci vengono ricombinati dallo specchio  $DM2$  e focalizzati sul cristallo per la generazione differenziale di frequenza, dopo la quale il fascio uscente viene ricollimato dallo specchio parabolico  $OP$ . Infine le componenti dei fasci di signal e idler non convertite alla lunghezza d'onda del medio infrarosso vengono bloccate da un filtro con alta trasmissione per lunghezze d'onda maggiori di  $2.5 \mu m$ .

# Capitolo 4

## Risultati sperimentali

Questo capitolo contiene i risultati delle misure sperimentali effettuate. La prime due sezioni presentano rispettivamente i risultati preliminari di calibrazione dello strumento e delle misure di autocorrelazione d'intensità su un fascio laser impulsato a  $800\text{ nm}$ . A seguire vengono esposti i dati raccolti per la caratterizzazione degli impulsi nel vicino infrarosso generati dall'OPA e nel medio infrarosso generati dal DFG.

### 4.1 Misure preliminari

Prima di analizzare fasci laser nel medio infrarosso si sono effettuate misure preliminari con fasci di luce di lunghezza d'onda nel visibile o nel vicino infrarosso.

La prima misura per testare e calibrare lo strumento e il programma di acquisizione è stata realizzata su un fascio generato da puntatore laser a elio-neon (HeNe). Questa sorgente emette un fascio laser continuo e monocromatico con lunghezza d'onda pari a  $632.8\text{ nm}$ , quindi nella parte rossa dello spettro visibile. Una volta calibrato l'apparato sperimentale seguendo la procedura descritta nel capitolo precedente, se ne è ricavato il segnale d'intensità convertito dal fotodiodo e il conseguente spettro elaborato dal software, che presenta l'alta risoluzione spettrale tipica delle sorgenti continue.

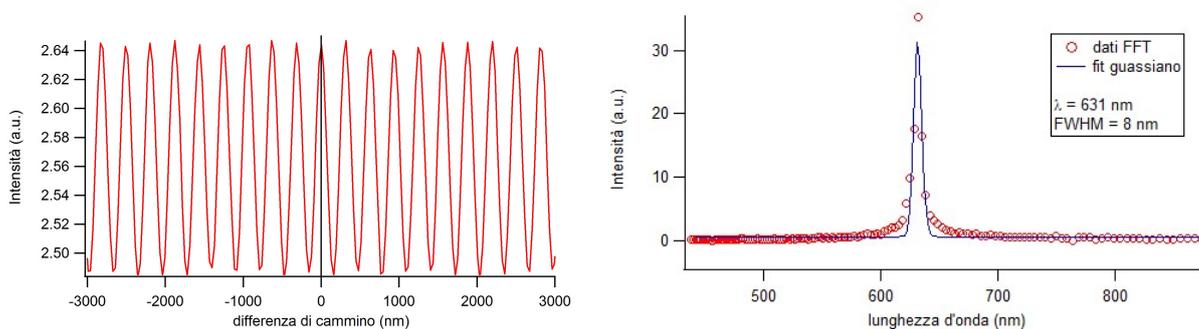


Figura 4.1: Segnale d'interferenza e spettro del fascio generato dal puntatore laser HeNe

Il passo successivo alla calibrazione dello strumento è stato l'analisi di un fascio laser impulsato ad una lunghezza d'onda di  $800\text{ nm}$ . A differenza del caso precedente, affinché si verifichi la figura d'interferenza è necessaria sia la coincidenza spaziale che quella temporale. Il segnale ricevuto dal fotodiode risulta caratterizzato dall'ampio involuppo tipico della durata di ciascun impulso, con una modulazione sinusoidale dovuta al ritardo  $\tau$  accumulato dagli impulsi dei due fasci laser a causa della differenza di cammino ottico.

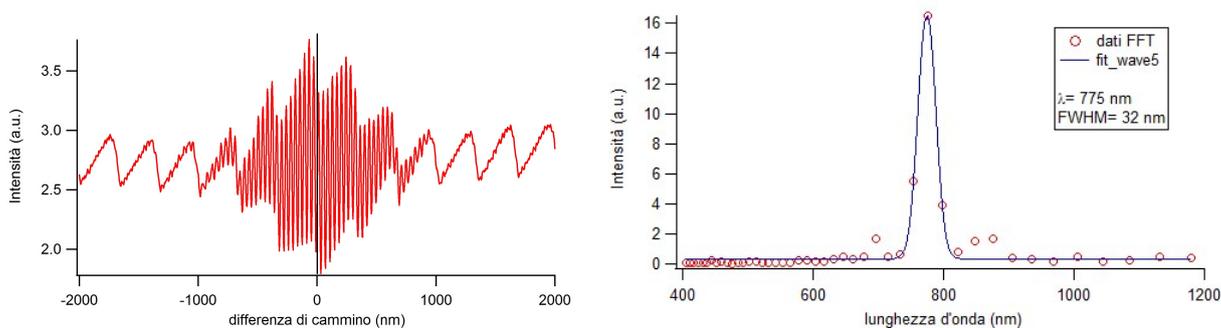


Figura 4.2: Segnale d'interferenza e spettro del laser impulsato a  $800\text{ nm}$

