



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA  
CORSO DI LAUREA IN FISICA

# Misure di luminescenza nel vicino infrarosso e nel visibile di $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ eccitati per impatto elettronico

*Laureando:*  
Federico CHIOSSI

*Relatore:*  
Ch.mo Prof. A. F. BORGHESANI

Anno accademico 2013/2014



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>7</b>
<b>1 Apparato sperimentale</b>	<b>11</b>
1.1 Cannone elettronico . . . . .	12
1.2 Interferometro Bruker Equinox 55 . . . . .	13
1.3 Spettrometro Red Tide USB650 Ocean Optics . . . . .	16
1.4 Rivelatori: fotodiodi . . . . .	16
1.5 Cristallo Nd <sup>3+</sup> :YAG . . . . .	18
1.6 Filtri . . . . .	20
<b>2 Misure di luce integrate</b>	<b>21</b>
2.1 Acquisizione dei dati . . . . .	21
2.2 Analisi dei dati . . . . .	23
<b>3 Spettrometria</b>	<b>27</b>
3.1 Spettrometria nell'infrarosso vicino . . . . .	27
3.2 Algoritmo utilizzato . . . . .	29
3.3 Spettrometria nel visibile . . . . .	32
<b>4 Analisi degli spettri</b>	<b>33</b>
4.1 Analisi delle transizioni . . . . .	33
4.2 Stima del numero di fotoni generati . . . . .	38
4.3 Stima della vita media dei livelli coinvolti nella transizione ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ . . . . .	42
<b>Conclusioni</b>	<b>47</b>
<b>Bibliografia</b>	<b>50</b>



# Elenco delle figure

1	Diagramma dei livelli energetici di ioni trivalenti di terre rare in $\text{LaCl}_3$ . . . . .	9
1.1	Schema a blocchi dell'esperimento . . . . .	11
1.2	Diagramma di assemblaggio del cannone elettronico . . . . .	13
1.3	Diagramma ottico dell'interferometro a trasformata di Fourier Equinox 55 . . . . .	14
1.4	Spettro della sorgente interna in aria acquisito col bolometro e spettro di emissione teorica della sorgente stessa . . . . .	15
1.5	Ingrandimento dello spettro in una banda di assorbimento del vapore acqueo . . . . .	15
1.6	Ingrandimento dello spettro in una banda di assorbimento della $\text{CO}_2$ . . . . .	16
1.7	Responsività del rivelatore al Silicio in funzione della lunghezza d'onda . . . . .	17
1.8	Responsività del rivelatore InGaAs in funzione della lunghezza d'onda . . . . .	17
1.9	Responsività del rivelatore InSb in funzione della lunghezza d'onda . . . . .	17
1.10	Diagramma dei livelli energetici di ioni liberi di $\text{Nd}^{3+}$ e conseguente splitting per $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ . . . . .	19
1.11	Schema dei livelli energetici nei manifold $4f^3$ e $4f^25d$ di $\text{Nd}^{3+}$ in $\text{YAG}:\text{Nd}^{3+}$ e confronto con i livelli di YAG . . . . .	19
1.12	Trasmissione del filtro con cut-on a 400 nm in funzione della lunghezza d'onda . . . . .	20
1.13	Trasmissione del filtro con cut-on a 495 nm in funzione della lunghezza d'onda . . . . .	20
1.14	Trasmissione del filtro con cut-on a 850 nm in funzione della lunghezza d'onda . . . . .	20
1.15	Trasmissione del filtro con cut-on a 1000 nm in funzione della lunghezza d'onda . . . . .	20
1.16	Trasmissione dello spessore di 5 mm di Silicio in funzione della lunghezza d'onda . . . . .	20
2.1	Tipico segnale del beam stopper . . . . .	21
2.2	Tipico segnale di luce . . . . .	22
2.3	Misure di carica utilizzando il rivelatore InGaAs . . . . .	25
2.4	Misure di carica utilizzando il rivelatore al Silicio . . . . .	25
2.5	Misure di carica utilizzando il rivelatore InSb . . . . .	25
3.1	Esempio di interferogramma con picchi spuri dovuti al rumore elettronico . . . . .	27
3.2	Media dei 10 spettri nell'infrarosso con risoluzione $16\text{ cm}^{-1}$ senza correzione degli errori strumentali . . . . .	28
3.3	Media dei 10 spettri nell'infrarosso con risoluzione $16\text{ cm}^{-1}$ con correzione degli errori strumentali . . . . .	28
3.4	Spettro nell'infrarosso con risoluzione $16\text{ cm}^{-1}$ con correzione degli errori strumentali . . . . .	29
3.5	Media dei 5 spettri nell'infrarosso con risoluzione $4\text{ cm}^{-1}$ con correzione degli errori strumentali . . . . .	29
3.6	Algoritmo di Mertz: Passo 1 . . . . .	31
3.7	Algoritmo di Mertz: Passo 3 . . . . .	31
3.8	Algoritmo di Mertz: Passo 4 . . . . .	31
3.9	Algoritmo di Mertz: Passo 5 . . . . .	31

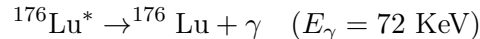
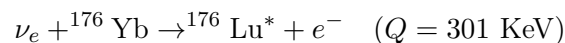
---

3.10	Algoritmo di Mertz: Funzione di Blackman-Harris 3-term . . . . .	31
3.11	Algoritmo di Mertz: Passo 6 . . . . .	31
3.12	Algoritmo di Mertz: Passo 7 parte reale . . . . .	31
3.13	Algoritmo di Mertz: Passo 7 parte immaginaria . . . . .	31
3.14	Spettro nel visibile e fino a 1000 nm registrato con spettrometro USB650 RedTide	32
4.1	Spettro infrarosso con risoluzione $4 \text{ cm}^{-1}$ e ingrandimenti . . . . .	34
4.2	Ingrandimento dello spettro nel visibile (1) . . . . .	37
4.3	Ingrandimento dello spettro nel visibile (2) . . . . .	37
4.4	Stima del numero di fotoni generati per intervallo di lunghezza d'onda e per MeV del fascio di elettroni nello spettro infrarosso in assenza di filtri . . . . .	39
4.5	Stima del numero di fotoni generati per intervallo di lunghezza d'onda e per MeV del fascio di elettroni nello spettro infrarosso considerando lo spessore di Silicio .	39
4.6	Stima del numero di fotoni generati per intervallo di lunghezza d'onda e per MeV del fascio di elettroni nello spettro visibile . . . . .	41
4.7	Forma dell'impulso di elettroni e fit gaussiano . . . . .	43
4.8	Segnale del beam stopper e forma gaussiana dell'impulso di elettroni da esso ricavato	43
4.9	Segnale del laser registrato con rivelatore al Silicio . . . . .	44
4.10	Segnale di luce e modello di interpolazione . . . . .	45

# Introduzione

Il presente lavoro di tesi ha come obiettivo l'analisi dello spettro di emissione nel vicino infrarosso e nel visibile di  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  cristallo di Yttrium Aluminium Garnet drogato al Neodimio IV) eccitati per impatto elettronico. Questo studio si inserisce in un progetto più ampio: la realizzazione di un nuovo rivelatore di particelle a luminescenza.

Il cristallo è uno dei più utilizzati da diversi decenni per il funzionamento dei laser commerciali a stato solido. La figura 1 tratta da [1] mostra i livelli energetici delle configurazioni  $4f^n$  degli ioni trivalenti dei lantanidi droganti un reticolo cristallino di  $\text{LaCl}_3$ <sup>1</sup>, dove sono anche mostrate alcune delle transizioni usate per i laser. Recentemente si sono trovate numerose e differenti applicazioni ai cristalli drogati con terre rare. Si è indagata la possibilità di utilizzare un cristallo di YAG drogato al Yb al 15% per la rilevazione di neutrini di bassa energia prodotti dal sole nella reazione protone-protone,  ${}^7\text{Be} + \text{p} \rightarrow {}^8\text{B}$  e dal ciclo CNO [3–6]. Dalle reazioni nucleari



per ogni neutrino che interagisce con un atomo di  ${}^{176}\text{Yb}$  si ottengono un elettrone e un fotone ad alta energia.

Un altro interessante utilizzo di questi cristalli è lo sviluppo di un refrigeratore senza parti mobili: un laser porta gli atomi del drogante da uno dei primi stati eccitati ad uno più energetico il quale transisce radiativamente sullo stato fondamentale. Poichè viene emesso un fotone più energetico di quello assorbito, il risultato è una diminuzione di energia termica del cristallo [7,8].

Il rivelatore che si vuole creare si ispira a questo refrigeratore: nel caso specifico del cristallo  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  un laser pompa i livelli del drogante dalla configurazione  ${}^4\text{I}_{11/2}$  ( $\simeq 2000 \text{ cm}^{-1}$  al di sopra del fondamentale) alla  ${}^2\text{H}_{9/2}$  ( $\simeq 12000 \text{ cm}^{-1}$ ). La quasi totalità di questi ultimi decade non radiativamente alla configurazione  ${}^4\text{F}_{3/2}$ . A loro volta gli stati  ${}^4\text{F}_{3/2}$  transiscono radiativamente in buona parte con fotoni di lunghezza d'onda di 1064 nm verso i livelli della configurazione  ${}^4\text{I}_{11/2}$ . La particella che si vuole rilevare interagisce con il cristallo eccitando gli atomi del drogante, in particolare li porta nella configurazione  ${}^4\text{I}_{11/2}$ . Una parte di questi transisce verso lo stato fondamentale  ${}^4\text{I}_{9/2}$  emettendo nel medio infrarosso dove il rumore termico dell'ambiente oscurerebbe un eventuale segnale. I restanti vengono pompati da un laser in continua ad un livello molto più energetico dal quale, dopo eventuali transizioni di bassa energia, gli ioni si diseccitano radiativamente emettendo nel vicino infrarosso (NIR) costituendo il segnale da analizzare.

Alla base del funzionamento dell'esperimento c'è il cannone elettronico sviluppato nel nostro laboratorio [9] che permette di ottenere fasci pulsati di elettroni fino a 100 keV. Questi vengono fatti incidere sul cristallo campione. La radiazione di luminescenza prodotta viene analizzata tramite un interferometro a trasformata di Fourier (FT-IR) per averne lo spettro, oppure ne viene misurata la resa integrata utilizzando opportuni rilevatori.

<sup>1</sup>Negli anni '50 e '60 sono state fatte numerose misurazioni in questo campo da G.H. Dieke i cui risultati sono stati pubblicati in [2]. Si è trovato che i livelli energetici dipendono molto debolmente dal particolare tipo di cristallo ospitante, di conseguenza il diagramma di fig 1 riferito a  $\text{LaCl}_3$  è analogo a quello per lo YAG.

