



**UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI TRIESTE**

Dipartimento di Fisica

CORSO DI LAUREA IN FISICA

TESI DI LAUREA

**Sviluppo di un interferometro per la
caratterizzazione di impulsi ultracorti nel
medio infrarosso**

Laureando:
Edoardo Trotta

Relatore:
Prof. Daniele Fausti

Correlatore:
Dott. Giacomo Jarc

ANNO ACCADEMICO 2023-2024

Indice

Introduzione	3
1 Background teorico	4
1.1 Richiami su fenomeni di interferenza	4
1.2 Coerenza	5
1.3 Interferometro di Michelson	6
1.4 Basi di ottica non lineare	8
1.5 Processi DFG & OPA	10
2 Setup sperimentale	12
2.1 Arrangiamento dei componenti e allineamento	12
2.2 Detector MCT	14
2.3 Sistema e metodo di acquisizione	15
2.4 Calibrazione dell'interferometro	17
2.5 Generazione di impulsi ultracorti nel MID-IR	19
3 Caratterizzazione di impulsi ultracorti medio-infrarossi	22
3.1 Dati acquisiti ed elaborazione	22
3.2 Analisi del segnale/rumore dell'interferometro	28
Conclusione	31
Bibliografia	32

Introduzione

La presente tesi espone il lavoro da me svolto all'interno del Gruppo di Ricerca q4q. Esso è consistito nella realizzazione di un interferometro di Michelson, nella sua parte hardware così come nell'aspetto software per l'acquisizione ed elaborazione dati. Lo scopo principale deputato a tale strumento, dal punto di vista dell'esperimento per cui esso è stato pensato, è quello di far ottenere lo spettro di fasci di luce di impulsi ultracorti nel medio-infrarosso, e quindi di misurarne la lunghezza d'onda.

La ragione alla base della necessità di sviluppare e collaudare questo interferometro discende dal fatto che non sono reperibili in commercio strumenti predefiniti atti a misure di lunghezze d'onda nella regione del mid-IR; consegue dunque l'esigenza di costruire da sé un dispositivo in grado di fare ciò. Un interferometro di Michelson è qui la soluzione scelta, per via della sua efficacia e semplicità di costruzione.

Capitolo 1

Background teorico

Nel presente capitolo si presenta la teoria che sta alla base del fenomeno d'interferenza tra onde elettromagnetiche. Si introduce poi concettualmente l'interferometro di Michelson e si presentano i principi di ottica non lineare che stanno alla base del funzionamento dell'OPA (*optical parametric amplifier*) utilizzato per generare gli impulsi infrarossi caratterizzati in questa tesi.

1.1 Richiami su fenomeni di interferenza

Quando due (o più) onde elettromagnetiche si propagano coincidendo in una stessa regione di spazio, esse interagiscono producendo una perturbazione che è la somma dei singoli effetti, ossia si sovrappongono. I campi elettrici e magnetici delle rispettive radiazioni si sommano tra loro, inducendo nel mezzo di propagazione gli effetti osservabili dell'onda risultante.

Tipicamente, nel caso della luce, la quantità direttamente osservabile, cioè quantitativamente misurabile, è l'irradianza, definita come il valore medio nel tempo del flusso di energia della radiazione. Essa è direttamente proporzionale al valor medio del quadrato del campo elettrico, e perciò strettamente correlata ad una misura dell'intensità, e dunque di energia, del campo. Per vedere come le caratteristiche di due fasci di luce interagenti contribuiscono alla formazione di un'interferenza, si consideri il semplice caso di due onde elettromagnetiche piane armoniche. Siano

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_1^0 \exp(i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) + \phi_1(t))) \\ \mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_2^0 \exp(i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) + \phi_2(t)))\end{aligned}$$

i campi elettrici relativi a tali onde distinte, dove ω_i , \mathbf{k}_i e ϕ_i con $i = 1, 2$ denotano rispettivamente la frequenza, il vettore d'onda e la fase dell'onde, mentre \mathbf{r}_1 ed \mathbf{r}_2 le posizioni delle sorgenti (\mathbf{r} e t indicano evidentemente il punto e l'istante di osservazione). L'irradianza è

$$\begin{aligned}I(\mathbf{r}, t) &= \epsilon_0 c \langle |\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2|^2 \rangle_T = \epsilon_0 c \langle \mathbf{E}_1^2 \rangle_T + \epsilon_0 c \langle \mathbf{E}_2^2 \rangle_T + 2\epsilon_0 c \langle \text{Re}(\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2^*) \rangle_T = \\ &I_1 + I_2 + 2\epsilon_0 c \mathbf{E}_1^0 \cdot \mathbf{E}_2^0 \langle \cos((\omega_1 - \omega_2)t - \mathbf{k}_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) + \mathbf{k}_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) + \phi_1(t) - \phi_2(t)) \rangle_T\end{aligned}\quad (1.1)$$

dove $\langle - \rangle_T$ è usato per indicare una media temporale su di un tempo arbitrario opportuno (che nella pratica sarà il tempo di integrazione del rivelatore utilizzato), ϵ_0 e c rappresentano la permittività elettrica e la velocità della luce nel vuoto.

L'irradianza totale dovuta alla sovrapposizione dei campi elettrici delle due onde è la somma delle irradianze delle due onde singole più un termine che contiene una combinazione di tali campi, chiamato dunque "termine di interferenza". È da tenere conto che per produrre un'interferenza apprezzabile, stabile nel tempo e perciò facilmente osservabile, è necessario che le due onde elettromagnetiche:

- abbiano stessa polarizzazione, per massimizzare l'interazione
- abbiano stessa frequenza, altrimenti si osserverebbe un'interferenza nulla nella media temporale, essendo il termine oscillante nella 1.1 proporzionale a $(\omega_1 - \omega_2)$. Ciò a meno di avere strumenti di detezione con tempi di risposta sufficientemente brevi da permettere un'interazione su range temporali inferiori dei periodi dell'onde in gioco (che, per esempio, per radiazioni attorno al visibile sono dell'ordine di unità di fs, quindi minori del tempo di reazione di un comune fotodiodo)
- siano, per lo meno in buona approssimazione, originate da sorgenti coerenti e in fase tra loro (in termini della (1.1), che $\phi_1(t) = \text{cost.}$, $\phi_2(t) = \text{cost.}$ e $\Delta\phi_{12}(t) = \text{cost.}$), cosicché si evitano variazioni temporali dell'onda risultante che ostacolano un'eventuale analisi dell'interferenza.

In queste condizioni si può riscrivere la (1.1) come:

$$I(\mathbf{r}) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi) \quad (1.2)$$

$$\text{dove } \Delta\varphi = (\mathbf{k}_1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) - \mathbf{k}_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) + \Delta\phi_{12})$$

L'irradianza totale è così solamente funzione della differenza dei cammini delle due onde.

1.2 Coerenza

Si è poc'anzi detto che per ottenere un'interferenza misurabile è necessario che le onde interagenti siano coerenti. Si descrivono qui i concetti di coerenza in relazione ad un esperimento di interferometria.

Si consideri una sorgente di radiazione elettromagnetica reale. Essa sarà un qualche sistema materiale esteso, i cui componenti microscopici si trovano nelle condizioni di poter irradiare (come in un metallo incandescente, o in una stella). Anche supponendo che il singolo emettitore microscopico produca un'onda elettromagnetica perfettamente armonica piana e monocromatica (cosa già ideale, giacché esso emetterà per tempi finiti), la radiazione risultante è dovuta alla somma di numeri d'Avogadro di tali sorgenti elementari, le quali posseggono caratteristiche di frequenza, fase e ampiezza diverse tra loro, secondo una qualche distribuzione statistica (dipendente da come si sta ottenendo la radiazione). Ne consegue che la radiazione elettromagnetica da sorgente reale possiede fluttuazioni statistiche delle sue caratteristiche. La coerenza di un'onda è legata a quanto essa mantiene delle definite relazioni di fase con sé stessa, nel tempo e nello spazio. [2]

Si supponga ora di osservare lungo una direzione di propagazione di un'onda due punti distinti nello spazio separati da una distanza l (o, equivalentemente, lo stesso punto sull'onda in due momenti successivi trascorso un tempo $t = l/c$). Una misura di quanto la perturbazione sia correlata tra i due punti, vale a dire di quanto è deducibile lo stato di perturbazione in un punto noto quello dell'altro, è una misura di "coerenza longitudinale" (o anche, "coerenza temporale").

In questo senso, un'onda totalmente coerente è completamente definita lungo ogni punto nella direzione spaziale di propagazione e nel tempo; un'onda totalmente incoerente ha una fase del tutto randomica per cui ogni stato di un punto dell'onda è completamente scorrelato con quello di qualsiasi altro punto. Genericamente un'onda sarà parzialmente coerente. Per quantificare in maniera semplice ciò, si consideri la distanza l nella situazione qui ipotizzata. Ragionevolmente, a parità di coerenza dell'onda, più l è piccola più i due punti considerati saranno correlati tra loro (e la perturbazione in quei punti seguirà un andamento simile), e viceversa. Si definisce "lunghezza di coerenza longitudinale", l_C , la distanza entro cui l'onda, con buona approssimazione, può essere considerata con fase costante (ovvero $l_C = ct_C$ dove t_C è l'intervallo di tempo in cui per ogni coppia di istanti scelti si può considerare la differenza di fase costante) [4].

Attraverso considerazioni simili si può definire la "coerenza spaziale" ("coerenza trasversa") di un'onda, legata a quanto, fissato un istante, essa mantiene definite relazioni di fase tra punti diversi su di uno stesso fronte d'onda.

Detto ciò, è dunque chiaro che al concetto di coerenza è strettamente legata la possibilità di produrre un'interferenza stabile nel tempo e nello spazio. Più la radiazione è incoerente, più il termine d'interferenza (discusso nel paragrafo precedente) tende ad un valore nullo, e viceversa.

Con maggior rigore, si definisce il "grado di coerenza temporale" per un campo $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ di un'onda nel punto \mathbf{r} , come

$$\gamma(\mathbf{r}, \tau) = \frac{\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, t + \tau) \rangle_T}{\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, t) \rangle_T}$$

Il numeratore è la funzione di autocorrelazione del campo \mathbf{E} in \mathbf{r} valutata per un ritardo τ ; il denominatore (che funge da fattore di normalizzazione) è la stessa funzione per $\tau = 0$, che altro non è che l'intensità I_0 del campo in \mathbf{r} . Si può notare che l'espressione 1.1, nel caso si consideri l'interferenza tra onde di una stessa sorgente alle quali sono stati fatti percorrere due cammini differenti, è riscrivibile come

$$I = I_0 + I_0 + 2\sqrt{I_0 I_0} \text{Re}(\gamma) = 2I_0(1 + \text{Re}(\gamma))$$

I massimi e minimi di luminosità dell'interferenza sono dunque per

$$I_{max} = 2I_0(1 + |\gamma|) \quad e \quad I_{min} = 2I_0(1 - |\gamma|)$$

Viene definita la "visibilità" (in \mathbf{r}) delle frange d'interferenza come

$$\mathcal{V} = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

Essa quantifica la visibilità delle frange in un esperimento di interferometria: quando vale 0 si ha $I_{max} = I_{min}$, e I è costante sempre (cioè non esistono frange), mentre per $\mathcal{V} \neq 0$ la situazione cambia con continuità fino a quando vale 1, per cui $I_{min} = 0$ (con però $I_{max} \neq 0$), e il pattern d'interferenza è costituito da frange con il massimo contrasto possibile, alternando luce ed assenza di luce. Nel caso in considerazione, risulta proprio $\mathcal{V} = |\gamma|$. [4, 5]

Nel caso di un esperimento di interferometria, è di fondamentale importanza utilizzare una sorgente con una elevata coerenza temporale, sfruttando esso proprio l'interferenza tra due fasci ritardati di un certo tempo. L'uso di un laser, dispositivo in grado di generare fasci di radiazione altamente coerenti, garantisce ciò.