## 4.2 Misure di autocorrelazione

Analizzando laser impulsati, come quello presentato nella sezione precedente, si potrebbe pensare, in linea di principio, di misurare la durata di un singolo impulso con un fotodiode veloce in quanto visualizzando tramite il software la tensione prodotta dal diode se ne potrebbe ricavare la durata temporale dell'impulso stesso. Tuttavia, escludendo il fascio generato dal laser pointer, in tutti i casi analizzati la durata degli impulsi è talmente piccola (dell'ordine

dei femtosecondi) che nessun componente elettronico è in grado di rispondere tanto rapidamente poichè l'impulso di corrente prodotto da un diodo avrebbe una durata molto maggiore di quella dell'impulso di luce. E' necessario quindi ricorrere ad un metodo alternativo per misurare gli impulsi come un sistema basato sul fenomeno della generazione di seconda armonica. Come già presentato nella sezione 2.2.1, in tale processo due impulsi a frequenza  $\omega$  vengono sommati dando origine ad un impulso a frequenza  $2\omega$ , ovvero di energia pari alla somma delle energie dei due impulsi di partenza. Poichè questo processo di conversione è possibile solamente in materiali che esibiscono una suscettività ottica nonlineare del second'ordine del tipo  $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$ , per effettuare questo tipo di misura deve essere introdotto un cristallo BBO con tali caratteristiche prima del fotodiodo. Nella misura effettuata si è utilizzata la configurazione con i due fasci collineari, già presentata nella sezione 2.1.2. Affinchè il processo di generazione di seconda armonica avvenga, gli impulsi dei due fasci separati dal beam splitter devono essere focalizzati sullo stesso punto del cristallo nonlineare e vi devono arrivare contemporaneamente. Ciò che si misura è quindi l'intensità della seconda armonica in funzione del ritardo tra gli impulsi dei due fasci incidenti sul cristallo nonlineare. Infatti, gli impulsi di un fascio risultano ritardati di un tempo  $\tau$  rispetto a quelli dell'altro fascio a causa della differenza di cammino realizzata con lo specchio mobile.

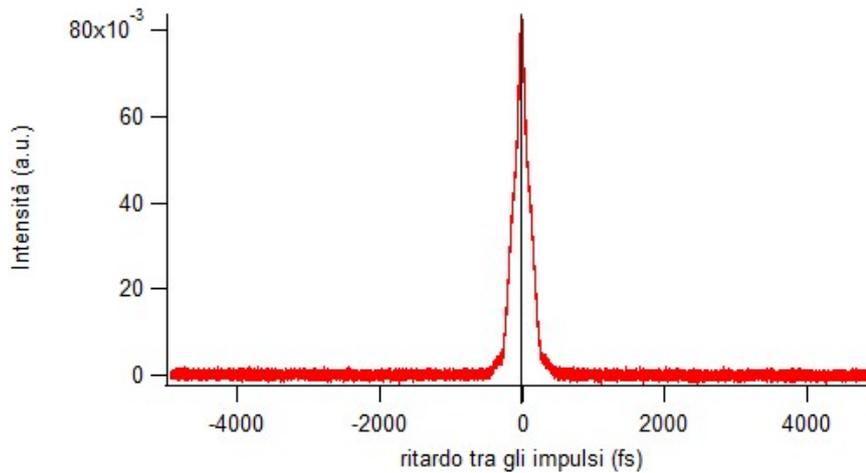


Figura 4.3: Misura di autocorrelazione d'intensità sfruttando il principio di generazione di seconda armonica. Nel realizzare questo grafico, ai dati raccolti è stato sottratto il background.

Il segnale di seconda armonica si annulla se il ritardo  $\tau$  accumulato è maggiore della durata degli impulsi, quindi l'analisi del profilo temporale

dell'intensità restituisce il valore della durata temporale degli impulsi stessi. Si è quindi modificato il software in modo da calcolare la FWHM del profilo dell'intensità per ogni scan effettuato e, da tali valori, ne è stata estratta la media e la corrispondente deviazione standard.

L'operazione appena descritta è stata ripetuta cambiando, mediante un compressore, l'ampiezza temporale degli impulsi del fascio a 800 nm entrante nel sistema sperimentale e fissando a 100 il numero totale degli scan per ogni misura.