In questa tesi si presentano i dati preliminari ottenuti dal cristallo  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ . Le misure e l'analisi compiute per questo cristallo costituiscono una procedura di lavoro applicabile ad altri differenti campioni dove è possibile applicare lo stesso principio sui livelli energetici precedentemente introdotto. Si prenderanno quindi in esame diversi cristalli drogati con terre rare come  $\text{Ho}^{3+}:\text{YLF}$ ,  $\text{Er}^{3+}:\text{YAG}$ ,  $\text{Yb}^{3+}:\text{YAG}$  e  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$  per verificare quale sia il più adatto per la realizzazione del rivelatore.

Nel primo capitolo viene descritto l'apparato sperimentale, nel secondo si studia la radiazione emessa dal cristallo in funzione dell'intensità del fascio di elettroni incidente e nel terzo si registra lo spettro nell'infrarosso vicino con uno spettrometro FT-IR (con una risoluzione abbastanza elevata di  $4 \text{ cm}^{-1}$ ) e nel visibile con uno spettrometro CCD. Nel quarto capitolo utilizzando quanto ottenuto precedentemente, si identificano i livelli tra cui avvengono le transizioni più intense e si cerca di dare una stima della resa in fotoni del cristallo. Si ricavano così le lunghezze d'onda delle transizioni  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$  e con il conteggio dei fotoni emessi di queste per MeV si ha a disposizione un criterio per poter scegliere il cristallo più adatto. Si è infine stimata la vita media di queste transizioni.

Il progetto del nuovo rivelatore è svolto in collaborazione con il team di ricerca "New Materials for Laser Applications" coordinato dal prof. M. Tonelli dell'università di Pisa specializzato nella crescita e nel drogaggio di cristalli ed esperto di spettrometria laser di doppia risonanza. I risultati ottenuti e qui presentati per il campione di  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  sebbene siano preliminari, sono molto incoraggianti e si sottoporranno a breve altri cristalli al medesimo studio.



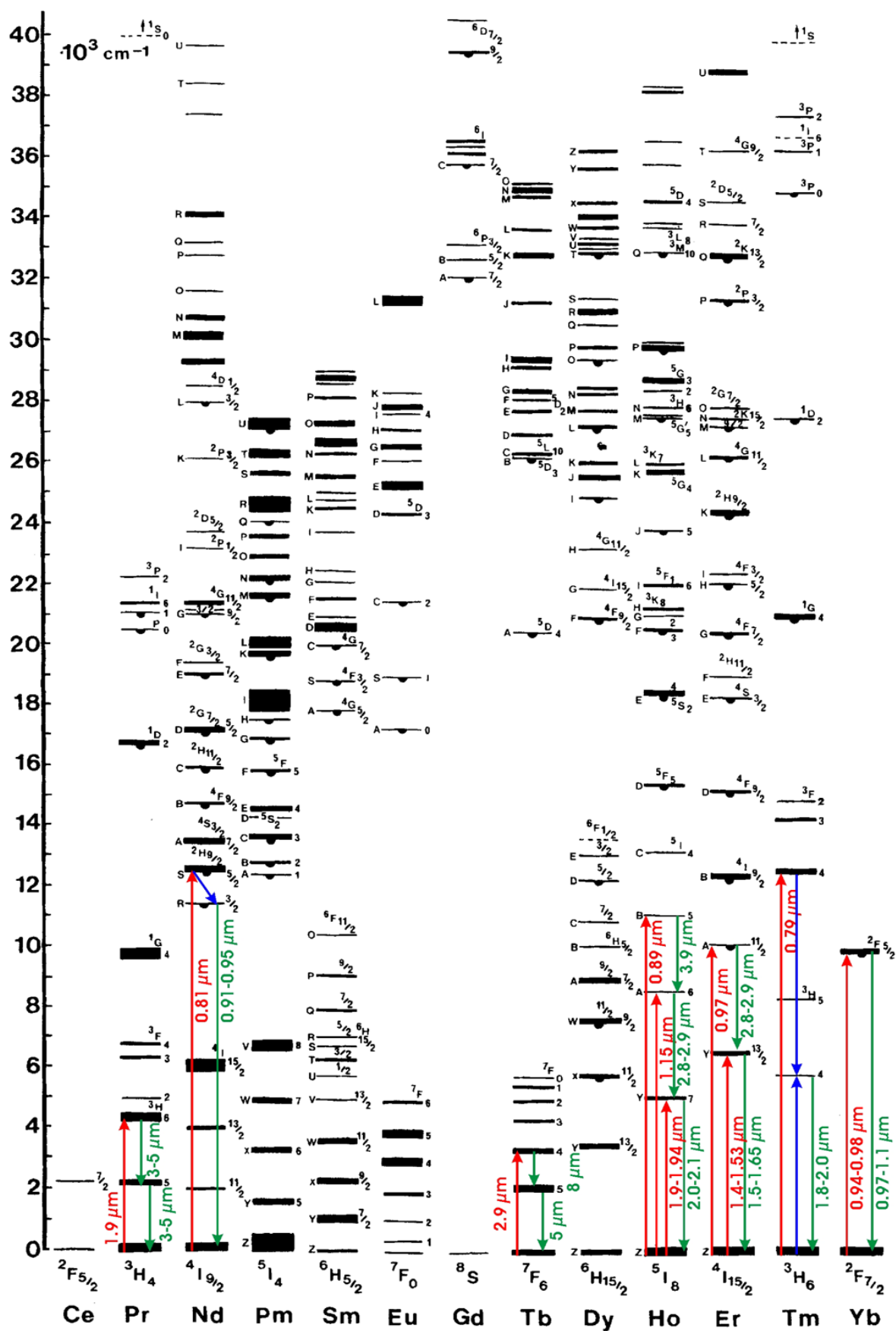


Figura 1: Diagramma dei livelli energetici di ioni trivalenti di terre rare in  $\text{LaCl}_3$  [1].



## Capitolo 1

# Apparato sperimentale

La tecnica da noi sviluppata prevede di bombardare il cristallo sotto esame con fasci pulsati di elettroni di energia fino a 100 keV generati da un cannone elettronico da noi sviluppato in precedenza [10]. La radiazione emessa dagli ioni  $\text{Nd}^{3+}$  inclusi in un reticolo cristallino cubico di YAG ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  Yttrium Aluminium Garnet) può essere misurata in maniera integrale raccogliendola con rivelatori a fotodiode, oppure se ne può analizzare lo spettro:

- si pone un fotodiode a pochi centimetri dal cristallo e se ne registra il segnale ottenuto variando l'intensità del fascio elettronico. Questo permette di dare una stima dell'efficienza della produzione di luce (light yield = LY) da parte del cristallo. Filtri ottici di diverse bande passanti possono essere interposti tra il cristallo e il rivelatore per avere una stima semi-quantitativa della componente spettrale della radiazione emessa. Inoltre, dall'analisi dell'evoluzione temporale del segnale del fotodiode si può arrivare a dare una stima delle vite medie dei livelli coinvolti nelle transizioni radiative.
- un'analisi spettrale della luce emessa viene condotta in maniera più dettagliata con l'interferometro FT-IR (Equinox 55) nell'NIR e con lo spettrometro a CCD Ocean Optics RedTide USB650 nel visibile e fino a 1000 nm.

Si riporta in fig 1.1 uno schema a blocchi dell'esperimento.

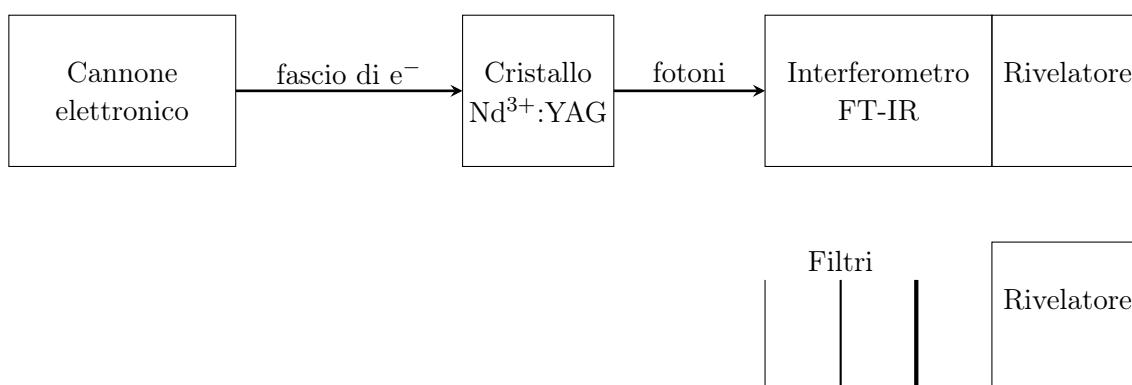


Figura 1.1: Schema a blocchi dell'esperimento.

Nelle prossime pagine si descriverà in maniera più approfondita le singole parti dell'apparato sperimentale.

## 1.1 Cannone elettronico

Il cannone elettronico utilizzato è stato progettato e costruito nel nostro laboratorio presso i Laboratori Nazionali INFN di Legnaro per la produzione di eccimeri [10]. Ne descriviamo di seguito il funzionamento e le specifiche tecniche rimandando per maggiori dettagli all'articolo [9] da cui è tratto il diagramma di assemblaggio di fig. 1.2.

Un filamento di tungsteno del tipo usato nei microscopi elettronici posto in un tubo depressurizzato a  $10^{-7}$  mbar viene portato da un generatore di alta tensione (Spellman, 100kV, 2mA) ad un potenziale negativo di diversi kV. Il filamento è alimentato da tre set di batterie poste in serie, ognuno dei quali formato da 15 batterie NiMH di 1.2 V in parallelo, per una d.d.p complessiva di 3.6 V. Le batterie sono flottanti e connesse al capo ad alta tensione. La corrente continua indotta riscalda il filamento per effetto Joule e di conseguenza questo emette elettroni per emissione termoionica. Gli elettroni vengono accelerati dalla d.d.p. tra il filamento e la flangia di uscita connessa a massa. Per focalizzare meglio il fascio, viene interposto tra il filamento e la flangia a massa un elettrodo forato a potenziale negativo opportunamente impostato.

Delle lenti magnetiche le cui correnti sono regolabili focalizzano il fascio. L'esperimento prevede che il fascio di elettroni sia pulsato per tale motivo una flangia metallica con un foro di circa 4 mm di diametro allineato al fascio è fissata al tubo depressurizzato ed il tutto è isolato elettricamente. Un campo magnetico generato da un circuito RLC risonante (detto pennello magnetico) a bassa frequenza deflette il fascio di elettroni in modo tale che per ogni periodo gli elettroni che passano per il foro ed escono dal cannone costituiscono 2 impulsi di forma all'incirca gaussiana.