1.3 Interferometro di Michelson

Un fatto rilevante è che, a questo concettualmente semplice fenomeno, sono legate numerose applicazioni tecniche e pratiche (come i filtri ottici), tra cui l'uso di interferometri per misure

di lunghezze d'onda, come nel caso di questa tesi. Per caratterizzare i fasci utilizzati in questa tesi è stato utilizzato un interferometro di Michelson, il quale permette di misurare la figura d'interferenza di un fascio di luce con sé stesso dopo essere stato opportunamente sdoppiato e ricongiunto. Il suo principio di funzionamento è esemplificato dal seguente schema:

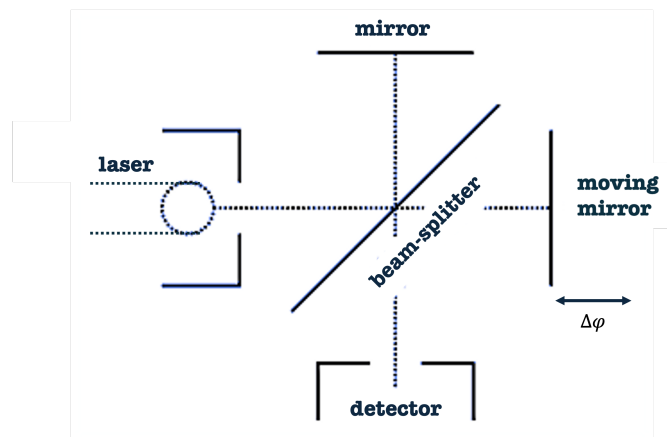


Figura 1.1: Rappresentazione schematica di un interferometro di Michelson. Il $\Delta\varphi$ simboleggia la differenza di cammino ottico tra i due sub-fasci dovuta allo spostamento dello specchio mobile.

Un fascio di luce, prodotto da un laser, viene diviso in due da un beam splitter; quindi, vengono fatte percorrere due distanze differenti alle due distinte metà del fascio che poi vengono fatte ricollimare verso il rilevatore. A seconda della differenza di cammino acquisita (variabile grazie alla regolabilità di uno specchio mobile), si ha una interferenza costruttiva o distruttiva. In particolare, con riferimento all'espressione 1.2, in cui si prenda $\Delta\phi_{12} = 0$, si ricava che

$$I = 2I_0(1 + \cos(kd)) \quad (1.3)$$

dove si è indicato con I_0 l'intensità del fascio del laser, con k il modulo del vettore d'onda e con d la differenza di distanza percorsa dai due sotto-fasci (kd è cioè la differenza di fase totale acquisita dopo lo sdoppiamento). Nel momento in cui viene messo in movimento lo specchio mobile, d diventa una $d(t)$, e la differenza di cammino varierà passando per massimi d'interferenza costruttiva e distruttiva (rispettivamente $kd(t) = 2m\pi$ e $kd(t) = (2m + 1)\pi$ con m intero). Ricordando che $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, con λ lunghezza d'onda della radiazione, i massimi e i minimi di I si hanno dunque per

$$d(t)_{max} = m\lambda \quad e \quad d(t)_{min} = (m + \frac{1}{2})\lambda$$

Conoscendo la posizione dello specchio mobile, e quindi $d(t)$, e misurando la luminosità integrata dell'interferenza, la quale varia periodicamente col variare della posizione dello specchio mobile e con periodicità che è direttamente proporzionale a quella dell'onda elettromagnetica, è dunque possibile risalire alla lunghezza d'onda della radiazione utilizzata. Infatti

$$\lambda = d(t_m) - d(t_{m-1})$$

avendo indicato con t_m e con t_{m-1} l'istante di tempo corrispondente a un dato picco e al suo precedente.

La figura d'interferenza avrà una simmetria radiale, con un aspetto del tipo in figura 1.2 (in cui si osservano delle frange dovute alle differenze di cammino dei fasci nei punti fuori asse nel

piano bidimensionale della figura, essendo i raggi reali di un laser dotati di una misura trasversa a simmetria gaussiana).

È rilevante notare che nel caso si utilizzi un fascio di luce impulsata, come nel caso in cui questo lavoro di tesi si trova, la figura d'interferenza si originerà da onde d'interferenza prodotte a cadenza regolare pari a quella degli impulsi.

La durata della singola interferenza è perciò limitata, con una durata non corrispondente a quella degli impulsi (che non è neanche ricavabile in questo caso), conseguendo solamente da interferenza lineare.



Figura 1.2: Figura d'interferenza visualizzabile in una sperimentazione con un interferometro di Michelson ed un laser nel visibile a simmetria gaussiana.

1.4 Basi di ottica non lineare

Col termine “ottica non-lineare” ci si riferisce all'insieme di quei fenomeni che si verificano conseguentemente ad una modifica delle proprietà ottiche di un sistema materiale causata dalla presenza di luce. [3]

Quando della luce investe un mezzo materiale, il suo campo elettrico perturba a livelli microscopici l'equilibrio del mezzo stesso (al livello di elettroni, atomi o molecole). Finché l'intensità del campo è debole, il suo effetto è limitato ad una deformazione spaziale della carica elettronica, portando alla formazione di dipoli elementari. Se il campo è forte, tanto da superare un valore critico, caratteristico del materiale correlato al proprio campo inter-atomico, può allora portare a deformazioni strutturali più rilevanti, fino anche alla separazione di cariche. In ogni caso, questi componenti microscopici reagiscono per effetto, producendo a loro volta un campo elettrico medio che a sua volta interagisce col campo dell'onda elettromagnetica incidente. Il risultato dipende dall'entità e dal modo di interazione; se essa è blanda, si osservano i comuni fenomeni dell'ottica lineare, altrimenti, possono verificarsi una varietà di fenomeni non lineari più complessi. [6]

Di fatto, in generale, quando l'intensità del campo elettrico è significativamente minore del campo inter-atomico del mezzo che attraversa, si ha che la polarizzazione elettrica (momento di dipolo per unità di volume) del mezzo, utile grandezza per quantificare e descrivere l'effetto del campo incidente, è scrivibile, con ottima approssimazione, come $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$, dove ϵ_0 è la permittività elettrica del vuoto, χ è la suscettività elettrica, costante adimensionale caratteristica del materiale, ed \mathbf{E} è il campo elettrico applicato.

La gran maggioranza degli effetti ottici non-lineari sono dovuti ad una relazione non lineare tra il campo elettrico applicato su di un materiale e la corrispettiva polarizzazione indotta in esso (da cui il nome) [6].

Sia dunque

$$\mathbf{P} = \sum_n (\epsilon_0 \chi^{(n)} \mathbf{E}^n) = \epsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + (\epsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) = \mathbf{P}_l + \mathbf{P}_{nl} \quad (1.4)$$

la polarizzazione dovuta al campo elettrico \mathbf{E} , dove qui l' n -esimo fattore $\chi^{(n)}$ nella serie di potenze denota il tensore di suscettività dell' n -esimo ordine, il quale descrive la dipendenza dei componenti spaziali di \mathbf{P} da quelli di \mathbf{E} (combinati al grado n). Tale espressione può anche essere vista come l'espressione per \mathbf{P} dell'ottica lineare dove $\chi^{(n)}$ rappresenta il termine matriciale n -esimo dell'espansione in serie della suscettività rispetto alla variabile \mathbf{E} in $\mathbf{E} = \mathbf{0}$. \mathbf{P}_l e \mathbf{P}_{nl} sono la parte di dipendenza lineare e non lineare della polarizzazione dal campo elettrico; scritta la 1.4 secondo l'ultima eguaglianza, si è messo in rilievo la presenza di effetti attribuibili ad interazioni lineari e non-lineari.

Notando che la 1.4 contiene tutte le potenze di \mathbf{E} , si intuisce che, anche considerando un campo elettrico associato a una radiazione monocromatica da onda piana, la polarizzazione conterrà anche frequenze diverse da quelle del campo incidente, originate dall'interazione non-lineare.

Un buon numero di fenomeni non-lineari viene grandemente sfruttato proprio per la possibilità di produrre nuove frequenze a partire da una o più sorgenti di altra frequenza. Due di questi processi, che coinvolgono la generazione di una frequenza differenza di due frequenze di partenza (i quali verranno brevemente discussi in seguito, v. sez. 1.5), sono di diretto interesse per quanto concerne questo lavoro.

Più nello specifico, si considerino due distinte onde elettromagnetiche piane armoniche monocromatiche, che per semplicità vengono prese da sorgenti nello stesso punto, e i cui campi elettrici sono allora: $\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_1^0 \exp(i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \phi_1)) + c.c.$, $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_2^0 \exp(i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} + \phi_2)) + c.c.$ (avendo denotato con $c.c.$ il complesso coniugato del termine che lo precede). Trascurando ordini superiori al secondo nell'espressione per la polarizzazione, i.e. $\mathbf{P}_{nl} = \epsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}^2 = \epsilon_0 \chi^{(2)} (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2$, si ottiene:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_{nl} = 2\epsilon_0 \chi^{(2)} & \left(((\mathbf{E}_1^0)^2 + (\mathbf{E}_2^0)^2) \right. \\ & + Re((\mathbf{E}_1^0)^2 \exp[2(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \mathbf{r} + \phi_1)] + (\mathbf{E}_2^0)^2 \exp[2(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \mathbf{r} + \phi_2)]) \\ & + 2Re(\mathbf{E}_1^0 \mathbf{E}_2^0 \exp[(\omega_1 - \omega_2)t + (\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)\mathbf{r} + \phi_1 - \phi_2]) \\ & \left. + 2Re(\mathbf{E}_1^0 \mathbf{E}_2^0 \exp[(\omega_1 + \omega_2)t + (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)\mathbf{r} + \phi_1 + \phi_2]) \right) \end{aligned} \quad (1.5)$$

da cui si vede che la polarizzazione al secondo ordine contiene termini a nuova frequenza:

- le seconde armoniche delle due onde (legate al processo SHG, *second harmonic generation*)
- la frequenza somma delle due onde (SFG, *sum frequency generation*)
- la frequenza differenza delle due onde (DFG, *differency frequency generation*)
- i primi due termini a frequenza nulla costituiscono una componente continua (legata al processo OR, *optical reptification*)

Di rilevante importanza per questo lavoro di tesi è il processo di generazione di frequenza differenza e il processo che permette di produrre un fascio di luce che è amplificazione di un preesistente fascio di luce grazie all'interazione con un secondo fascio, ovvero l'OPA (*optical parametric amplification*).