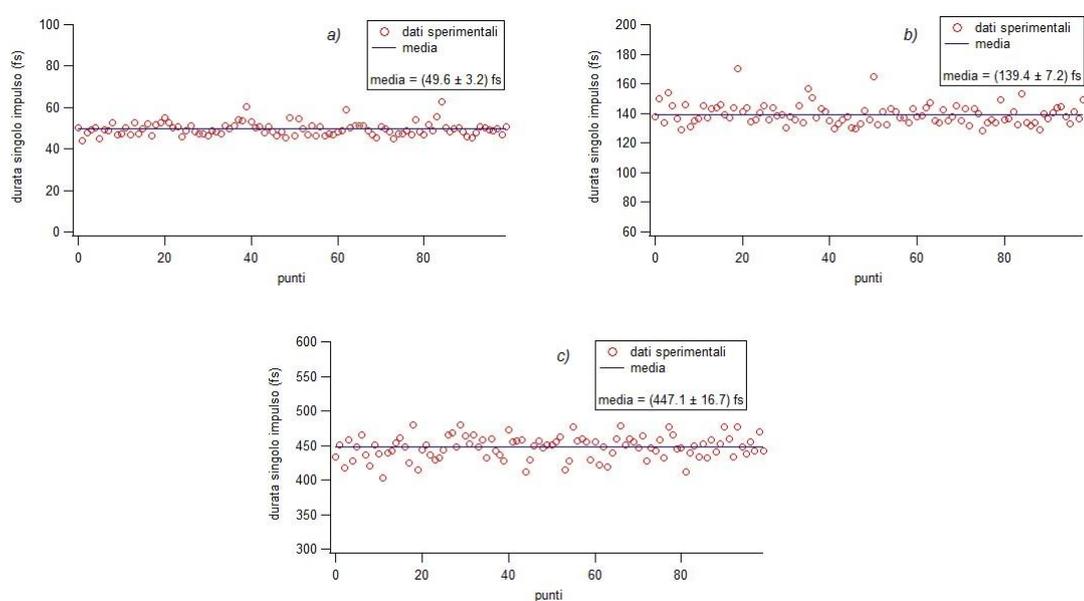


Figura 4.4: Durata temporale degli impulsi per scan effettuato con il corrispondente valore medio (linea nera): a) Dati con valore del compressore 9.67; b) Dati con valore del compressore 10.00; c) Dati con valore del compressore 10.70

Variando il valore del compressore in un intervallo da 9.62 a 10.70 si sono ottenute le durate medie dei singoli impulsi mostrate nella tabella seguente:

Compressore	Durata dell'impulso (fs)	Compressore	Durata dell'impulso (fs)
9.62	$44.1 \pm 2.7$	10.10	$178.3 \pm 8.9$
9.67	$49.6 \pm 3.2$	10.20	$225.5 \pm 15.7$
9.69	$51.6 \pm 2.6$	10.30	$278.2 \pm 16.8$
9.72	$56.9 \pm 2.9$	10.40	$324.6 \pm 17.4$
9.76	$63.8 \pm 2.8$	10.50	$375.9 \pm 17.2$
9.80	$75.2 \pm 2.6$	10.60	$408.9 \pm 16.5$
9.85	$93.1 \pm 7.8$	10.70	$447.1 \pm 16.7$
9.90	$116.6 \pm 22.8$		

Table 4.1: Media della durata dell'impulso per fasci analizzati a diversi valori del compressore

L'aumento della durata degli impulsi evinto dai dati presentati in tabella è chiaramente visibile anche confrontando i profili temporali dell'intensità per diversi valori del compressore