Per mantenere costante l'intensità del fascio per tutta la durata dell'esperimento utilizziamo la carica depositata dagli elettroni deflessi sulla flangia flottante che agisce come beam stopper e quindi come coppa di Faraday. Il potenziale a cui si porta quindi il tubo con la flangia lo si può comparare con un potenziale di riferimento, la cui differenza viene usata per variare l'emissione di un diodo superluminescente la cui luce, condotta da una fibra ottica, incide su un fototrasistor che accoppiato con un altro transistor in configurazione Darlington pilota la corrente nel filamento.

Il cristallo è posto in un cella in cui viene praticato un vuoto non paragonabile a quello nel tubo del cannone necessario per evitare scariche elettriche. Perciò una lamina di titanio dello spessore di una decina di  $\mu\text{m}$  sigilla la parte terminale del tubo separandolo dalla cella contenente il cristallo e impedendo perdite di vuoto. Inoltre, la lamina blocca i fotoni emessi dal filamento che potrebbero falsare l'esperimento ma è abbastanza sottile da poter trascurare la perdita di energia subita dagli elettroni. Una finestra di zaffiro nella cella contenente il cristallo, opposta alla lamina di titanio, garantisce la tenuta del vuoto lasciando attraversare buona parte dei fotoni emessi.

Il cannone può emettere impulsi di elettroni di energia fino a 100 keV ad una frequenza tipica di 200 Hz per una carica totale per impulso di diversi nC. L'alta energia del fascio di elettroni genera raggi X per cui il cannone è utilizzato in una stanza piombata.

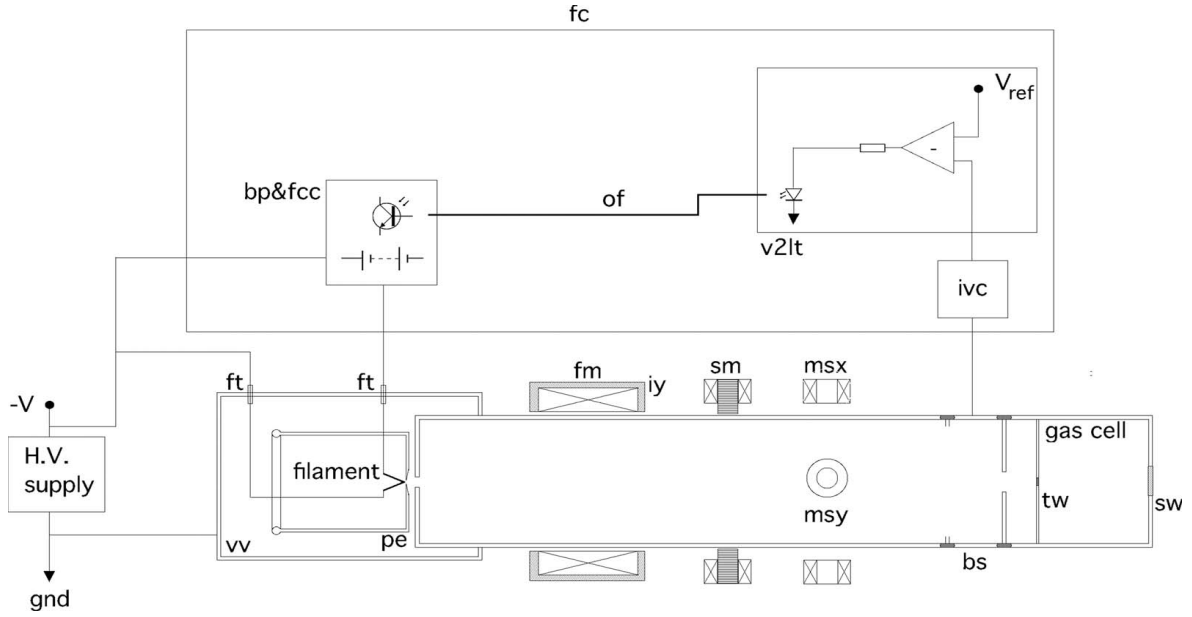


Figura 1.2: Diagramma a blocchi di assemblaggio del cannone elettronico. Legenda: vv= recipiente posto a vuoto spinto, ft= passante ad alta tensione, pe= elettrodo Pierce, fm= magneti di focalizzazione, iy= bobina di ferro, sm= magneti per deflettere il fascio di elettroni, msx, msy= magneti per posizionare sull'asse x-y il centro del fascio di elettroni, bs= sezione isolata che agisce come beam stopper del fascio di elettroni, tw= finestra di Titanio, sw= finestra di Zaffiro, fc= feedback per la stabilizzazione della corrente del cannone elettrone, ivc= convertitore corrente-tensione, Vref= punto di riferimento della corrente per l'intensità del fascio di elettroni, v2lt= convertitore LED voltaggio-intensità luminosa, of= fibra ottica, bp&fcc= batteria flottante ad alta tensione e controllo della corrente nel filamento. La figura non è in scala [9].

## 1.2 Interferometro Bruker Equinox 55

Per determinare lo spettro nel vicino infrarosso si usa un interferometro commerciale Equinox 55 (fig. 1.3). Il principio di funzionamento è sostanzialmente quello di un interferometro Michelson, in cui, per l'alta precisione necessaria, la variazione del cammino ottico non è regolata dal posizionamento di uno specchio mobile ma dal basculamento di uno specchio fisso ovvero dipende dall'angolo di incidenza del raggio. Per comprenderne il funzionamento, consideriamo un fascio di luce monocromatica di lunghezza d'onda  $\lambda = \sigma^{-1}$  che entra nell'interferometro. Ognuno dei due fasci prodotti dal beamsplitter a partire dal fascio originario subisce una riflessione su uno specchio (con coefficiente di riflessione  $r_s$ ) una riflessione e una trasmissione a causa del beamsplitter (con coefficienti risp.  $r_b$  e  $t_b$ , idealmente  $r_b^2 = t_b^2$ ). Poiché l'ordine in cui queste avvengono è ininfluente, l'onda incidente sul rivelatore è la somma dei due fasci:

$$E_T = E_1 + E_2 = E_0 e^{i(\omega t - \phi)} r_b r_s t_b (e^{2\pi i \sigma z_1} + e^{2\pi i \sigma z_2})$$

dove  $E_0$  è l'ampiezza del campo elettrico dell'onda incidente,  $\phi$  la sua fase appena prima del beamsplitter,  $z_1$  e  $z_2$  i cammini ottici dei due fasci. Possiamo ricavare l'interferogramma ovvero l'intensità dell'onda incidente sul rivelatore in funzione della differenza dei cammini ottici  $z = z_1 - z_2$ , come:

$$I(z) = |E_T|^2 = 2E_0^2 r_b^2 r_s^2 t_b^2 [1 + \cos(2\pi \sigma z)] \propto [S(\sigma) + S(-\sigma)] [1 + \cos(2\pi \sigma z)]$$

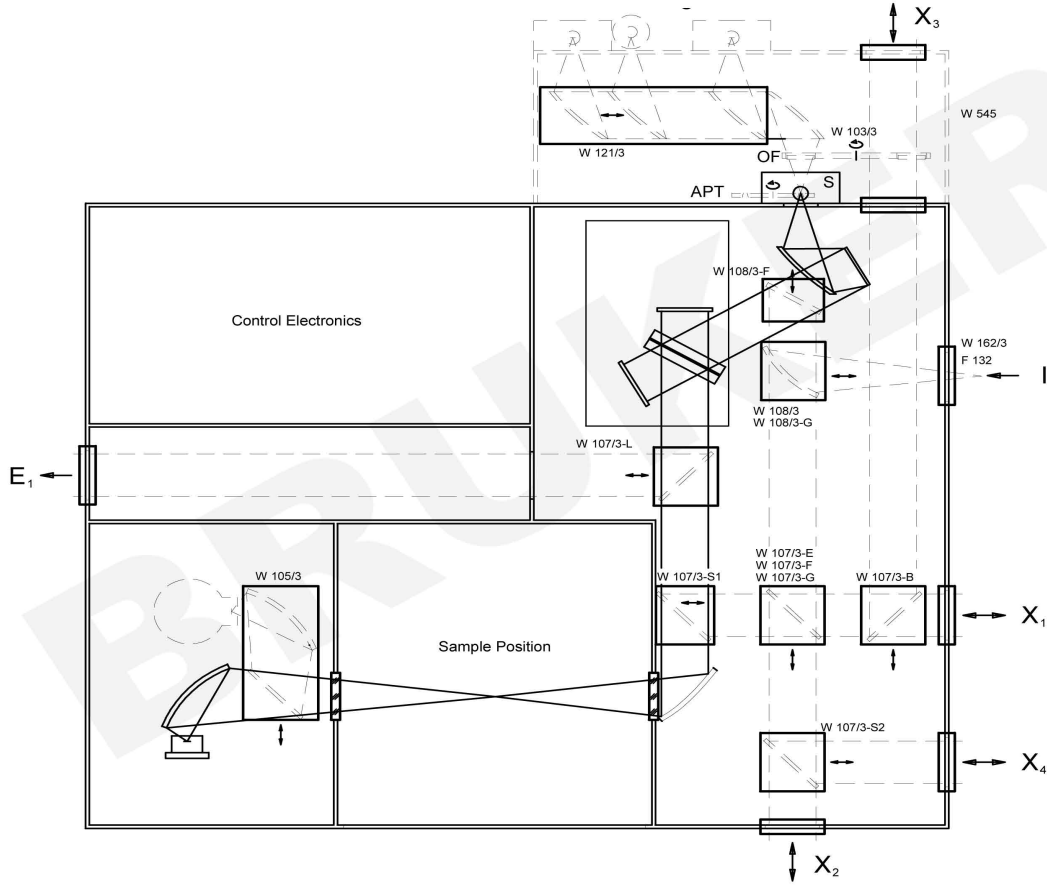


Figura 1.3: Diagramma ottico dell'interferometro a trasformata di Fourier Equinox 55.

con  $S(\sigma)$  lo spettro il quale è diverso da zero solo per  $\pm\sigma$ . Notiamo che l'interferogramma è una funzione pari e per le proprietà della trasformata di Fourier si ha che anche lo spettro a sua volta è una funzioni reale pari.<sup>1</sup>

Per una sorgente policromatica analogamente ricaviamo l'interferogramma e mediante la trasformata coseno di Fourier il relativo spettro:

$$I(z) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} S(\sigma) [1 + \cos(2\pi z\sigma)] d\sigma = 2 \int_0^{+\infty} S(\sigma) \cos(2\pi z\sigma) d\sigma + cost \quad (1.1)$$

$$S(\sigma) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(z) [1 + \cos(2\pi\sigma z)] dz = 2 \int_0^{+\infty} I(z) \cos(2\pi\sigma z) dz + cost$$

Il posizionamento dello specchio è ottenuto grazie all'ausilio di un laser He-Ne a  $\lambda = 632.3$  nm. Definiamo lo ZPD (zero path difference) come la posizione dell'interferogramma dove la differenza di cammino ottico tra i due fasci è pari a zero. Dunque, nell'interferogramma di una sorgente policromatica lo ZPD corrisponde al massimo e la differenza di cammino ottico tra i fasci data dalla inclinazione dello specchio è calcolata in base al numero di zeri osservati nell'interferogramma del laser He-Ne partendo dallo ZPD dell'interferogramma della sorgente policromatica:  $z = (n_{zeri}\lambda)/2$ . Il teorema di Nyquist [11] afferma che un segnale, per essere perfettamente ricostruito, deve essere campionato ad una frequenza almeno doppia di quella più alta che compone il segnale. Quindi, per poter analizzare correttamente una componente del segnale di lunghezza

<sup>1</sup>Gli effetti strumentali di asimmetria e la loro correzione sono trattati nel paragrafo 3.2

d'onda  $\lambda = \sigma^{-1}$ , bisogna che  $\Delta z = 1/(2\sigma)$ . L'estremo superiore della banda di numeri d'onda  $\sigma$  misurabili è fissata dalla lunghezza d'onda del laser He-Ne a  $15798 \text{ cm}^{-1}$  ovvero una lunghezza d'onda minima di  $632.3 \text{ nm}$ .