Sebbene la sola eq. 1.5 dà l'idea che ci sia la possibilità di avere almeno quattro effetti di ottica non-lineare in un'unica interazione luce-materia, nella realtà, generalmente, massimo uno di questi si manifesta considerabilmente. Ciò consegue dal fatto che, perché uno di tali processi avvenga apprezzabilmente, devono essere soddisfatte determinate condizioni, le quali sono tipicamente non realizzabili simultaneamente per processi differenti. [3]

In particolare deve essere soddisfatta la condizione di *phase matching*, che discende dal raccordo delle fasi delle onde in gioco. Se si indica con $\Delta\mathbf{k}$ il *mismatch* dei vettori d'onda tra le radiazioni generate e incidenti, essa può essere genericamente scritta come $\Delta\mathbf{k} = 0$ (che in sostanza esplicita la conservazione del momento tra i fasci). È proprio questa condizione che vincola sperimentalmente a scegliere un solo processo non-lineare alla volta, garantendo il mixing efficiente dei campi. [7]

1.5 Processi DFG & OPA

Si prenda il processo DFG. Due fasci di luce a intensità comparabile e frequenze ω_1 ed ω_2 , con $\omega_1 > \omega_2$, incidono su di un materiale il cui termine $\chi^{(2)} \neq 0$. L'output è un fascio di luce con una frequenza $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$. Si ragioni semplicemente in termini di fotoni (figura 1.4). In accordo con la conservazione dell'energia, si ha che ogni fotone creato a frequenza ω_3 segue dalla distruzione di un fotone a frequenza ω_1 insieme alla creazione di un fotone a frequenza ω_2 (secondo un processo di emissione stimolata dal fascio a quella frequenza). Per la conservazione del momento invece bisogna che $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 = 0$. Scritta per il processo qui considerato si ha $n_1\omega_1 = n_3\omega_3 + n_2\omega_2$, dove si è indicato con n l'indice di rifrazione del mezzo e i cui pedici stanno a significare che, dipendendo n per lo meno dalla frequenza dell'onda propagante, il suo valore sarà diverso per i tre fasci. Ma dal momento che $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$, è chiaro che la scelta del materiale e il modo con cui viene fatto interagire con le radiazioni è cruciale per poter portare ad una buona condizione di *phase matching* (e quindi a una buona riuscita del processo di generazione della nuova frequenza). Tipicamente, per fare ciò, si impiegano cristalli birifrangenti, in cui luce incidente lungo determinati assi, polarizzata in differenti direzioni, viene trasmessa con differenti indici di rifrazione. [1, 3]

Si supponga ora che il fascio a frequenza ω_1 sia di intensità molto maggiore di quello a frequenza ω_2 . Agendo così, si vede la possibilità di amplificare quest'ultimo grazie al meccanismo di emissione stimolata sopracitato. Questo è il caso del processo OPA (equivalente in sostanza a uno DFG).

Si rende noto che, nel linguaggio utilizzato nel contesto di questi processi (e che verrà qui adottato nella sez. 2.5), il fascio d'intensità maggiore, il fascio da amplificare, quest'ultimo amplificato e il fascio a frequenza differenza, sono detti, rispettivamente, *pump*, *seed*, *signal* e *idler*.

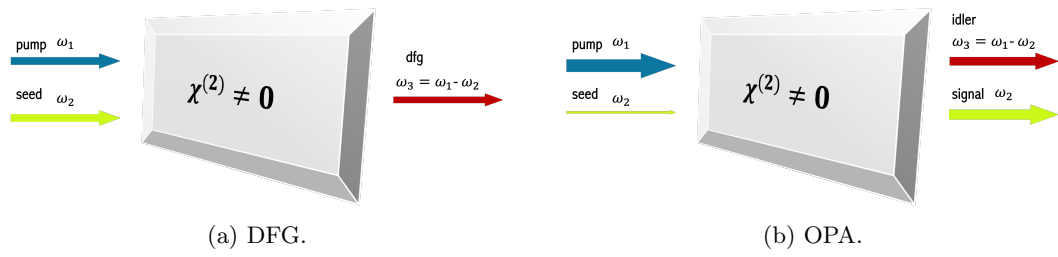


Figura 1.3: Rappresentazioni concettuali a livello di fasci per i processi DFG e OPA.

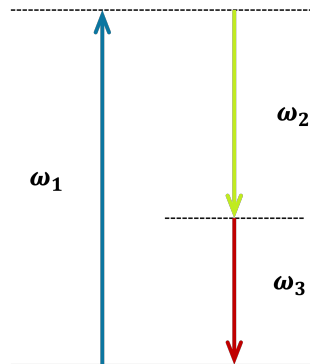


Figura 1.4: Schema dell'interazione fotonica per il processo DFG. La linea continua indica il *ground state*, le linee tratteggiate indicano livelli virtuali.

Capitolo 2

Setup sperimentale

Nel presente capitolo viene descritta la procedura con cui si è assemblato e reso operativo l'interferometro. Si presentano i componenti utilizzati e si definisce il modo con cui sono state allineate le ottiche e come è stato successivamente calibrato lo strumento. Si discute poi la procedura di acquisizione usata, in relazione agli strumenti elettronici utilizzati. Si danno infine i dettagli di costruzione degli strumenti OPA e DFG utilizzati per generare la luce impulsata nel mid-IR caratterizzata con l'interferometro.

2.1 Arrangiamento dei componenti e allineamento

Su di una board ottica, come mostrato nello schema di figura 2.1, sono stati montati i seguenti strumenti ed ottiche:

- uno specchio mobile elettronicamente (uno scanDelay A.P.E.), il quale può oscillare in un range di frequenze di [0.1 - 20] Hz e con ampiezze tra [1 - 15] ps (dove 1ps di ampiezza è da intendersi come la distanza percorsa dalla luce in tale tempo). Fissato lui per primo, sono stati montati gli altri componenti relativamente alla sua posizione
- un beam-splitter. È stato selezionato un pellicle beam-splitter, così da minimizzare gli effetti di disallineamento dovuti alle riflessioni dei fasci sulle due superfici del beam-splitter
- due specchi, uno per indirizzare il fascio di luce verso il beam-splitter, l'altro per riflettere indietro una metà del fascio dopo il beam-splitter. Quest'ultimo è stato fissato su di una slitta manuale in modo tale da poterne modificare la distanza dal beam-splitter per poter agevolmente trovare la condizione di uguale distanza dei due bracci dell'interferometro
- due iridi, che, posizionate come in figura 2.1, permettono l'allineamento del fascio di cui si vuole misurare lo spettro, e anche di regolarne successivamente l'intensità
- un detector MCT (*Mercury Cadmium Telloride*). Tale strumento di rilevazione verrà presentato in Sezione 2.2.

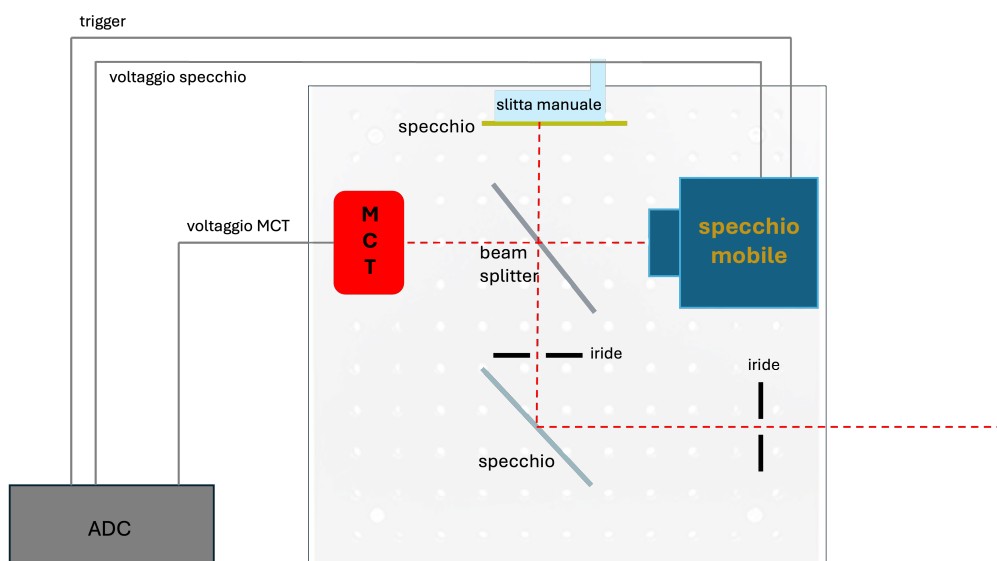


Figura 2.1: Rappresentazione schematica dell'apparato costruito.

Una volta assemblate le componenti ottiche come in figura 2.1, e trovata in prima approssimazione la posizione dello specchio sulla slitta in maniera da avere eguali distanze dei due bracci dell'interferometro, si è proceduto con l'allineare le ottiche in modo tale da ottenere i due sottofasci ricongiunti il più possibile collineari. Ciò è stato fatto regolando le inclinazioni degli specchi (e la posizione della slitta) in risposta a quanto rilevato con l'occhio, osservando la figura d'interferenza a lunga distanza dal beam-splitter. Successivamente si sono allineate e centrate le iridi, la prima sullo specchio della slitta, la seconda sull'altro. In figura 2.2 è visualizzabile l'aspetto dell'apparato reale.

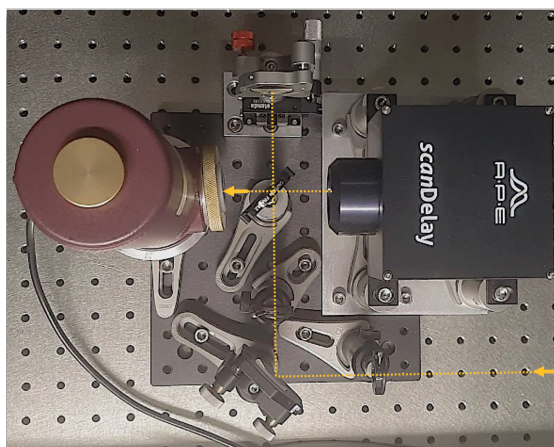


Figura 2.2: Fotografia dell'interferometro.

2.2 Detector MCT

Un detector MCT è uno strumento di detezione il cui sensore è costituito da un pezzo di semiconduttore $Hg_{1-x}Cd_xT$. Tale materiale, costituito da mercurio, cadmio e tellurio in proporzioni variabili secondo il parametro di composizione della lega x , è un semiconduttore la cui band-gap energetica varia con continuità e quasi linearmente con tale parametro, spaziando da $0.0eV$ a $1.6eV$ circa. In termini di lunghezze d'onda, è quindi un detector adatto per misurare radiazione nel vicino e/o medio infrarosso, con range e risposta variabile a seconda del parametro di lega. Ciò lo rende efficacemente utilizzabile nell'apparato qua costruito, dovendo misurare radiazioni medio-infrarosse impulsive. Nel suo impiego bisogna però tener conto che, essendo la sua band-gap semiconduttiva a temperatura ambiente comparabile con la corrispettiva radiazione da corpo nero (che a $20\text{ }^\circ\text{C}$ è di fotoni a $\sim 0.13eV$), per evitare un forte fondo ambientale occorre refrigerare il detector a temperature per lo meno criogeniche. Ciò viene usualmente fatto (ed è qui stato fatto) utilizzando azoto liquido (che viene opportunamente versato in una apposita camera dello strumento). [8]

L'MCT adoperato è l'Hamamatsu P5274-01 (la cui risposta spettrale è mostrata in figura 2.3), che ha un picco di sensitività a $\sim 17\mu m$ ed una frequenza di cut-off a $\sim 22\mu m$. La figura 2.4 riporta la forma della sua risposta ad un impulso dei fasci medio-infrarossi che sono stati caratterizzati.