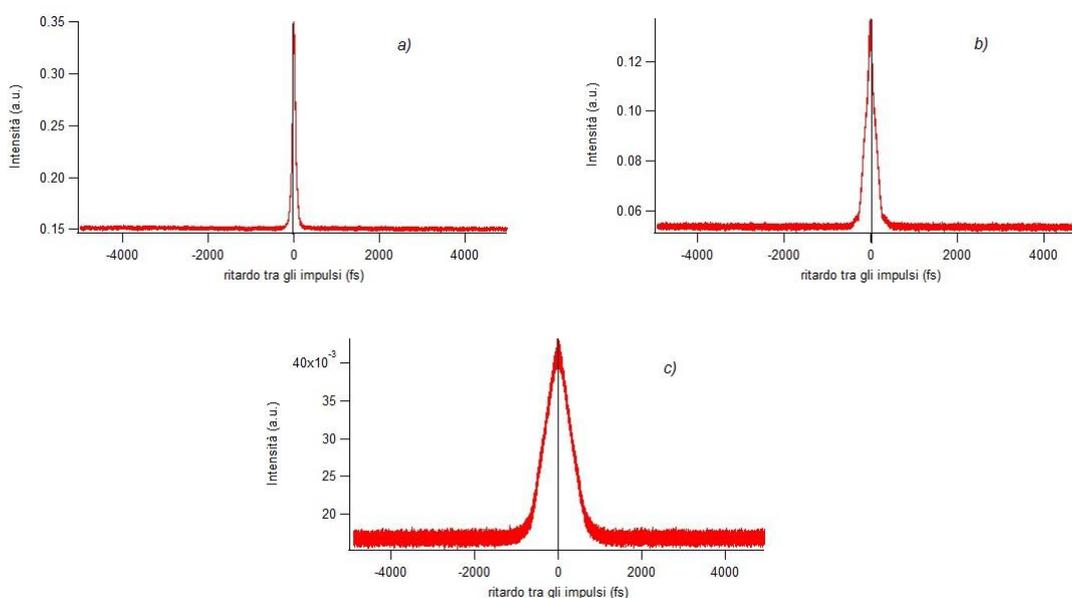


Figura 4.5: Profili temporali dell'intensità: a) Dati con valore del compressore 9.67; b) Dati con valore del compressore 10.00; c) Dati con valore del compressore 10.70

Più cresce la durata degli impulsi più diminuisce l'intensità. Da notare che, contemporaneamente all'intensità massima, cala anche il background dovuto alla collinearità dei due fasci.

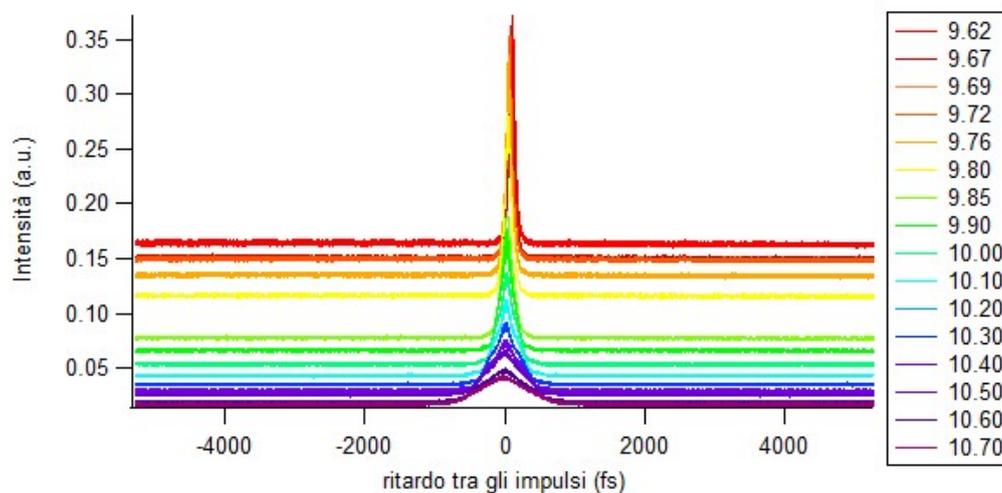


Figura 4.6: Profili temporali dell'intensità per tutti i valori del compressore considerati

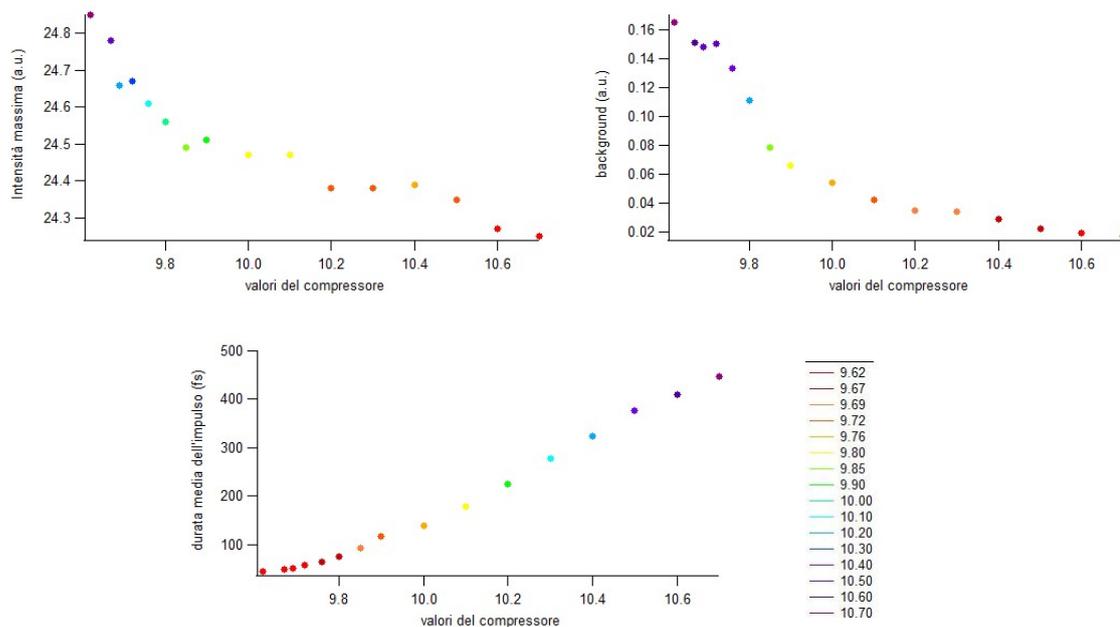


Figura 4.7: Dati per i diversi valori considerati del compressore: a) Intensità del picco del profilo temporale; b) Background del profilo temporale; c) Media della durata dell'impulso