La risoluzione è limitata dal range dell'interferogramma, dal campionamento ad intervalli finiti  $\Delta\sigma$  e dal range di utilizzo degli strumenti come il beamsplitter e i sensori, oltre ad altre complicazioni legate all'analisi del segnale e ai tempi di acquisizione. Ci sono 2 modi per registrare l'interferogramma: step-scan e rapid-scan. Il primo per ogni step integra il segnale per un determinato periodo di tempo e necessita di un segnale pulsato. Il secondo implica un moto a velocità costante dello specchio e necessita di un segnale costante.

Lo strumento viene calibrato usando una sorgente pseudo-termica interna accoppiata con un rivelatore bolometrico: acquisiamo il segnale in modalità rapid-scan e lo sottraiamo alla distribuzione di intensità luminosa della sorgente approssimata ad un corpo nero di temperatura pari a circa  $790 \text{ K}$  (fig. 1.4). In tal modo otteniamo lo spettro di assorbimento delle molecole nell'aria, le cui principali componenti  $\text{N}_2$  e  $\text{O}_2$  non assorbono nell'infrarosso. L'acqua ha tre bande di assorbimento: tra  $4000 \text{ cm}^{-1}$  e  $3500 \text{ cm}^{-1}$ , tra  $2000 \text{ cm}^{-1}$  e  $1300 \text{ cm}^{-1}$  (ingrandimento in fig. 1.5), tra  $400 \text{ cm}^{-1}$  e  $600 \text{ cm}^{-1}$ . La  $\text{CO}_2$  ha due bande: tra  $2250 \text{ cm}^{-1}$  e  $2400 \text{ cm}^{-1}$  (ingrandimento di fig. 1.6) e tra  $600 \text{ cm}^{-1}$  e  $700 \text{ cm}^{-1}$ <sup>2</sup>. Riscontriamo nel nostro spettro tutte le bande citate.

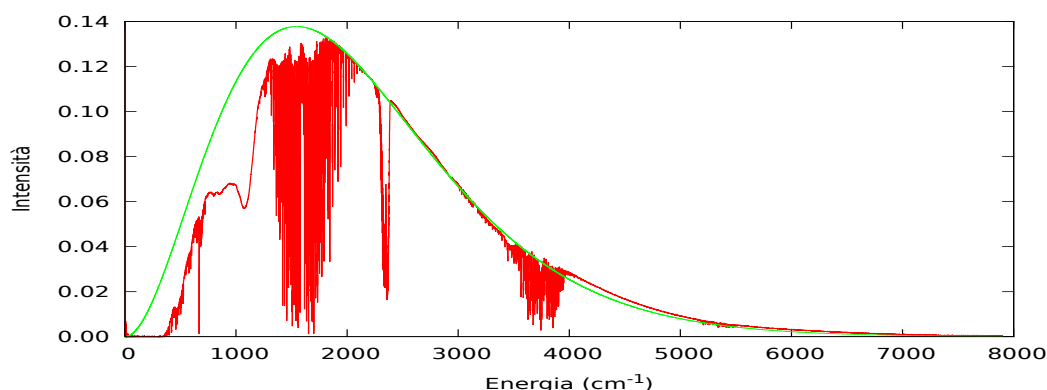


Figura 1.4: Spettro della sorgente interna in aria acquisito col bolometro e spettro di emissione teorica della sorgente.

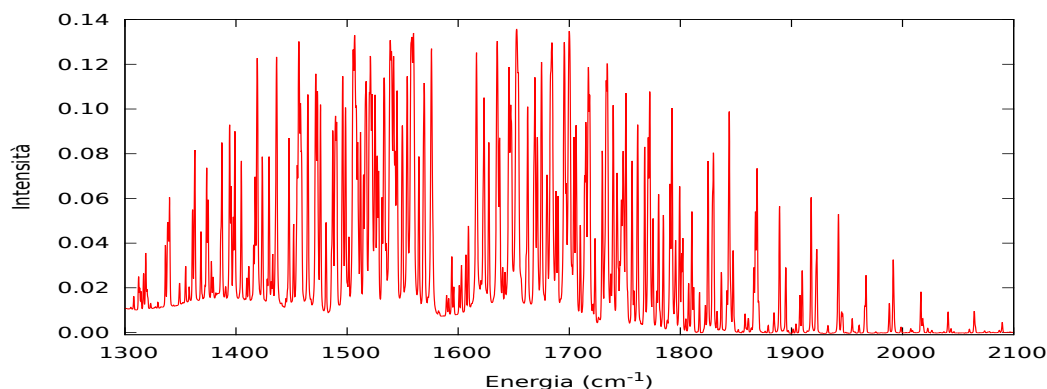


Figura 1.5: Ingrandimento dello spettro in una banda di assorbimento del vapore acqueo.

<sup>2</sup><http://users.unimi.it/orto/ChiFisII/4-SPET-1.pdf>

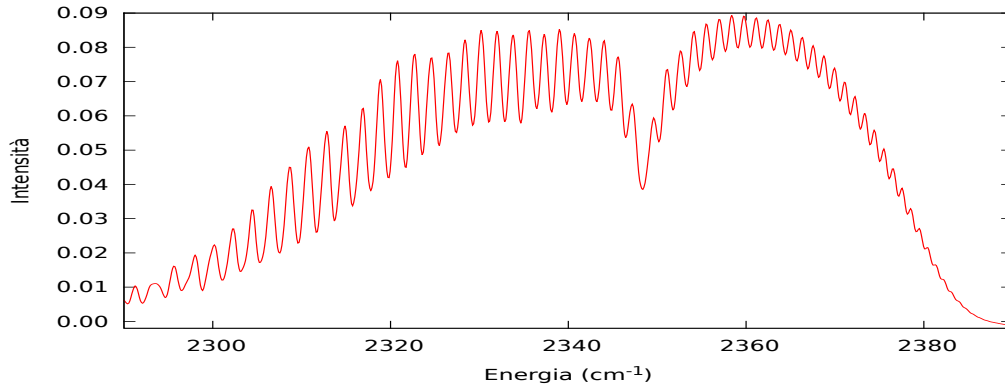


Figura 1.6: Ingrandimento dello spettro in una banda di assorbimento della  $\text{CO}_2$ .

### 1.3 Spettrometro Red Tide USB650 Ocean Optics

Lo spettrometro può misurare l'intensità di fotoni di lunghezze d'onda tra i 350 nm e i 1000 nm. Una fibra ottica conduce la luce su una fenditura regolabile tra  $5 \mu\text{m}$  e  $200 \mu\text{m}$  oltre alla quale un filtro passa banda restringe la radiazione all'intervallo di lunghezza d'onda registrabili. La luce filtrata viene collimata da uno specchio per poi essere diffratta da un reticolo in riflessione ed infine un'altro specchio la riflette sul rivelatore. Questo è costituito da una striscia di CCD in silicio formata da 650 pixel di dimensione  $14 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ . Non ci sono parti mobili. Il segnale digitale è portato ad una porta USB. La sensibilità a 400 nm è di 75 fotoni e il tempo di integrazione minimo è di 3 ms (abbiamo usato tra 2 s e 15 s). La risoluzione dello strumento è di circa 2 nm.

### 1.4 Rivelatori: fotodiodi

Questi rivelatori sono sostanzialmente dei diodi a semiconduttore a giunzione p-n drogata asimmetricamente. Dal punto di vista circuitale sono dei diodi che vengono utilizzati in polarizzazione inversa cioè la tensione ai propri terminali si presenta più alta nella zona n che nella p. Il materiale che costituisce il fotodiiodo determina il range di energia dei fotoni che possono generare corrente [12]. Si sono utilizzati tre rivelatori diversi: a Silicio (modello Det36A), ad Arseniuro di Indio Gallio (InGaAs) e ad Antimoniuro d'Indio (InSb).

Tabella 1.1: Principali caratteristiche dei rivelatori: al Silicio, InGaAs e InSb

	Si	InGaAs	InSb
Operatività ( $\mu\text{m}$ )	0.2-1.1	0.9-1.7	1.0-5.0
Gap (eV)	1.16	0.75	0.18
Electron mobility ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	1400	10000	78000
Hole mobility ( $\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	450	250	850
Area attiva	$13 \text{ mm}^2$	$\varnothing 2 \text{ mm}$	$\varnothing 2 \text{ mm}$

Riportiamo in fig 1.8, fig. 1.7 e fig. 1.9 le rispettive responsività ovvero la corrente generata da un fascio monocromatico di lunghezza d'onda  $\lambda$  di 1 Watt di potenza. Poichè il segnale dell'InSb è generato da lunghezze d'onda lunghe, per non essere coperto dal rumore termico il rivelatore è montato in un dewar e raffreddato con l'azoto liquido e collegato ad un amplificatore a transimpedenza con guadagno pari a 10.