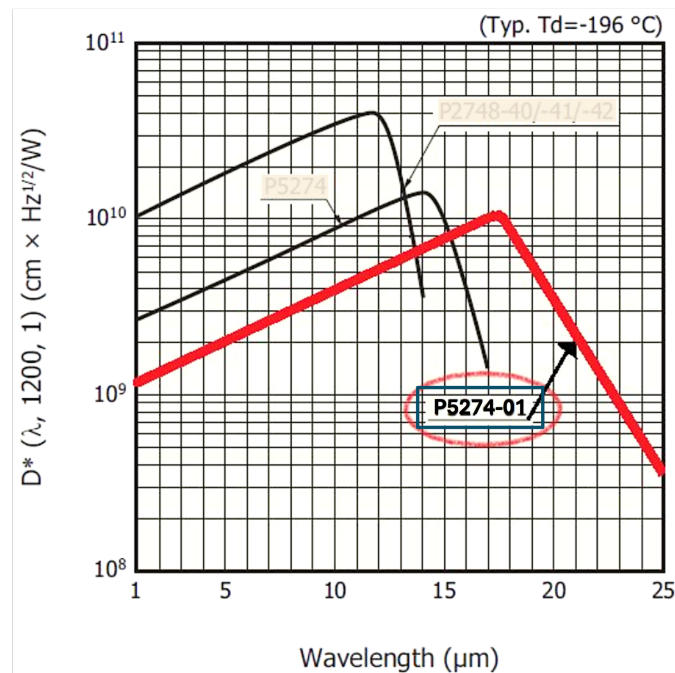


Figura 2.3: Grafico dell'inverso del *Noise equivalent power** dell'MCT usato in funzione della lunghezza d'onda della radiazione incidente (linea rossa spessa).

*Potenza del segnale che restituisce un rapporto segnale rumore pari a 1 in una larghezza di banda di 1Hz.

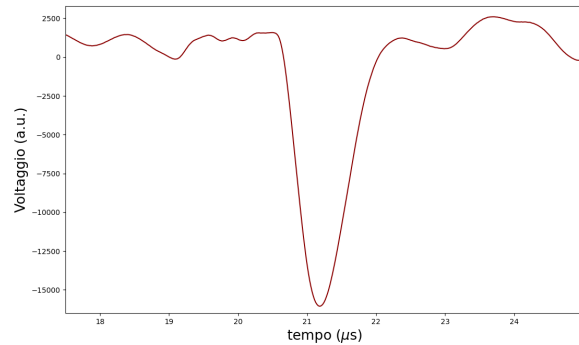


Figura 2.4: Esempio di una scarica (digitalizzata con la scheda presentata in sez. 2.3) dell'MCT usato dovuta all'interazione con un singolo impulso di radiazione.

2.3 Sistema e metodo di acquisizione

Allo specchio mobile scanDelay è incluso un software che permette di scegliere le modalità di oscillazione dello specchio. In particolare, i parametri rilevanti sono: forma d'onda, frequenza di scanning, ampiezza. È stata usata una forma d'onda sinusoidale, con parametri di frequenza di scanning e ampiezza fissati durante le misure effettuate, pari a 1Hz e 10ps. Per conoscere l'oscillazione effettiva dello specchio, l'elettronica di questo produce un segnale elettrico la cui intensità è proporzionale alla distanza dello specchio dalla sua posizione di offset. Tale segnale viene mandato ad un componente elettronico che lo digitalizza, e ne trasferisce l'informazione a una scheda d'acquisizione (v. fig. 2.1).

Questa scheda è un ADC (*analog-to-digital-converter*) a 16 bit (modello M2p5942 della Spectrum), che, presi l'output digitalizzato dello specchio e il segnale raccolto dall'MCT in maniera sincrona, ne permette l'elaborazione al computer cui essa è collegata. Il trigger per l'acquisizione dato alla scheda è stato scelto nel modo seguente: il segnale di trigger viene dato dall'elettronica dello scanDelay in corrispondenza dell'inizio di ogni periodo di oscillazione dello specchio (quindi il segnale di trigger avviene a frequenza pari a quella dello specchio, si veda figura 2.5). La scheda è stata utilizzata nel seguente modo: fatta partire un'acquisizione, essa acquisisce ad un rate di 80MHz per una durata di $209715\mu\text{s}$ in post-trigger. Ciò che si ottiene è esemplificato in figura 2.6 e 2.7.

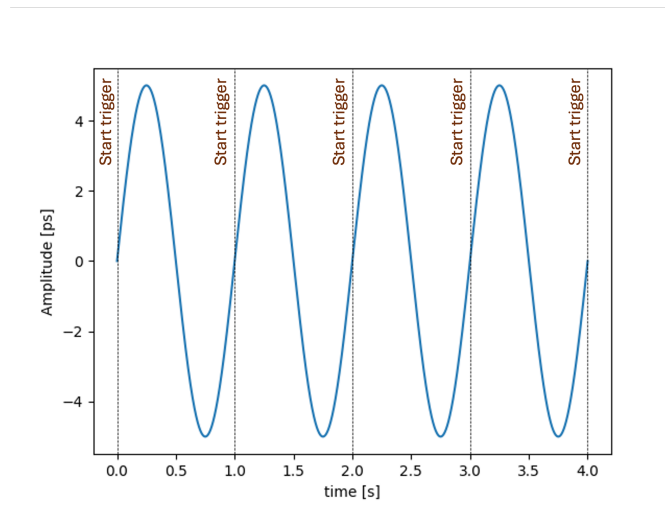


Figura 2.5: Schema del trigger, il cui start è rappresentato dalle linee verticali, sulla forma d'onda sinusoidale dello specchio mobile (Ampiezza: 10ps - Scanning frequency: 1Hz).

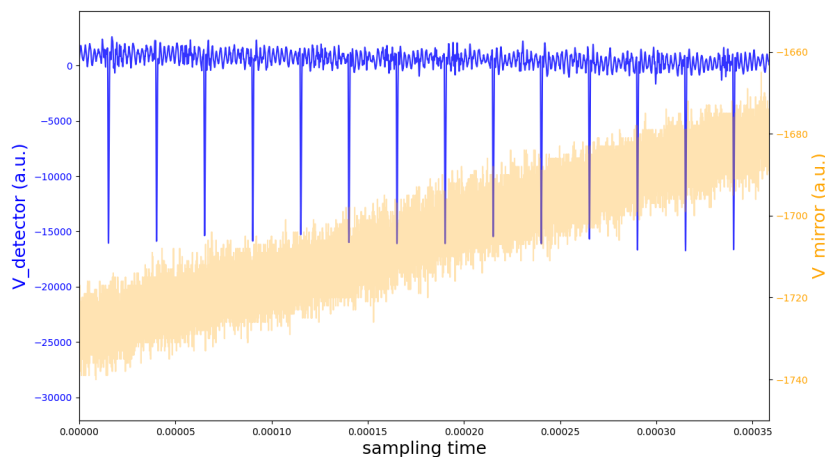


Figura 2.6: Esempio di dati ottenuti con una acquisizione (graficati con scala ingrandita al livello di impulsi). L'asse temporale è il tempo arbitrario della scheda d'acquisizione; i due assi dei voltaggi sono nelle stesse unità arbitrarie su scale diverse. L'intensità del segnale elettrico dello specchio è da intendersi come la sua posizione relativa (il voltaggio al tempo 0 corrisponde alla posizione di offset dello specchio). In condizioni di interferenza apprezzabile l'intensità al detector viene modulata con la posizione dello specchio.

In tal modo, ogni acquisizione corrisponde a medesime posizioni dello specchio mobile, ed essendo il suo tempo di raccolta dati tale da poter cogliere un'intera evoluzione dell'interferenza (come visualizzabile nell'esempio in figura 2.7), la singola acquisizione contiene dati, del voltaggio del detector (e dello specchio) e relativa scala temporale, direttamente elaborabili.

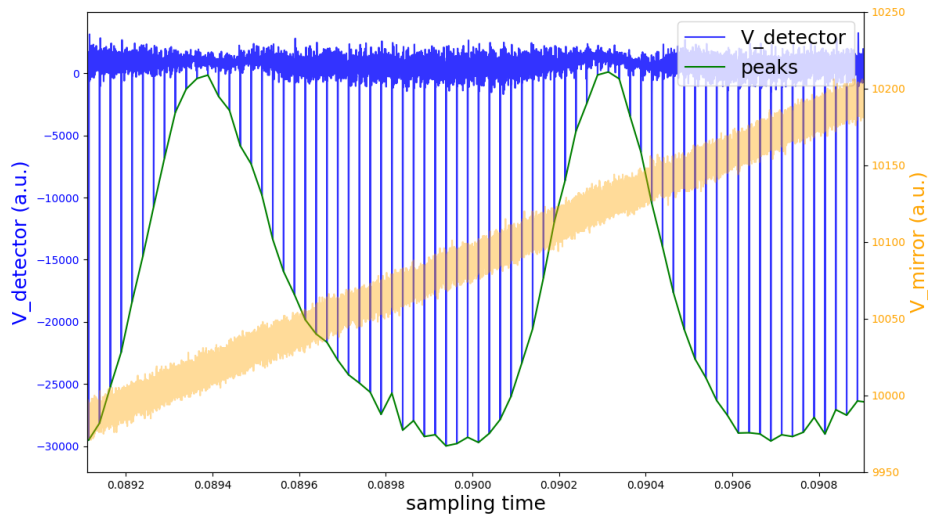


Figura 2.7: Modulazione del treno di impulsi a causa dell'interferenza (da fasci impulsati a $7\mu\text{m}$). In verde è evidenziata la modulazione del segnale dovuta all'interferenza variabile con la posizione dello specchio.

Per ottenere i risultati desiderati, ossia lo spettro del fascio in esame da ricavarsene la lunghezza d'onda, è stato scritto un programma Python operante nel seguente modo:

- converte il tempo arbitrario della scheda in acquisizione nel corrispettivo tempo reale relativo alla posizione dello specchio mobile (espresso in unità di ps da intendersi come sopra). Nella conversione viene aggiunto anche un fattore di calibrazione (v. sez. 2.4)
- produce, relativamente a un intervallo di tempo scelto (che viene scelto in maniera da elaborare nella parte di interferenza vicina alle condizioni di eguale distanza dei bracci dell'interferometro), nuove coppie di dati: i valori di picco del voltaggio del detector e i corrispondenti tempi (in sostanza si ricava la funzione in verde di figura 2.7)
- effettua la FFT di quest'ultimi dati

Tale programma è stato integrato con un'interfaccia GUI, che, una volta scelto l'intervallo temporale su cui fare la FFT, permettesse in tempo reale di vedere l'acquisizione del detector e il relativo spettro ricavato, e anche la media aggiornata di questi due.

2.4 Calibrazione dell'interferometro

Per calibrare l'interferometro, ovvero associare la corretta scala di tempi al movimento dello specchio, lo si è testato usando come sorgente di fascio di luce un compact laser nel visibile (un PL202 Thorlabs) con lunghezza d'onda centrata a 640nm. Il fattore di calibrazione nominato nella sezione precedente (nel contesto del programma Python scritto), è un fattore da interpretare come un valore che corregge i voltaggi ottenuti dall'elettronica dello specchio in modo tale da restituire un asse temporale (il *sampling time* delle figure 2.6 e 2.7), corrisposto all'interferenza, compatibile con l'oscillazione della radiazione analizzata, la quale è stata preliminarmente misurata con

uno spettrometro e considerata attendibile alla frequenza nominale del laser (640nm). Si precisa che, per la calibrazione, è stato impiegato un diodo al silicio come strumento di detezione del fascio di luce (invece che l'MCT), giacché di più immediato uso (non necessita di refrigerazione). Inoltre, grazie al fatto della continuità della radiazione, il diodo restituisce un voltaggio continuo permettendo un'acquisizione diretta dello spettro d'interferenza, senza necessità di ricercare i picchi del treno di impulsi. Si confrontino le figure 2.8 e 2.9 per un'idea dell'elaborazioni seguite.