Se il profilo temporale dell'intensità cambia a seconda del valore del compressore considerato, ovvero dell'ampiezza temporale degli impulsi, il profilo

spettrale del fascio laser non subisce alcuna variazione. Questa indipendenza dello spettro del laser dalla durata dei suoi impulsi si può verificare dal grafico seguente che rappresenta il profilo spettrale dell'intensità nei due casi estremi di valore del compressore considerati, 9.62 e 10.70 rispettivamente.

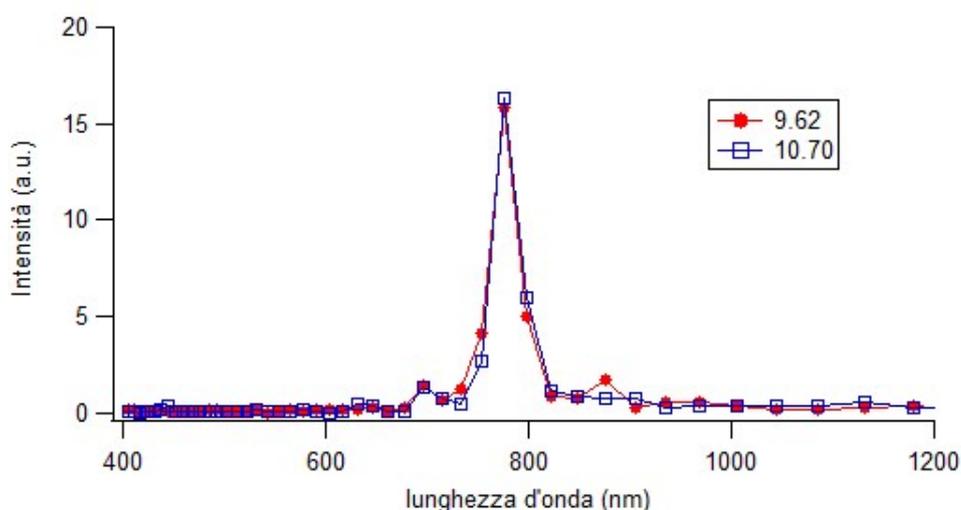


Figura 4.8: Profili spettrali dell'intensità con valori del compressore pari a 9.62 e 10.70

### 4.3 Caratterizzazione dei prodotti dell'OPA

Come già descritto nella sezione 3.5, l'amplificatore ottico parametrico converte l'input a  $800\text{ nm}$  in un segnale con lunghezza d'onda nel vicino infrarosso da  $1200$  a  $1600\text{ nm}$ , detto OPA signal, accoppiato ad un segnale con lunghezza d'onda da  $1600$  a  $2400\text{ nm}$  chiamato OPA idler. Poichè signal ed idler hanno polarizzazione tra di loro ortogonale, inserendo un polarizzatore sul cammino ottico del fascio uscente dall'OPA prima che esso raggiunga il beam splitter è possibile analizzare singolarmente le due componenti semplicemente ruotando l'asse del polarizzatore stesso.