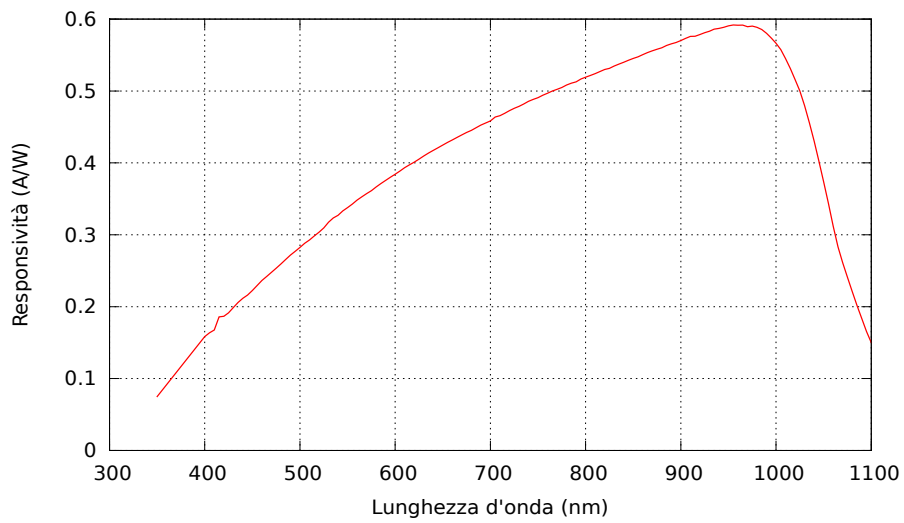


Figura 1.7: Responsività del rivelatore al Silicio (Thorlabs Det36A).

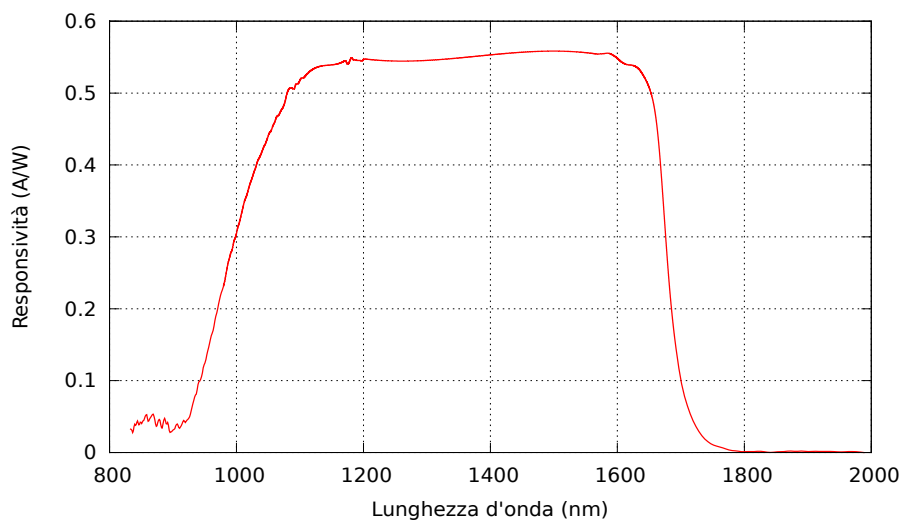


Figura 1.8: Responsività del rivelatore InGaAs [10].

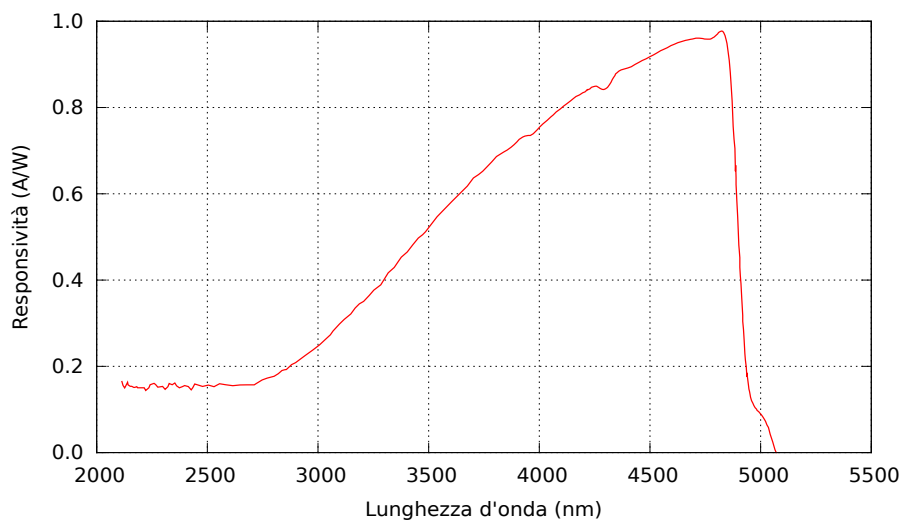


Figura 1.9: Responsività del rivelatore InSb (Teledyne Judson datasheet).

## 1.5 Cristallo Nd<sup>3+</sup>:YAG

Il cristallo YAG (Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>) ha un reticolo cubico di passo 12 Å ed ha notevoli proprietà. È dotato di alta trasparenza ed isotropia, infatti l'indice di rifrazione non dipende né dalla direzione né dalla polarizzazione della luce. Ha un'alta conducibilità termica ed una considerevole durezza. Il reticolo cristallino cubico (a corpo centrato) garantisce che la larghezza delle righe di emissione sia ridotta [13].

Drogato con ioni di lantanidi è ampiamente usato nella tecnologia ottica commerciale come componente dei laser allo stato solido. In particolare, sono molto utilizzati ioni di Y<sup>3+</sup> e Nd<sup>3+</sup>. Di quest'ultimo il drogaggio massimo che si può realizzare è di 6%.

In figura 1.10 è mostrato lo splitting dei livelli elettronici dell'atomo libero di Nd<sup>3+</sup> dovuto all'effetto Stark causato dal reticolo YAG e nella figura 1.11 i livelli energetici dei manifold 4f<sup>3</sup> e 4f<sup>2</sup>5d in confronto con quelli del materiale ospitante YAG.

Nel laser Nd<sup>3+</sup>:YAG una lampada stroboscopica (spesso al Krypton perché ha una forte emissione proprio dove il cristallo ha un assorbimento maggiore: 730-760 nm e 790-820 nm) o un diodo laser popolano negli atomi di Nd<sup>3+</sup> il livello <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> e/o i livelli più energetici come <sup>4</sup>F<sub>5/2</sub>, <sup>2</sup>H<sub>9/2</sub>, <sup>4</sup>F<sub>7/2</sub>. La differenza di energia fra quest'ultimi livelli e <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> (≈ 2000 cm<sup>-1</sup>) è comparabile a quella dei fononi del cristallo YAG per cui tali livelli transiscono al <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> in modo quasi totalmente non radiativo con tempi molto minori del μs.

Al contrario, il livello <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> dista quasi 5000 cm<sup>-1</sup> dal primo livello inferiore <sup>4</sup>I<sub>15/2</sub> per cui una transizione non radiativa è molto improbabile (tempo di vita medio 1 – 3 · 10<sup>-2</sup> s), perché il rilassamento necessita di 6 fononi.

Il <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> decade nel 60% dei casi al livello <sup>4</sup>I<sub>11/2</sub> con un tempo di vita medio di 230 μs emettendo in prevalenza luce di lunghezza d'onda di 1064 nm. Tuttavia utilizzando le transizioni <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> → <sup>4</sup>I<sub>j</sub> (rispettivamente j = 9/2, 11/2, 13/2) è possibile costruire laser di lunghezza d'onda anche di 920, 1120, 1320 e 1440 nm. La transizione <sup>4</sup>I<sub>11/2</sub> → <sup>4</sup>I<sub>9/2</sub> avviene con tempi di vita media nell'ordine dei 10<sup>-8</sup> – 10<sup>-9</sup>s [13].

I laser Nd<sup>3+</sup>:YAG sono ampiamente usati in campo medico in interventi agli occhi, per la fotocoagulazione, in odontoiatria e nel trattamento delle cicatrici. In campo industriale, invece, vengono usati per incidere, tagliare e saldare lamiere d'acciaio e altre leghe<sup>3</sup>. Il cristallo da noi usato ha le dimensioni di un cubo di 5 x 5 x 5 mm<sup>3</sup> ed è drogato al 1.1%, valore per il quale si ha sperimentalmente la più grande emissività dal livello <sup>4</sup>F<sub>3/2</sub> [13,14].

Tabella 1.2: Proprietà fisiche del cristallo Nd<sup>3+</sup>:YAG

Indice di rifrazione a 800 nm	1.822
Punto di fusione	1970 °C
Durezza	8.5 Mohs
Densità (YAG)	4.56 gcm <sup>-3</sup>
Conducibilità termica (YAG a 300 K)	13.0 Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
Conducibilità termica (Nd <sup>3+</sup> :YAG al 1 % a 300 K)	11.1 Wm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
Coefficiente di espansione lineare	7.3 · 10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup>
Modulo di Elasticità	3000 Kg/cm <sup>2</sup>

<sup>3</sup>[http://it.wikipedia.org/wiki/Laser\\_Nd:YAG](http://it.wikipedia.org/wiki/Laser_Nd:YAG)

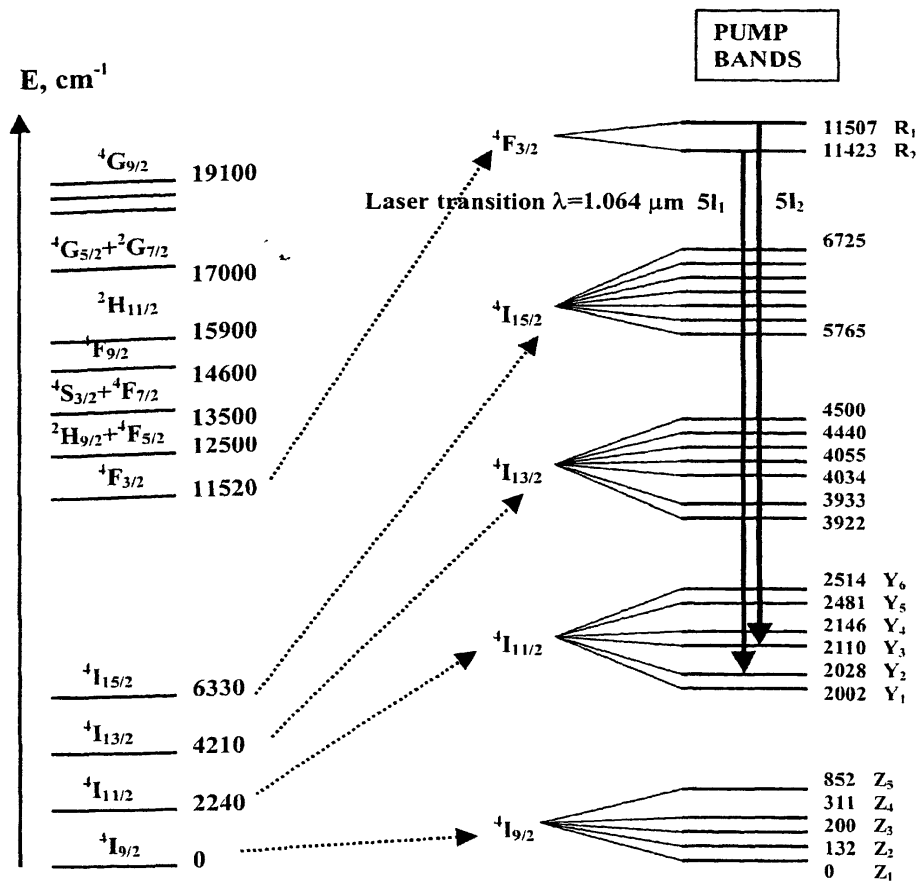


Figura 1.10: Diagramma dei livelli energetici di ioni liberi di Nd<sup>3+</sup> e conseguente splitting per Nd<sup>3+</sup>:YAG [13].