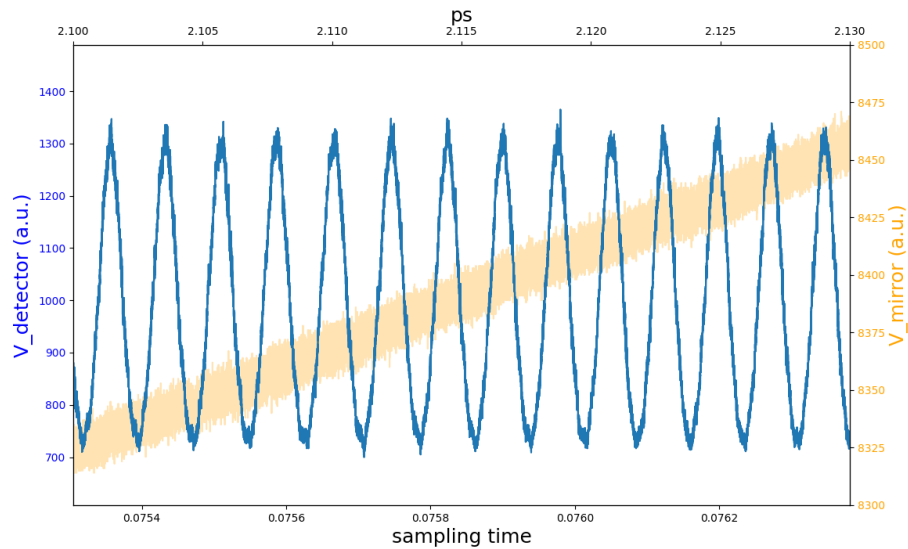


Figura 2.8: Esempio di una figura d'interferenza del laser continuo: in basso l'asse temporale è quello arbitrario della scheda d'acquisizione; in alto (dopo la calibrazione) l'asse temporale (da ora in poi) è da interpretarsi come già detto per l'ampiezza dell'oscillazione dello specchio mobile. Si nota la periodicità dell'interferogramma.

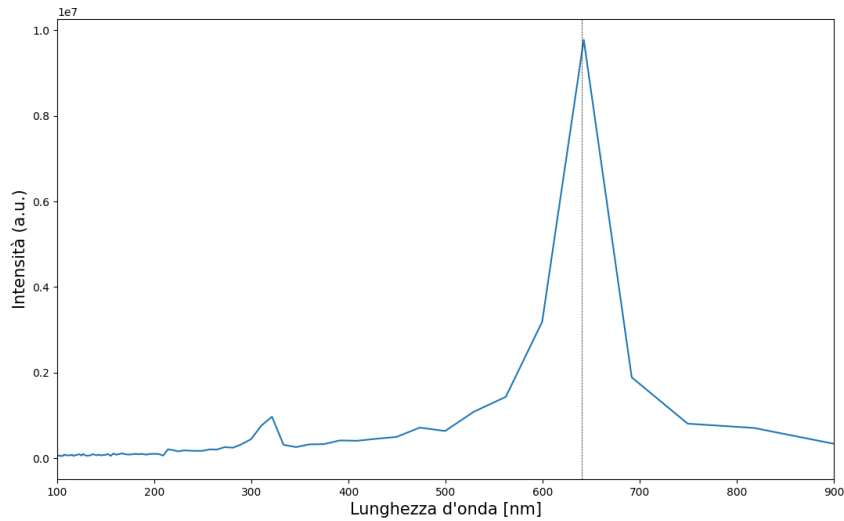


Figura 2.9: Spettro misurato con l'interferometro del laser nel visibile utilizzato per la calibrazione. La linea verticale è posta a 640nm.

2.5 Generazione di impulsi ultracorti nel MID-IR

Per ottenere i fasci di radiazione infrarossa impulsata utilizzata nelle misure sperimentali, sono stati impiegati un sistema DFG e una coppia di OPAs (si veda figura 2.10).

La coppia di amplificatori ottici parametrici è il sistema "ORPHEUS-Twins", in cui vengono pompati da un fascio a 40W a 1030nm (con impulsi di durata di circa 100fs) di un laser Carbide, con un *repetition rate* di 40kHz. Esso produce come output finale due fasci con caratteristiche modificabili indipendentemente, i cui spettri sono mostrati in figura 2.11 e 2.12. Tali fasci, in ciascun OPA, vengono creati secondo un processo a due stadi: nel primo stadio viene prodotto un *signal* amplificando un fascio di luce bianca continua impulsato con la seconda armonica di un fascio impulsato generato dal laser; nel secondo stadio viene prodotto l'output amplificando il *signal* dello stadio precedente usando la radiazione fondamentale del laser come *pump*. Il sistema di generazione di luce bianca continua che produce il primo *seed* per ciascun OPA, e il sistema laser da cui si ottengono i *pump(s)*, sono comuni ai due OPAs. L'OPA il cui output viene utilizzato come *pump* nel successivo DFG può produrre fasci impulsati con lunghezze d'onda nel range [1300, 2200] nm, l'altro in un range di [1300, 2500] nm.

Il DFG, prendendo in input i *signal(s)* così prodotti e facendoli interagire in un processo di generazione di frequenza differenza, genera il fascio impulsato nel mid-IR desiderato. Esso può essere prodotto con una lunghezza d'onda nel range di [4500, 15000] nm, ed è questo che è stato caratterizzato con l'interferometro.

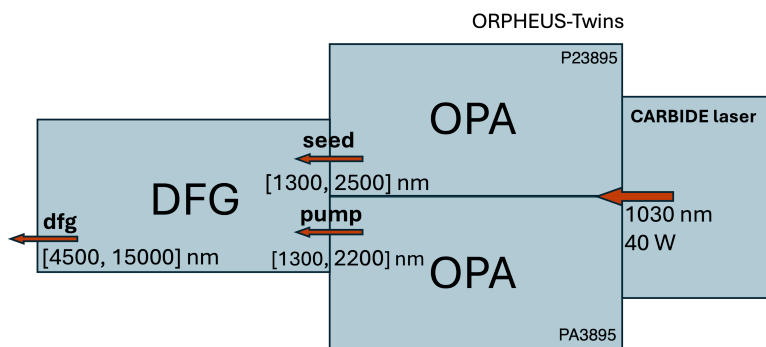


Figura 2.10: Rappresentazione schematica del sistema di produzione dei fasci impulsati medio-infrarossi.

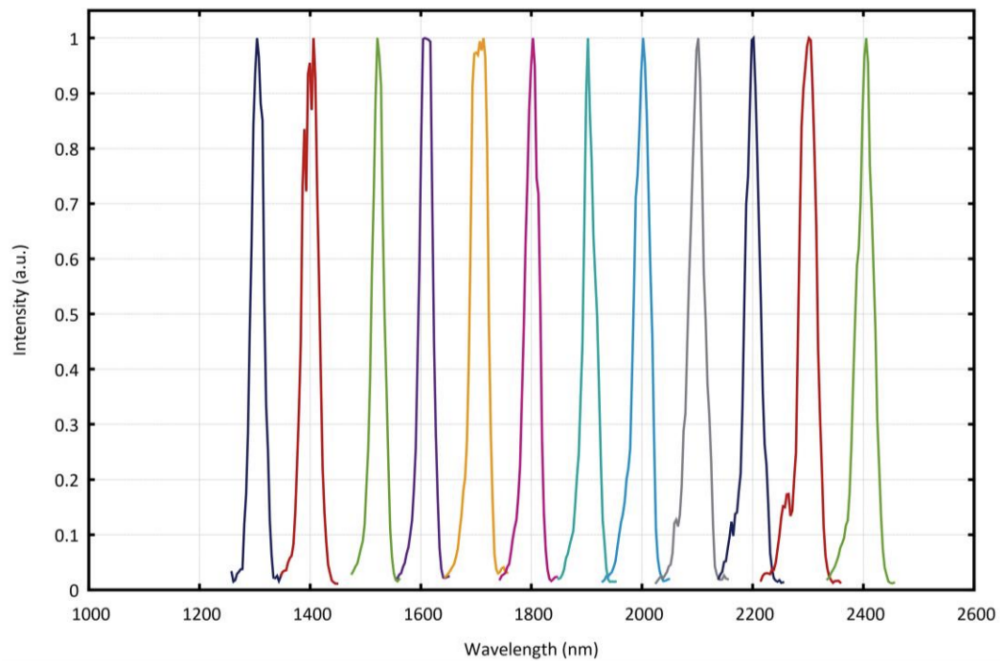


Figura 2.11: Spettri degli output dell'OPA che produce il fascio usato come *seed*. Sono mostrati 12 spettri differenti (normalizzati) corrispondenti a 12 settaggi di lunghezza d'onda differenti (prima del cristallo di DFG).

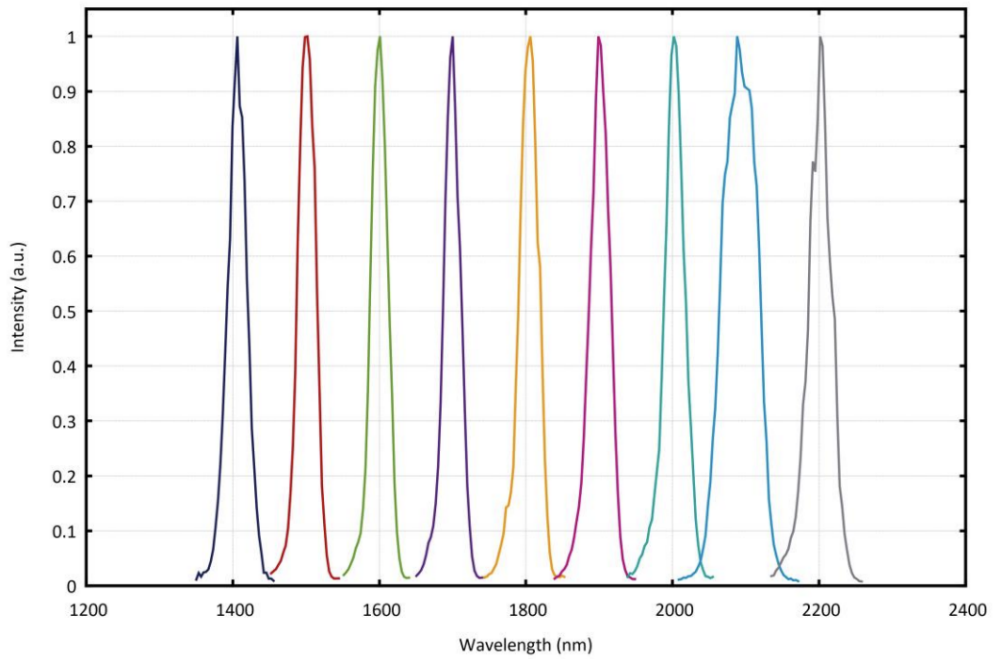


Figura 2.12: Spettri degli output dell'OPA che produce il fascio usato come *pump*. Sono mostrati 9 spettri differenti (normalizzati) corrispondenti a 9 settaggi di lunghezza d'onda differenti (prima del cristallo di DFG).

Capitolo 3

Caratterizzazione di impulsi ultracorti medio-infrarossi

In questo capitolo si presentano i risultati ottenuti dalle misure effettuate sui fasci mid-IR di impulsi ultracorti testati. Si valutano poi le incertezze dei dati delle acquisizioni con due metodi differenti, nell'ottica di trovare il modo migliore per ottimizzare il rapporto segnale rumore nell'eventualità di utilizzare l'interferometro per esperimenti di spettroscopia risolta in tempo.

3.1 Dati acquisiti ed elaborazione

Allineando il sistema di generazione di impulsi ultracorti medio-infrarossi, settato con un *repetition-rate* a 40kHz, sono state effettuate misure su fasci a nove differenti lunghezze d'onda: [5, 6, 7, 8.5, 10, 12, 15, 17, 19] μm . Le misure, per ciascuna lunghezza d'onda, sono state condotte registrando 100 acquisizioni (come descritto in sez. 2.3) e mediando su esse.