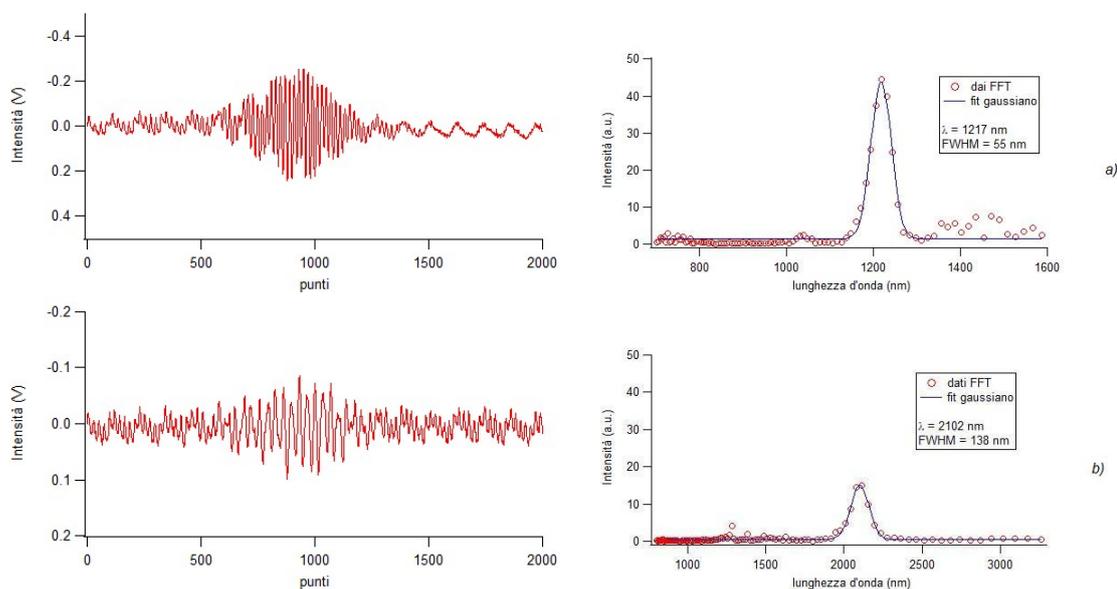


Figura 4.9: Traccia d'interferenza e spettro: a) Signal; b) Idler

La lunghezza d'onda del signal viene modificata ruotando, tramite un micrometro esterno allo strumento OPA, l'asse del cristallo non lineare. Per ottenere ad ogni rotazione dell'asse del cristallo un valore di riferimento di tale lunghezza d'onda da confrontare poi con i dati raccolti, si è utilizzato uno spettrometro a fibra ottica. Se aumenta la lunghezza d'onda del signal, il picco spettrale dell'idler trasla verso il minimo ( $\sim 1600 \text{ nm}$ ) in modo che, nel processo di amplificazione parametrica, l'energia totale venga conservata. Ciò è visibile confrontando gli spettri di signal e idler corrispondenti a valori crescenti di lunghezza d'onda del signal stesso.

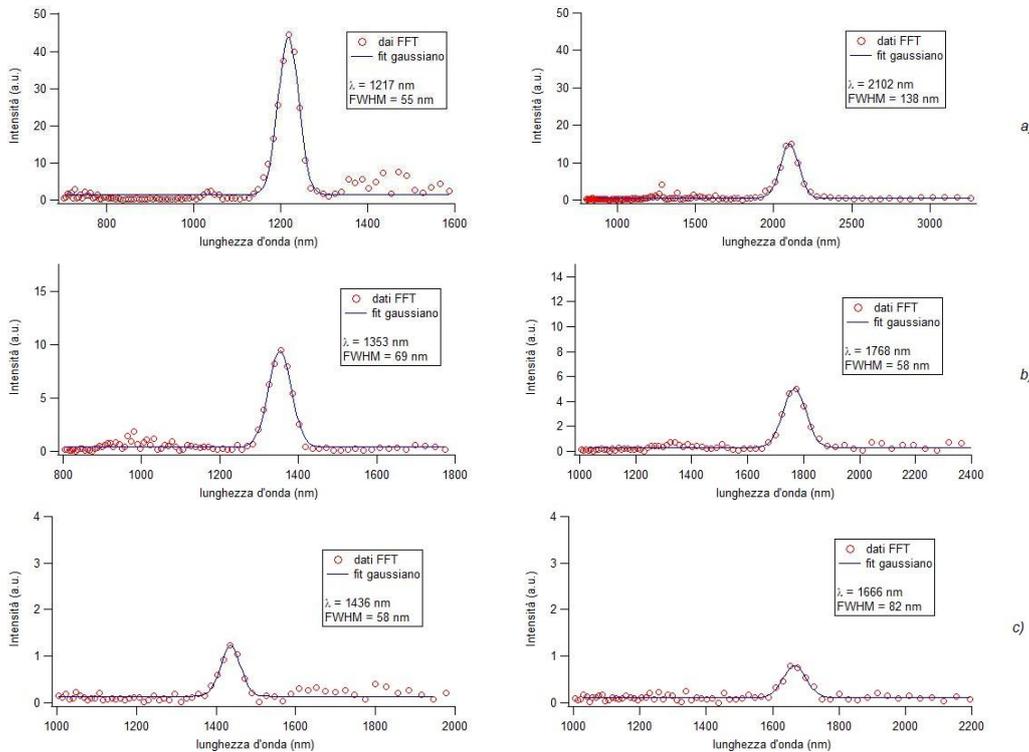


Figura 4.10: Dati spettrali di signal (a sinistra) e idler (a destra) ricavati dall'interferometro: a)  $\lambda_{riferimento} = 1250 \text{ nm}$ ; b)  $\lambda_{riferimento} = 1400 \text{ nm}$ ; c)  $\lambda_{riferimento} = 1500 \text{ nm}$

Facendo variare la lunghezza d'onda del signal all'interno del range possibile,  $1200 - 1600 \text{ nm}$ , sono stati scelti otto valori di riferimento ottenuti con la fibra ottica da confrontare con i valori di lunghezza d'onda calcolati attraverso l'analisi dei dati raccolti dal software. Nella tabella seguente vengono riportati i valori di riferimento scelti e i corrispettivi valori calcolati.