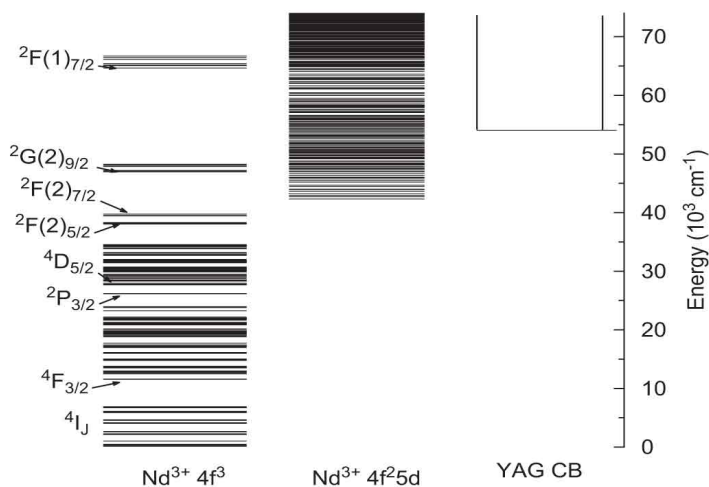


Figura 1.11: Schema dei livelli energetici nei manifold 4f<sup>3</sup> e 4f<sup>2</sup>5d di Nd<sup>3+</sup> in YAG:Nd<sup>3+</sup> e confronto con i livelli di YAG [15].

## 1.6 Filtri

Abbiamo la disponibilità di diversi filtri passa-basso: 4 vetri Schott colorati (un diametro di 25 mm, spessore di 2 mm) e uno spessore di 5 mm di Silicio con cut-on risp a 400 nm, 495 nm, 850 nm, 1000 nm e a circa 1100 nm. Di seguito sono mostrate le relative trasmissioni in funzione della lunghezza d'onda.<sup>4</sup>

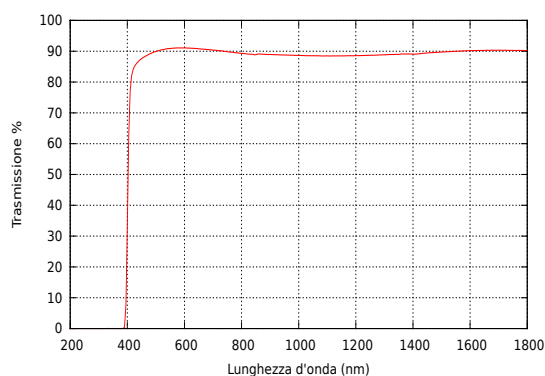


Figura 1.12: Filtro FGL400.

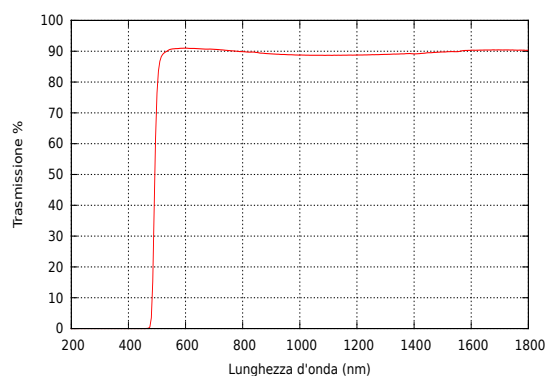


Figura 1.13: Filtro FGL495.

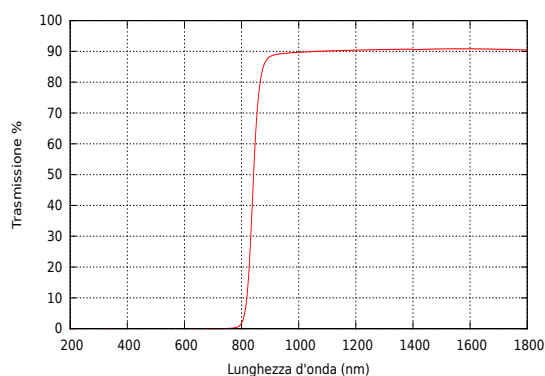


Figura 1.14: Filtro FGL850.

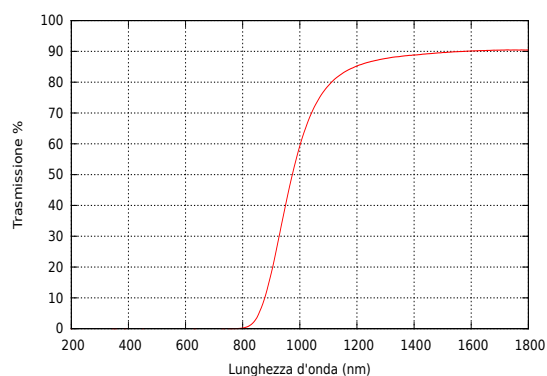


Figura 1.15: Filtro FGL1000.

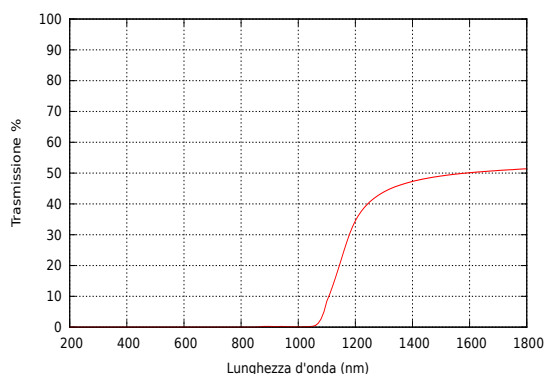


Figura 1.16: Spessore 5 mm Silicio.

<sup>4</sup>Dati forniti dai Thorlabs

## Capitolo 2

# Misure di luce integrate

### 2.1 Acquisizione dei dati

Il cristallo  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  è posto in una opportuna celletta in cui è praticato il vuoto che è disaccoppiato dal vuoto del cannone elettronico dalla lamina di Titanio. Questa assorbe i fotoni emessi dal filamento mentre l'impulso di elettroni lo attraversa e incide sul cristallo eccitandone gli atomi, i quali diseccitandosi emettono fotoni che vengono raccolti da un rivelatore posto a 19 mm dalla finestra di zaffiro.

Si regola l'alta tensione del cannone elettronico a  $V_{\text{HV}} = 65 \text{ kV}$  e si setta la frequenza di spazzolamento magnetico (sweep) a  $f = 200 \text{ Hz}$ , sufficientemente bassa da permettere alle capacità elettroniche del circuito di scaricarsi e abbastanza alta da visualizzare e registrare sull'oscilloscopio 5-6 forme di segnale, così da avere tempi di acquisizione dati ridotti. Il beam stopper che agisce da coppa di Faraday è connesso all'oscilloscopio con circa 3 m di cavo coassiale in modo da poter studiare la forma e l'ampiezza dell'impulso di carica (fig. 2.1). I dati sono stati acquisiti dall'oscilloscopio al Computer con un programma in LabView da noi sviluppato. Possiamo assumere che il filamento di tungsteno, percorso da una determinata corrente, emetta un numero costante di elettroni nel tempo, quindi per sottrazione il segnale del beam stopper è correlato al fascio pulsato di elettroni che esce dal cannone. Sull'altro canale è visualizzato il segnale generato dal rivelatore che chiameremo segnale di luce (fig. 2.2).

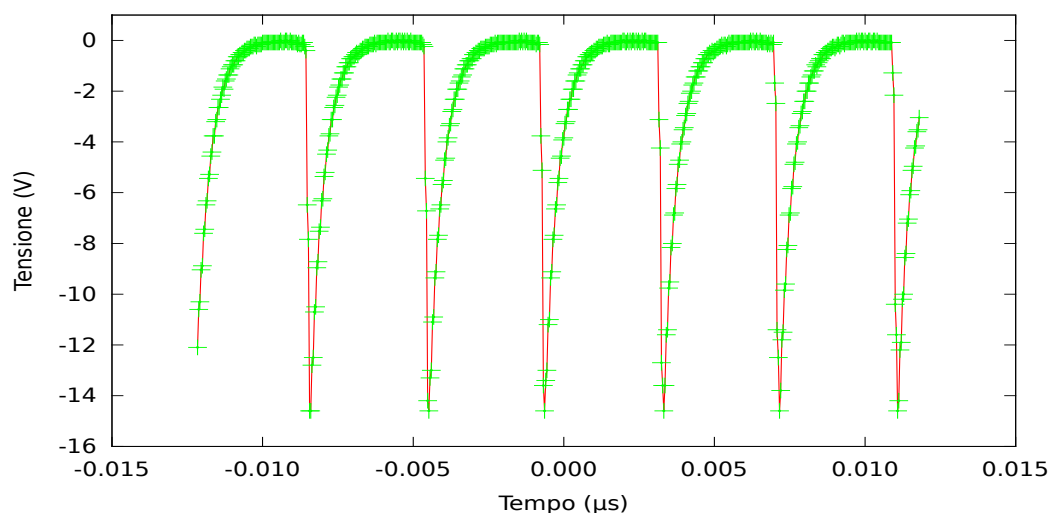


Figura 2.1: Tipico segnale del beam stopper ( $V_{\text{HV}} = 65 \text{ kV}$ ,  $f = 200 \text{ Hz}$ , rivelatore InGaAs).