Per evitare la saturazione del detector, sono stati impiegati opportunamente filtri e diaframmi per regolare l'intensità dei fasci al livello del rivelatore. Per ovviare alla defocalizzazione su lunga distanza dei prodotti del DFG è stato annesso anche un telescopio, ad esclusione delle misure da 15 μm in su per cui si è invece avvicinato l'interferometro alla sorgente (in quanto le lenti del telescopio, contenenti CaF_2 , ne assorbivano la radiazione).

Si riportano gli interferogrammi e i relativi spettri nelle seguenti figure da 3.2 a 3.10. In figura 3.11 vengono messi a confronto tali spettri. La figura 3.1 mostra esplicitamente come si ricavano gli interferogrammi dalle acquisizioni.

Si rimarca il fatto che la durata dell'interferenza agli impulsi non corrisponde alla durata degli impulsi stessi.

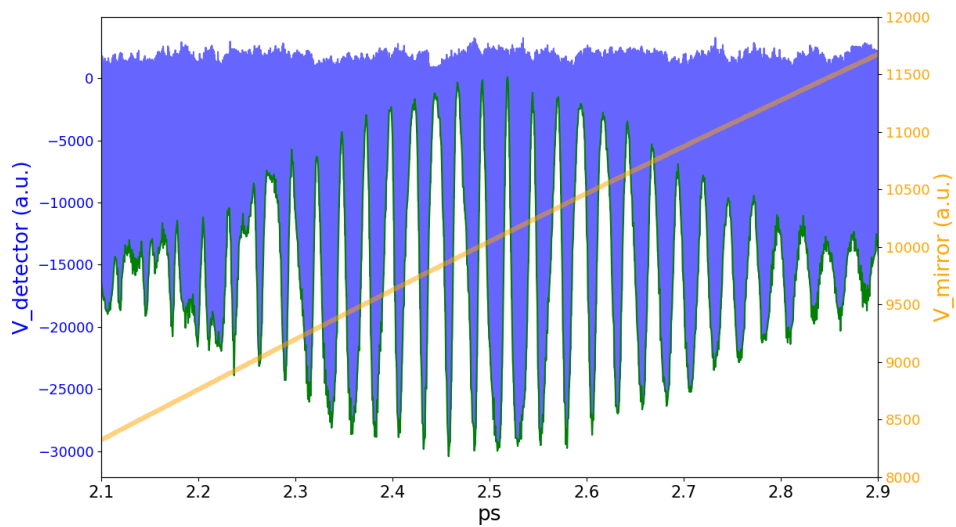
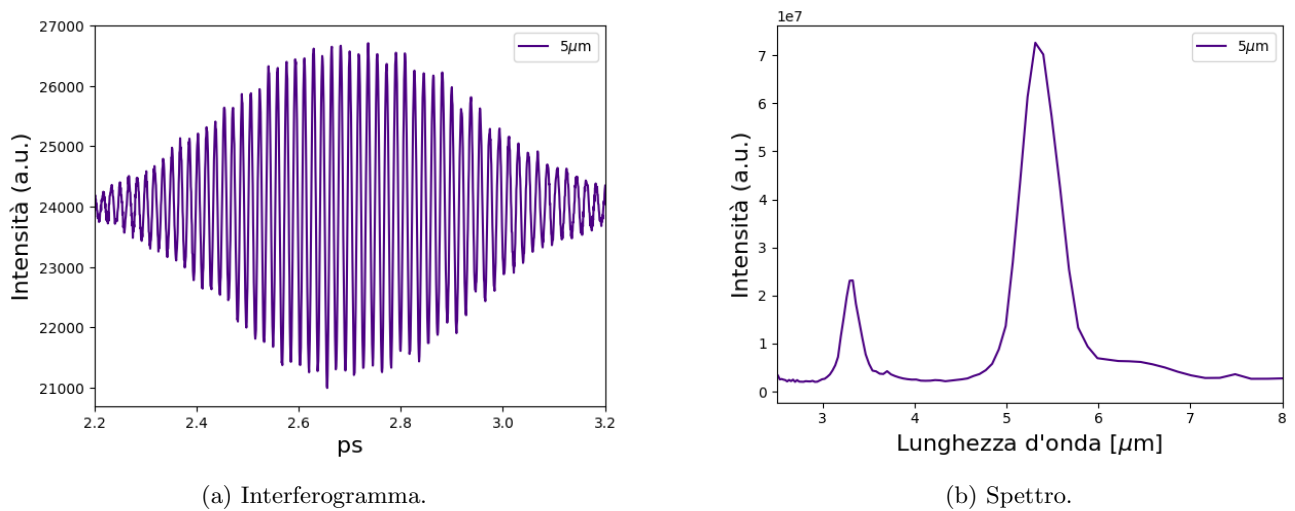


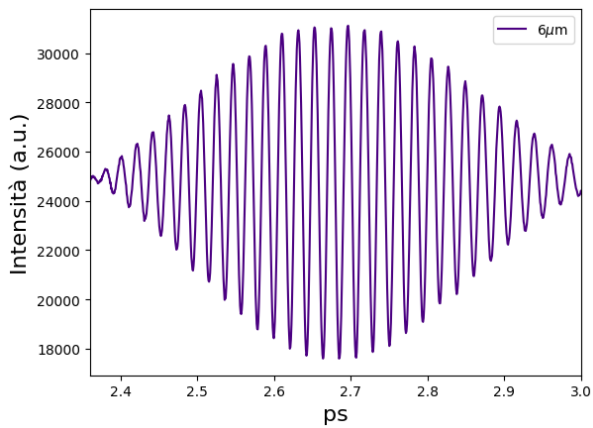
Figura 3.1: Esempio dell'involuppo degli impulsi modulati dall'interferenza (dalla stessa acquisizione di figura 2.7).



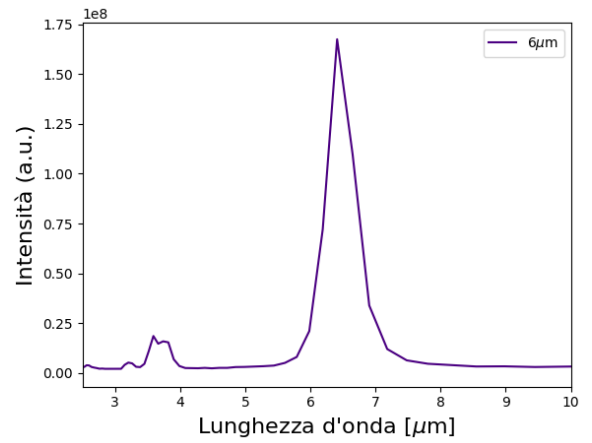
(a) Interferogramma.

(b) Spettro.

Figura 3.2: Interferogramma e corrispettivo spettro dalle misure di un fascio impostato a $5\mu m$.

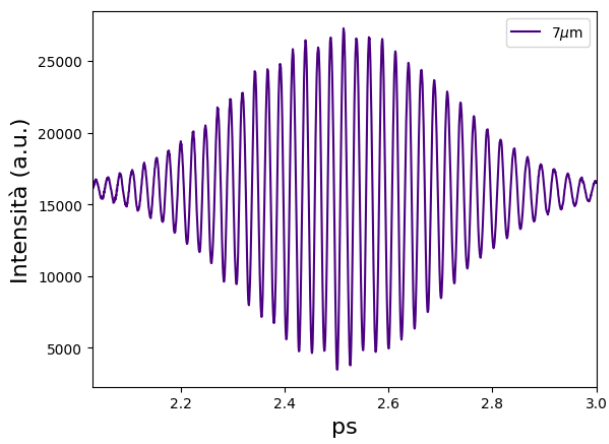


(a) Interferogramma.

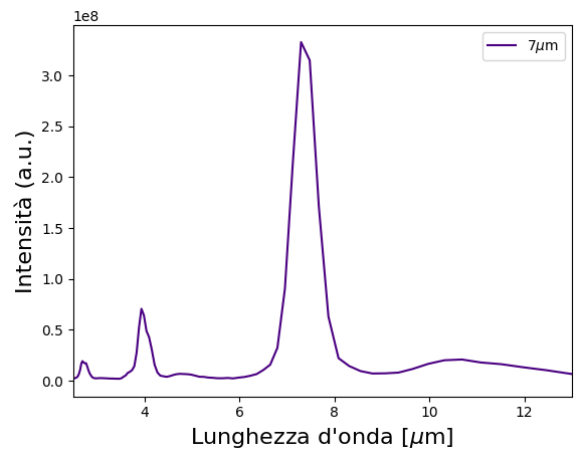


(b) Spettro.

Figura 3.3: Interferogramma e corrispettivo spettro dalle misure di un fascio impostato a $6\mu\text{m}$.

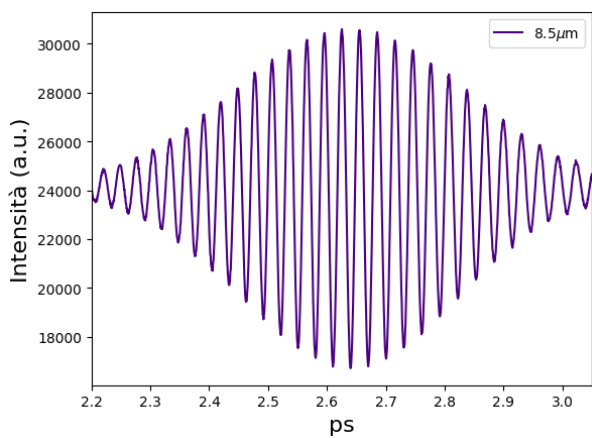


(a) Interferogramma.

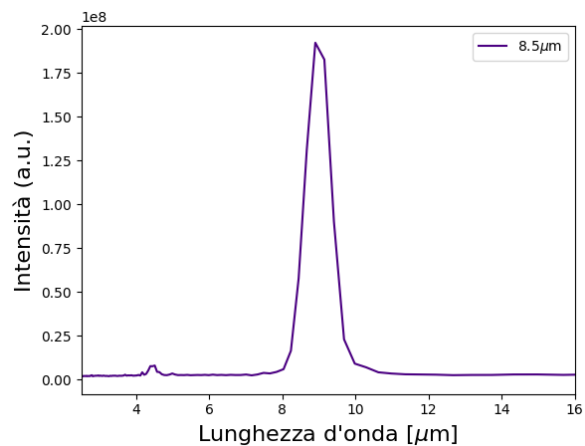


(b) Spettro.

Figura 3.4: Interferogramma e corrispettivo spettro dalle misure di un fascio impostato a $7\mu\text{m}$.

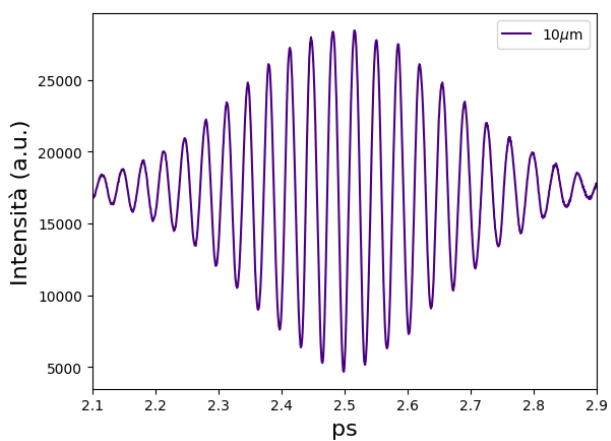


(a) Interferogramma.