Lunghezza d'onda di riferimento (nm)	Lunghezza d'onda calcolata (nm)
1200	1173 $\pm$ 62
1250	1217 $\pm$ 55
1300	1251 $\pm$ 56
1350	1307 $\pm$ 60
1400	1353 $\pm$ 69
1450	1390 $\pm$ 68
1500	1436 $\pm$ 68
1550	1480 $\pm$ 83

Tabella 4.2: Lunghezze d'onda del signal ottenute con la fibra ottica, di riferimento, e calcolate dai dati sperimentali

Come si può vedere dalla precedente tabella lo strumento sviluppato sottostima la lunghezza d'onda del segnale in ingresso, ma i risultati ottenuti risultano comunque compatibili con i valori di riferimento.

Tutti i dati presentati finora in questa sezione sono stati raccolti eseguendo due misure successive, una sul signal e una sull'idler, per ogni rotazione dell'asse del cristallo. Tuttavia, posizionando il polarizzatore a  $45^\circ$ , è possibile analizzare entrambi i segnali contemporaneamente come mostrato nella figura seguente. Nella traccia d'interferenza è visibile anche il delay temporale tra idler prima e signal dopo.

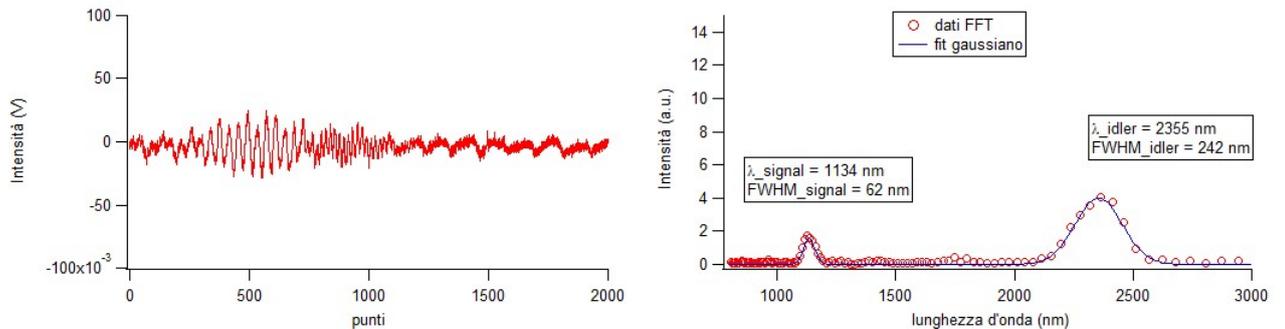


Figura 4.11: Traccia d'interferenza e spettro del segnale uscente dall'OPA con polarizzatore a  $45^\circ$  e  $\lambda_{\text{riferimento}} = 1170 \text{ nm}$

## 4.4 Caratterizzazione dei prodotti del DFG

Dopo aver verificato l'efficacia dello strumento nell'analisi di fasci di luce ultracorti nel vicino infrarosso, l'ultimo passo di questo lavoro è stato la

caratterizzazione del fascio laser prodotto dal DFG. Per regolare la lunghezza d'onda di questo sistema vengono modificate le lunghezze d'onda della coppia signal-idler attraverso lo strumento OPA per poi variare di conseguenza l'angolo del cristallo DFG ed ottenere la condizione di phase matching. I dati raccolti sono mostrati nella figura seguente.