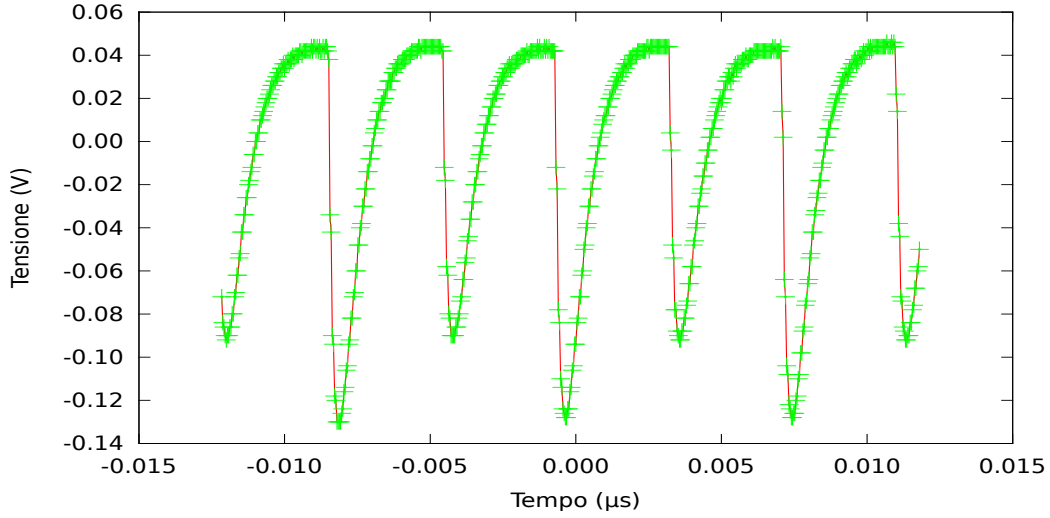


Figura 2.2: Tipico segnale di luce ( $V_{HV} = 65 \text{ kV}$ ,  $f = 200 \text{ Hz}$ , rivelatore InGaAs).

Sostanzialmente, la forma del segnale del beam stopper è costituita da due parti: la prima è la risposta del circuito alla corrente generata dal fascio di elettroni che incidono sul beam stopper e la seconda è semplicemente il circuito in evoluzione libera. Il circuito è costituito dall'impedenza dell'oscilloscopio, dei cavi e del beam stopper ed è approssimabile ad un circuito RC. Il segnale di luce è più complesso da interpretare, perché è necessario considerare non solo l'elettronica e la forma dell'impulso del fascio ma anche l'evoluzione temporale delle popolazioni dei livelli. Nella sezione 4.3 a pagina 42 viene studiato tale aspetto.

Si vuole ora ricavare la carica di un impulso di elettroni e la carica generata dal rivelatore in conseguenza dell'incidenza dei fotoni originati dall'impulso stesso come:

$$Q_{d(\text{bs})} = \int_{\text{pulse}} \frac{V(t)_{d(\text{bs})}}{R} dt \quad (2.1)$$

dove  $V(t)_d$  e  $V(t)_{\text{bs}}$  sono rispettivamente il segnale di luce e il segnale del beam stopper.  $R = 1 \text{ M}\Omega$  è la resistenza di ingresso dell'oscilloscopio essendo di diversi ordini di grandezza maggiore delle altre del circuito.

Ci proponiamo di verificare che l'emissione di fotoni del cristallo sia proporzionale alla quantità di elettroni che vi incidono ovvero che la carica generata dal rivelatore in un impulso di elettroni sia proporzionale alla carica dell'impulso stesso. Notiamo una certa differenza tra il segnale dato dallo sweep di andata e quello dato dallo sweep di ritorno del pennello magnetico dovuto ad una non perfetta simmetria dell'escursione del fascio. Anticipiamo che troveremo gli stessi valori per il rapporto tra le cariche nel primo e nel secondo caso. Acquisiamo i due segnali per diversi valori della corrente che pilota le batterie e ponendo i diversi filtri disponibili tra il cristallo e il rivelatore.

## 2.2 Analisi dei dati

Per calcolare numericamente l'integrale in (2.1) ho scritto un programma in C++ di cui riportiamo di seguito l'idea alla base dell'algoritmo.

Il problema maggiore è identificare l'origine dei tempi per gli impulsi sia nel segnale di luce che in quello del beam-stopper. I segnali sono costituiti da un array A di 600 elementi reali. A partire da questi costruiamo un array B con tutte le medie calcolate su 5 punti contigui in ordine a partire dai primi 5 e un altro C della stessa dimensione di B con le loro varianze, ovvero:

$$B[i] = \frac{1}{5} \sum_{k=i}^{i+4} A[k]$$

$$C[i] = \sqrt{\frac{1}{4} \sum_{k=i}^{i+4} (B[i] - A[k])^2}.$$

Questi punti sono caratterizzati dal fatto che sono gli unici preceduti da un andamento costante (a meno di fluttuazioni dovuti sia al rumore che alla sensibilità dell'oscilloscopio) e seguiti da una rapida decrescita dell'ampiezza (fig. 2.2 e fig. 2.1), ovvero  $A[i+4]$  è del tipo cercato se sono soddisfatte le condizioni:

$$B[i] - B[i+1] > a \cdot C[i],$$

$$B[i] - B[i+2] > b \cdot C[i],$$

$$B[i] - B[i+3] > c \cdot C[i].$$

Con  $a < b < c$  appropriati reali positivi.

Infatti, poiché questa condizione venga rispettata, serve che l' $i$ -esimo elemento di B sia relativamente piccolo e ciò si verifica solo appena prima dell'inizio dell'impulso e che le differenze delle medie dei punti del segnale siano relativamente grandi come subito dopo, dove è evidente un deciso trend negativo. Tipicamente buoni valori dei coefficienti sono

- $a = 3$     $b = 4$     $c = 5$  per il segnale di luce
- $a = 5$     $b = 8$     $c = 12$  per il segnale del beam-stopper

Per ridurre possibili errori è utile, una volta identificato il punto d'inizio di un impulso, iniziare a cercare il successivo dopo che il segnale è tornato a crescere in ampiezza. Tuttavia in alcuni casi (specialmente quando il segnale è molto piccolo, comparabile al rumore) è necessario "ritoccare" tali parametri e dunque non essendo il programma infallibile introduciamo alcuni meccanismi di feedback ovvero verifichiamo che:

- il numero di forme di segnali calcolato per il segnale di luce sia lo stesso di quello del beam stopper
- il numero di punti di ogni forma sia all'incirca lo stesso essendo la frequenza del segnale e del campionamento dell'oscilloscopio costanti
- le medie su 8 punti (per eliminare le fluttuazioni) di una forma di segnale presentino un'andamento inizialmente monotono decrescente e poi monotono crescente

Si elimina l'offset sottraendo ad ogni forma del segnale, compresa tra l'inizio di due impulsi consecutivi, una media fatta sui suoi ultimi punti. Dopo di che la si interpola con spline cubiche [11] e se ne calcola l'area. Questa viene divisa per  $R = 1 \text{ M}\Omega$  ottenendo in relazione al segnale

considerato, la carica raccolta dal beam stopper o la carica generata dal rivelatore in un impulso di elettroni. Si plotta la media del rapporto di queste due cariche ( $Q_d/Q_{bs}$ ) relative al medesimo impulso di elettroni in funzione della media della carica raccolta dal beam stopper.

Ripetiamo la procedura fatta interponendo dei filtri tra il cristallo e il rivelatore. Le figure 2.3, 2.4 e 2.5 riportano i risultati ottenuti rispettivamente con il rivelatore al Silicio, InGaAs e InSb.

Per il rivelatore InGaAs non si riscontra una riduzione del segnale di luce apprezzabile rispetto all'errore con i filtri con cut-on fino a 1000 nm incluso. Infatti la responsività del rivelatore InGaAs è circa costante a 0.55 A/W tra 1200 nm e 1600 nm ma è poco più della metà a 1000 nm e ben 10 volte minore al di sotto dei 900 nm.

Invece con lo spessore di silicio il rapporto delle cariche si riduce di un fattore 4. Anche considerando che la trasmissione di tale filtro non supera il 60% (a fronte del 90% dei filtri ottici) possiamo dedurre che il cristallo ha una rilevante emissione tra 1000 nm e 1100 nm.

Con il rivelatore al Silicio, che ha una operatività tra 400 nm e 1100 nm, possiamo discriminare il segnale con i filtri. La responsività del rivelatore decresce velocemente dopo 1000 nm (fig. 1.7) e infatti, con lo spessore di silicio il rapporto tra le cariche è circa nullo. Tuttavia, i dati relativi al filtro con cut-on a 1000 nm come pure i dati del rivelatore InSb (fig. 2.5) raffreddato a 77 K confermano l'ipotesi fatta precedentemente di una forte emissione tra 1000 nm e 1100 nm. Il rapporto delle cariche in tutti e tre i rivelatori, a meno di una debole diminuzione, tende a essere costante. Possiamo quindi supporre una dipendenza lineare tra la carica che incide sul cristallo e la luce emessa da quest'ultimo.



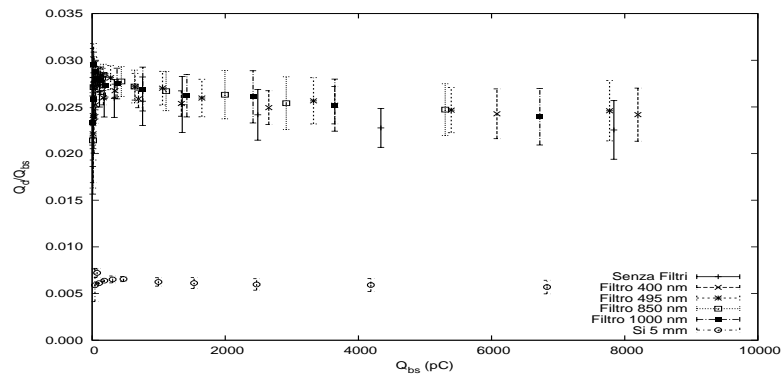


Figura 2.3: Misure di carica utilizzando il rivelatore InGaAs.

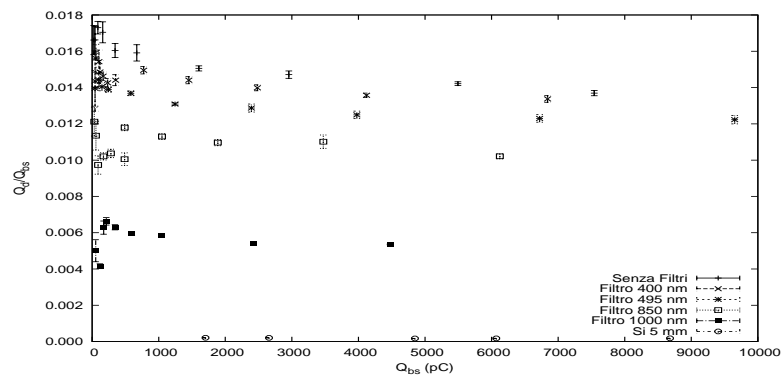


Figura 2.4: Misure di carica utilizzando il rivelatore al Silicio.