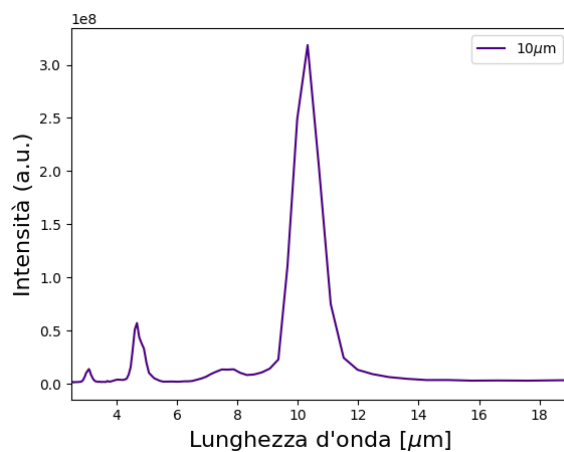


(b) Spettro.

Figura 3.5: Interferogramma e corrispettivo spettro dalle misure di un fascio impostato a $8.5\mu m$.

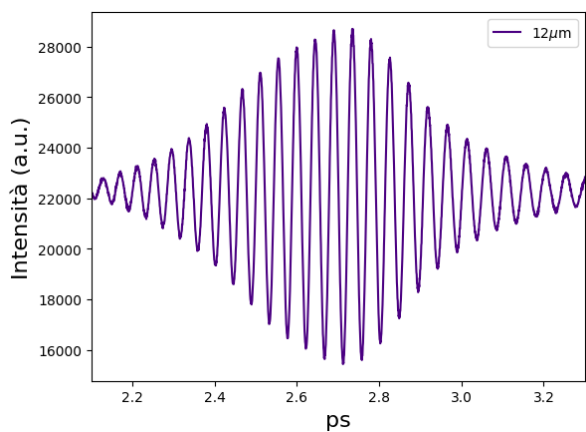


(a) Interferogramma.

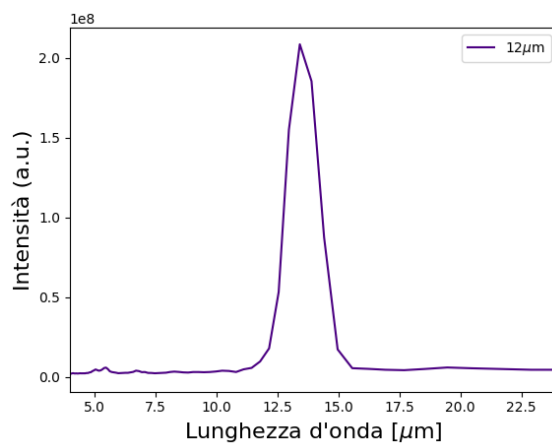


(b) Spettro.

Figura 3.6: Interferogramma e corrispettivo spettro dalle misure di un fascio impostato a $10\mu m$.

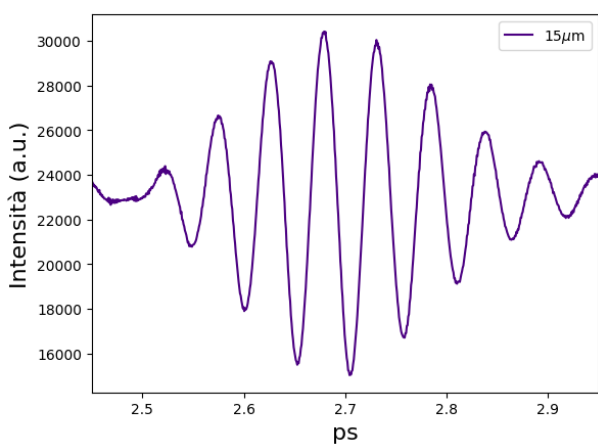


(a) Interferogramma.

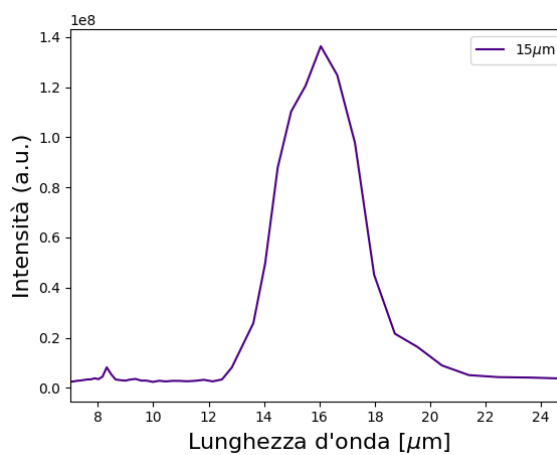


(b) Spettro.

Figura 3.7: Interferogramma e corrispettivo spettro dalle misure di un fascio impostato a $12\mu m$.

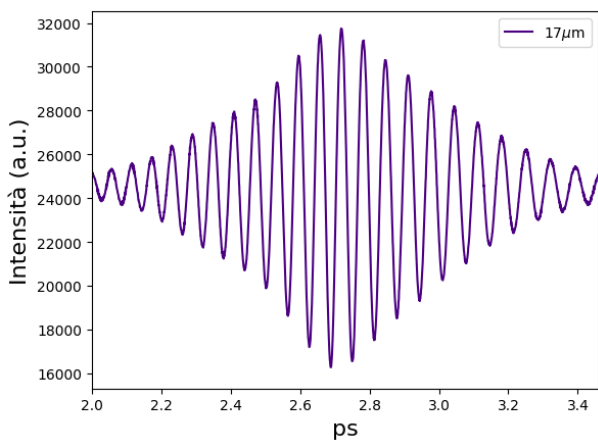


(a) Interferogramma.

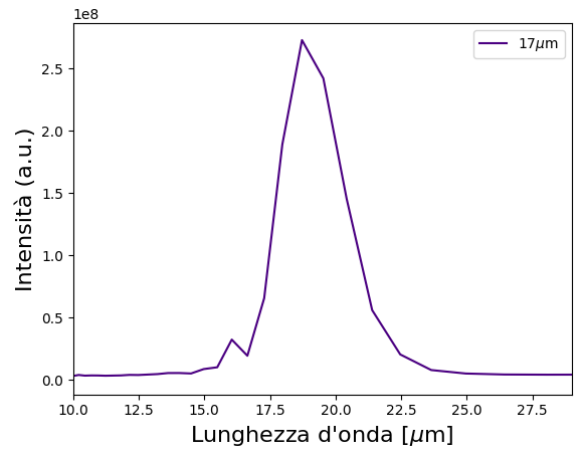


(b) Spettro.

Figura 3.8: Interferogramma e corrispettivo spettro dalle misure di un fascio impostato a $15\mu m$.

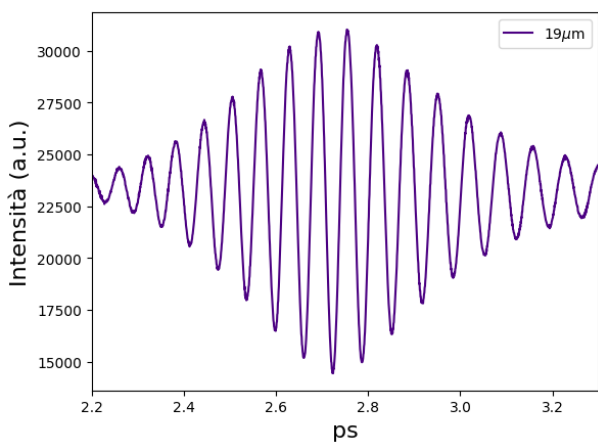


(a) Interferogramma.

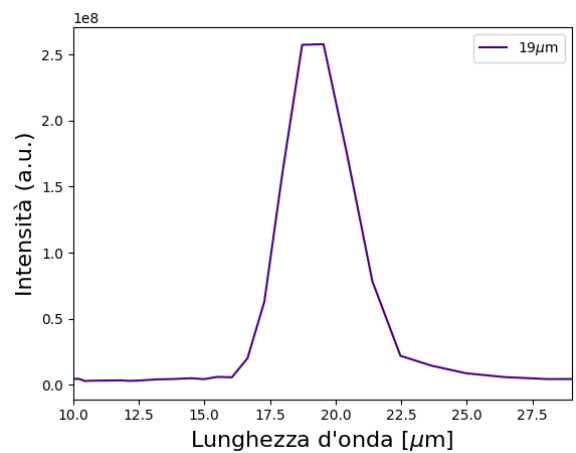


(b) Spettro.

Figura 3.9: Interferogramma e corrispettivo spettro dalle misure di un fascio impostato a $17\mu m$.



(a) Interferogramma.



(b) Spettro.

Figura 3.10: Interferogramma e corrispettivo spettro dalle misure di un fascio impostato a $19\mu m$.

È rilevante notare che le radiazioni misurate a $[15, 17, 19]$ μm sono a lunghezze d'onda ai limiti del range per cui il sistema DFG+Twin-OPAs opera in condizioni ottimali. Inoltre, sono anche in prossimità della zona di *cut-off* del detector MCT utilizzato. Ciò può indurre a pensare che i risultati ottenuti per tali misure siano meno affidabili. Tale ipotesi risulta avvalorata dal confronto degli interferogrammi e spettri con le altre lunghezze d'onda (interferogrammi più singolari e spettri con picchi allargati), ed è senz'altro vera per le misure a 17 e 19 μm , per cui il detector ha evidentemente smorzato parte significativa della radiazione (i loro spettri appaiono di fatto sovrapponibili).

In alcuni spettri (si confronti ad esempio lo spettro a $5\ \mu\text{m}$), si sono rilevate frequenze non alla frequenza della fondamentale dell'impulso. Ciò è attribuibile ad un non perfetto allineamento delle ottiche.

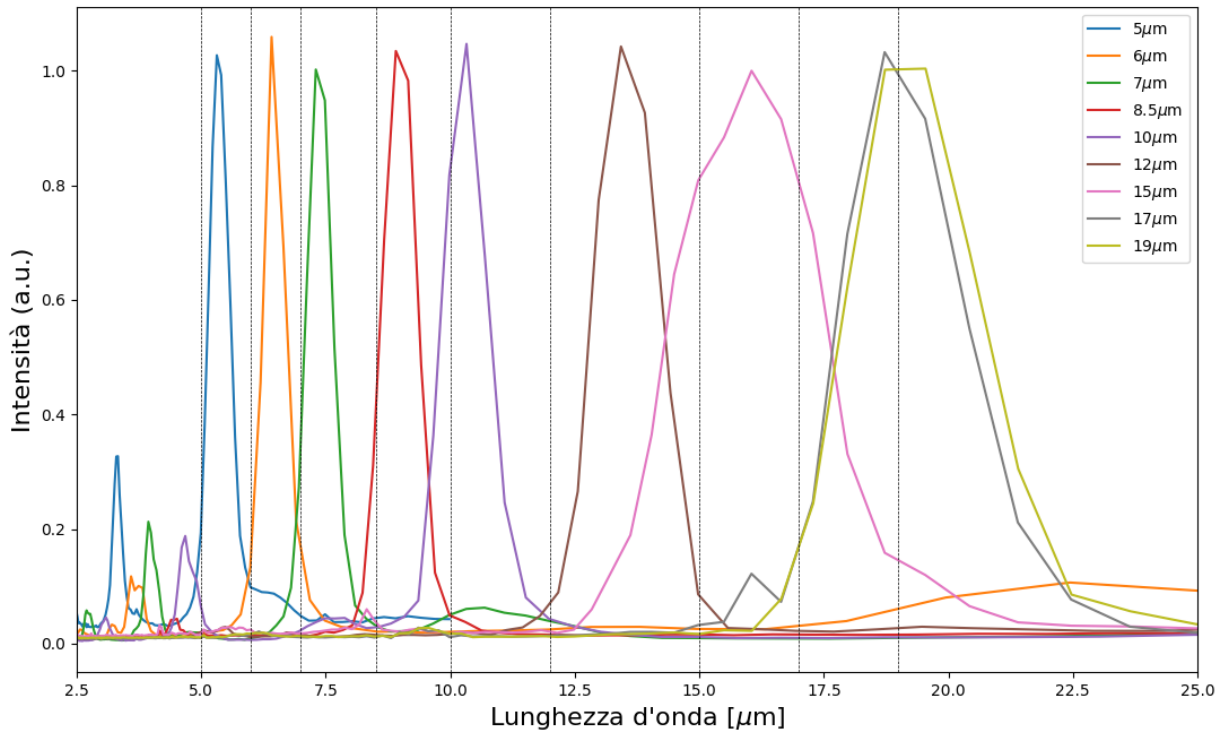


Figura 3.11: Spettri (normalizzati) ottenuti per le nove lunghezze d'onda analizzate. Le linee verticali tratteggiate sono poste in corrispondenza delle lunghezze d'onda impostate al sistema generatore dei fasci (ovvero $[5, 6, 7, 8.5, 10, 12, 15, 17, 19]\ \mu\text{m}$).