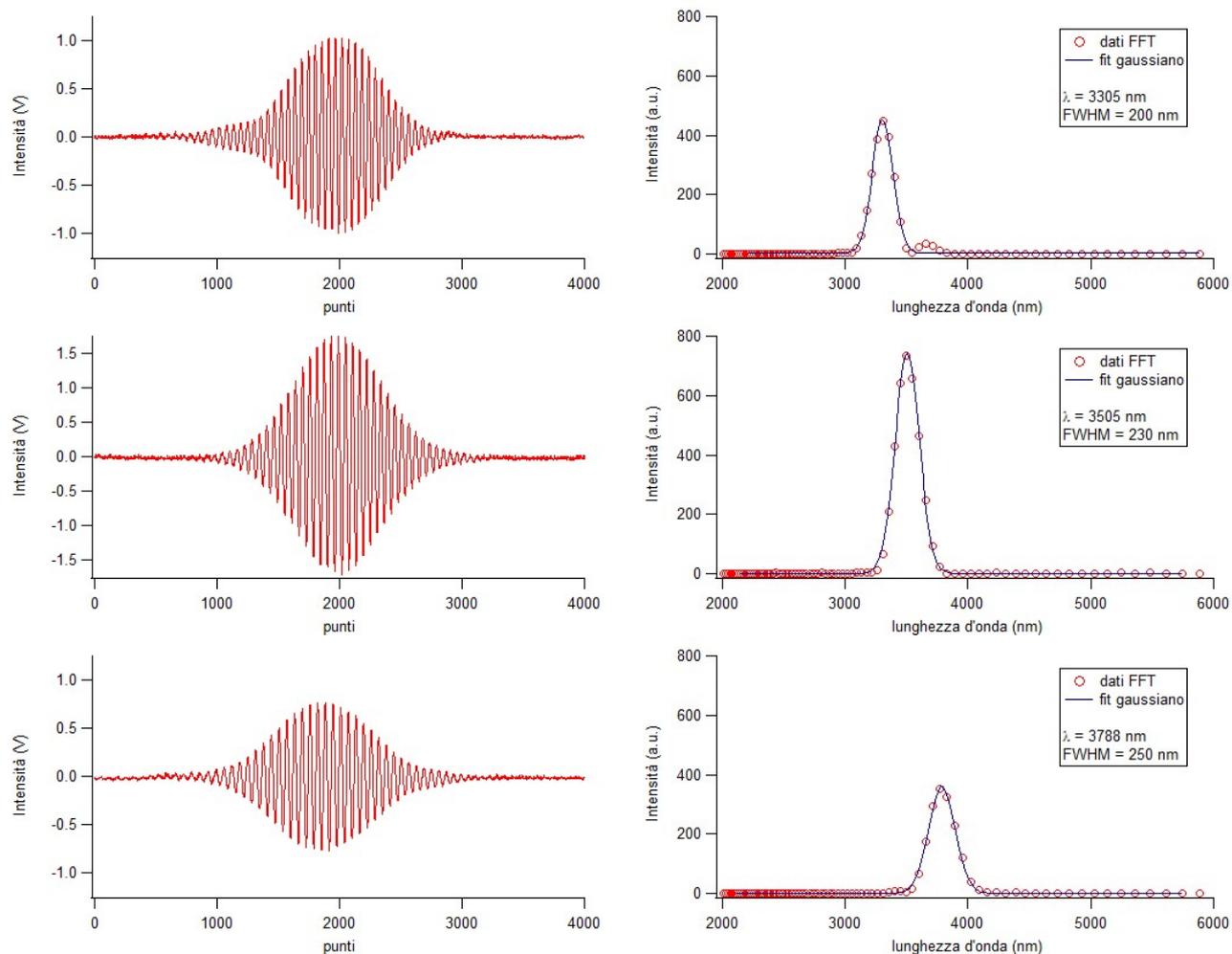


Figura 4.12: Traccia d'interferenza e spettro di impulsi generati dal DFG

# Capitolo 5

## Conclusioni

Attraverso lo svolgimento di questo lavoro si è realizzato un interferometro per la caratterizzazione di impulsi ultracorti di luce infrarossa.

Lo strumento è stato inizialmente calibrato e testato con un laser pointer HeNe e un fascio impulsato a  $800\text{ nm}$ . Successivamente sono state svolte su tale fascio laser misure di autocorrelazione d'intensità e interferometrica, mostrando come dai dati raccolti sia possibile stimare la durata dei singoli impulsi. Si sono poi analizzati impulsi generati da un amplificatore ottico parametrico nel range di lunghezza d'onda da  $1200$  a  $1550\text{ nm}$  e si è verificata l'attendibilità dei profili spettrali ottenuti mediante il confronto con i valori derivanti da uno spettrometro a fibra ottica. Infine, si è passati alla caratterizzazione di impulsi ultracorti prodotti dal DFG nel medio infrarosso da  $2.4$  a oltre  $10\text{ }\mu\text{m}$ , lunghezze d'onda oltre la portata degli usuali spettrometri a fibra ottica. I dati raccolti hanno permesso di ricostruire il profilo spettrale dei fasci a tali lunghezze d'onda e di stimare la durata degli impulsi stessi. Nell'ambito di esperimenti che coinvolgono fasci ad impulsi ultracorti di luce infrarossa, l'interferometro sviluppato durante questo lavoro può rappresentare un importante strumento diagnostico in grado di fornire informazioni fondamentali come lo spettro, la fase e la durata degli impulsi ultracorti utilizzati.

# Bibliografia

- [1] G. R. Fowles, *Introduction to modern optics*, Dover Publications (1990)
- [2] Eugene Hecht, *Optics*, Pearson Education, Fourth Edition (2002)
- [3] M. Born e E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press (1986)
- [4] G. Ferrini, *Dispense di ottica non lineare*
- [5] J. Diels e W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press (2006)
- [6] Davide Bossini, *Non-equilibrium infrared optical spectroscopy of High  $T_C$  superconductors*, Università Cattolica del Sacro Cuore, Brescia 2009 (tesi di laurea)
- [7] The Coherent Model 9800/9850 Optical Parametric Amplifier (OPA), Operator's Manual
- [8] The Coherent Difference Frequency Generator, Operator's Manual
- [9] A. E. Siegman, *Lasers*, University Science Books (1986)