3.2 Analisi del segnale/rumore dell'interferometro

Per lo scopo di questa tesi, l'interferometro è stato utilizzato solamente per misure statiche di fasci impulsati, al fine ricavarne la lunghezza d'onda. In questo caso, il rapporto segnale/rumore è relativamente alto e non occorre tenerne in considerazione l'entità. Nel caso lo si voglia usare per effettuare misure risolte in tempo, come ad esempio per misure fuori equilibrio, in cui, invece che lo spettro statico, si misura la modifica spettrale in ampiezza e fase indotta da un secondo impulso, risulta invece necessario elaborare dati con un S/N il più possibile alto. Si sono perciò valutati due metodi di elaborazione dei segnali, comparando la varianza (direttamente correlata al rumore di fondo) delle acquisizioni per una lunghezza d'onda misurata.

Un primo metodo consiste nell'effettuare la varianza, per ogni punto corrispondente ad un picco da impulso, delle 100 acquisizioni di un fascio, direttamente considerando il valore del

picco (si ricorda che ogni singola acquisizione rileva uno stesso numero di impulsi su uguali assi temporali); il secondo metodo sfrutta l'alto tasso di campionamento del segnale (80MHz di *sampling-rate* dell'ADC rispetto ai 40kHz di *repetition-rate* degli impulsi) e consiste nello stimare la varianza degli stessi punti dei picchi, ma considerando il valore integrale dell'intero impulso (si osservi la figura 3.14 per maggior chiarezza).

Come deducibile in figura 3.13 (la quale confronta i grafici della figura 3.12), i due approcci portano a risultati quasi equivalenti, senza differenze rilevanti.

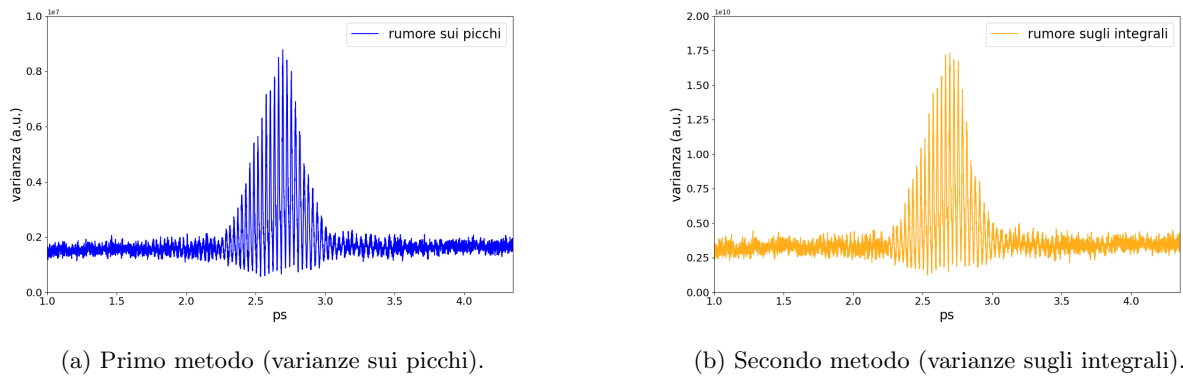


Figura 3.12: Varianze delle acquisizioni ottenute con i due metodi.

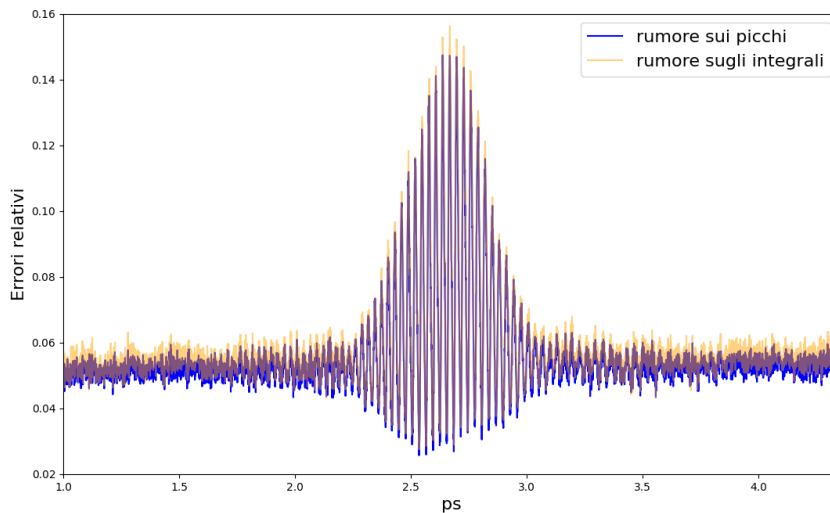


Figura 3.13: Incertezze relative valutate come deviazioni standard ottenute con i due metodi normalizzate ai valori medi dei picchi, i quali sono rispettivamente calcolati secondo il metodo usato.

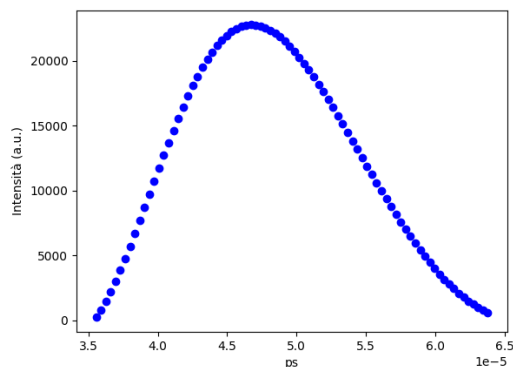


Figura 3.14: Ingrandimento di un'acquisizione al livello di un singolo impulso (capovolto), in cui si può notare l'alto tasso di campionamento. È questo quello che viene integrato col secondo metodo.

È però interessante notare come nella zona di maggiore interazione col rilevatore, cioè dove si è più vicini alla condizione di eguale distanza dei bracci dell'interferometro, anche le varianze calcolate risultano maggiori, secondo lo stesso andamento dell'interferogramma. Ciò è riconducibile al fatto che in tale situazione c'è una suscettibilità aumentata a fronte di variazioni anche piccole dei ritardi temporali degli impulsi, e dell'eventuale allineamento non perfetto. Per accertarsi di tale fatto, è stata valutata anche la varianza di ogni punto delle acquisizioni ottenute dal compact-laser utilizzato per la calibrazione, il quale era stato misurato con un diodo al silicio. Come mostra la figura 3.15, permane di fatto lo stesso andamento.

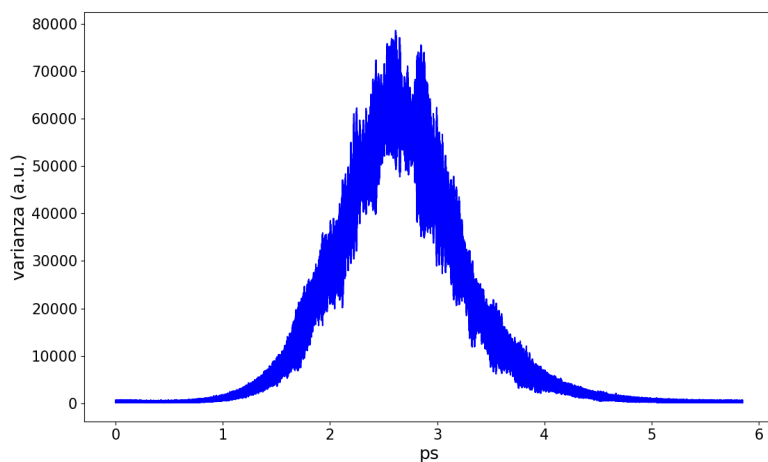


Figura 3.15: Varianze dei punti delle acquisizioni del fascio del compact-laser usato per la calibrazione.

Conclusione

In definitiva, è stato progettato, costruito e collaudato un interferometro di Michelson funzionante. Si vuole ora ricordare il contesto in cui tale interferometro è stato sviluppato: fare misure di fasci medio-infrarossi di impulsi ultracorti (altrimenti difficilmente misurabili con spettrometri standard). Revisionando quanto fatto, si evidenziano i punti fondamentali:

- l'allineamento delle ottiche (chiaramente necessario per un'ottimale realizzazione dello strumento). Elementi ottici non adeguatamente allineati avrebbero portato ad acquisire dati eccessivamente rumorosi, poiché l'interferenza sarebbe stata meno apprezzabile rispetto al fondo luminoso (sempre presente, stando utilizzando sorgenti di radiazione reali)
- la scelta dei parametri d'acquisizione, in modo tale da poter elaborare i dati raccolti in maniera diretta. Ovvero il trigger dato alla scheda di acquisizione, il relativo tempo di presa dati e la frequenza di campionamento
- la calibrazione (la quale, effettuamente correttamente, garantisce l'operatività dell'interferometro).

Per questa tesi si è reso operativo l'interferometro per caratterizzare radiazioni con spettri statici, e si sono eseguite alcune analisi sull'entità del segnale/rumore dei segnali acquisiti. Tale interferometro (in questo contesto), oltre a diagnosticare i prodotti del sistema DFG+OPA(s) utilizzato (per cui è stato in primo luogo pensato), può eventualmente essere usato per la detezione risolta in fase e frequenza di *probe* mid-IR in esperimenti fuori equilibrio.

Bibliografia

- [1] Gabriele Berruto. Pump-probe experiments with ultrashort mid-infrared light pulses. Master's thesis, Università degli Studi di Trieste, 2014.
- [2] M. Born and E. Wolf. *Principles of optics*. Pergamon Press, 6th edition, 1986.
- [3] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. 3rd edition, 2008.
- [4] Tullio Bressani ed Elena Botta. *Appunti del Corso di Complementi di Elettromagnetismo*. Università degli Studi di Torino, 2003.
- [5] Grant R. Fowles. *Introduction to modern optics*. Dover Publications, 2nd edition, 1975.
- [6] Franz X. Kärtner and Oliver D. Mücke. *Nonlinear Optics*. Center for Free-Electron Laser Science, DESY, Department of Physics, University of Hamburg, 2016.
- [7] Francesco Randi. *Low-energy physics in strongly correlated materials via spectroscopies*. PhD thesis, Università degli Studi di Trieste, 2016.
- [8] M. B. Reine. Mercury cadmium telloride. *Elsevier Ltd.*, 2005.