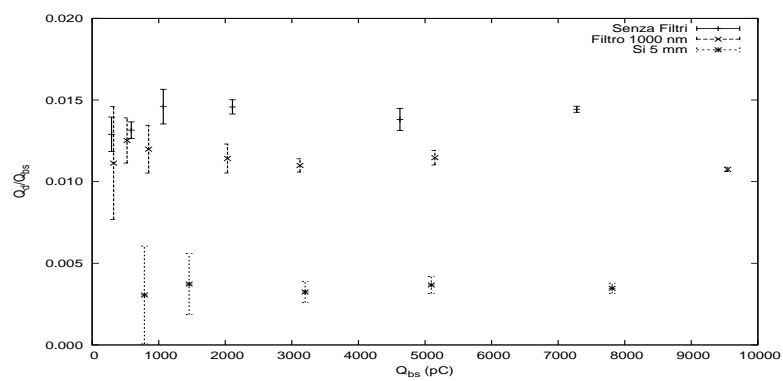


Figura 2.5: Misure di carica utilizzando il rivelatore InSb raffreddato a 77 K.



## Capitolo 3

# Spettrometria

In questo capitolo vengono presentate le misure dello spettro di emissione di fotoni del cristallo. Nel primo paragrafo si mostrano i risultati ottenuti con l'interferometro a trasformata di Fourier nella banda dell'infrarosso vicino e si ci propone nel secondo di studiare l'algoritmo che permette di ricavare lo spettro dall'interferogramma. Infine, nel terzo paragrafo viene utilizzato lo spettrometro USB650 RedTide per analizzare lo spettro nel visibile e fino a 1000 nm.

### 3.1 Spettrometria nell'infrarosso vicino

Utilizziamo l'interferometro Equinox 55 in modalità step-scan accoppiato con il rivelatore InGaAs per ottenere l'interferogramma generato a partire dall'emissione del cristallo. Montando un diaframma davanti all'interferometro si verifica se una diminuzione di segnale a vantaggio della sua coerenza migliora l'interferogramma.

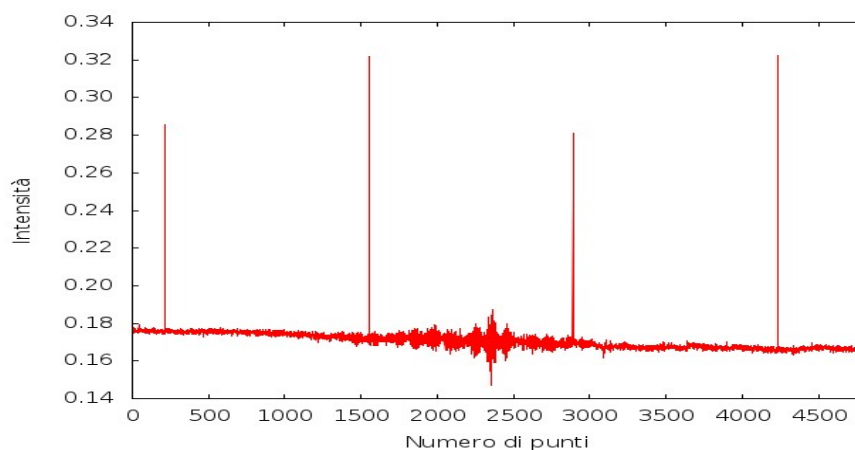


Figura 3.1: Esempio di interferogramma con picchi spuri dovuti al rumore elettronico.

Problemi di tipo elettronico intrinseci nel circuito, probabilmente un accumulo di cariche la cui scarica comporta forti impulsi nel segnale, provocano a volte casuali picchi nell'interferogramma ognuno dei quali si traduce approssimativamente in una aggiunta di una funzione sinusoidale nello spettro. Trattando questo errore sistematico come un rumore bianco possiamo ridurlo prendendo più spettri (in questo caso 10). Normalizzandoli al picco maggiore e mediandoli otteniamo fig. 3.2. Tuttavia tale metodo risulta poco pratico considerando che l'acquisizione di ogni spettro nel massimo range possibile a una tale risoluzione impiega circa un'ora e che il rumore decresce con  $1/\sqrt{N}$  con  $N$  numero di spettri mediati.

Il programma commerciale OPUS usato per l'analisi non consente di portare modifiche all'interferogramma, questo perché normalmente non dovrebbe essere necessario. Tuttavia, OPUS permette di scaricare in formato numerico i dati dell'interferogramma. Dopo aver eliminato i picchi spuri sostituendoli con una media dei valori reali contigui, e dopo aver ricostruito in C++ l'algoritmo usato da OPUS, possiamo ricavarci lo spettro corretto. Alla sezione 3.2 è riportato tale algoritmo.

La fig. 3.4 mostra uno spettro con le correzioni apportate e la fig. 3.3 mostra la media dei 10 spettri corretti il cui rumore rispetto a fig 3.2 è ridotto di un fattore 3. Acquisiamo degli spettri in un range ridotto tra  $5266\text{ cm}^{-1}$  e  $10532\text{ cm}^{-1}$  dove si concentrano le emissioni rilevate aumentando la risoluzione a  $4\text{ cm}^{-1}$  ( $\Delta\lambda/\lambda = 10^{-4}$  a  $\lambda = 1000\text{ nm}$ ). Mediamo 5 spettri ottenendo fig. 3.5.

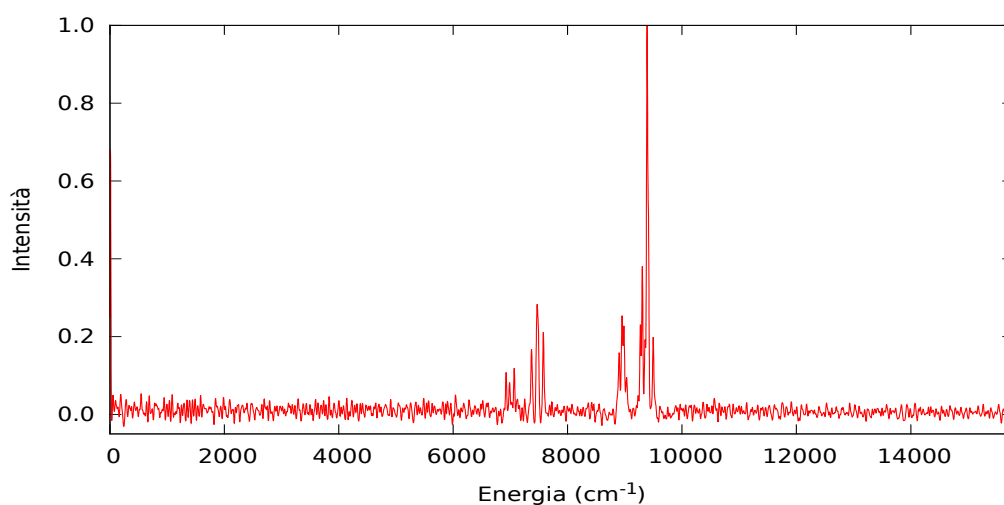


Figura 3.2: Media dei 10 spettri nell'infrarosso con risoluzione  $16\text{ cm}^{-1}$  senza correzione degli errori strumentali.

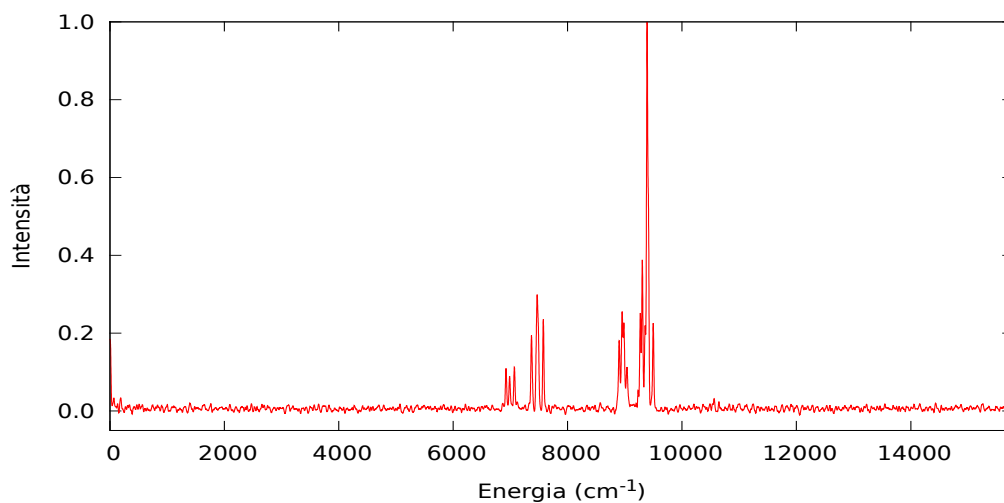


Figura 3.3: Media dei 10 spettri nell'infrarosso con risoluzione  $16\text{ cm}^{-1}$  con correzione degli errori strumentali.

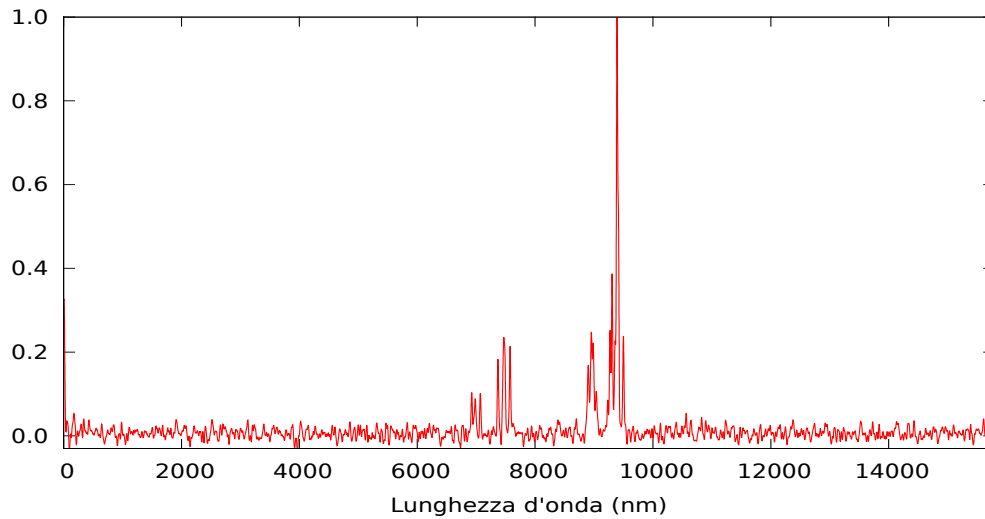


Figura 3.4: Spettro nell'infrarosso con risoluzione  $16 \text{ cm}^{-1}$  con correzione degli errori strumentali.

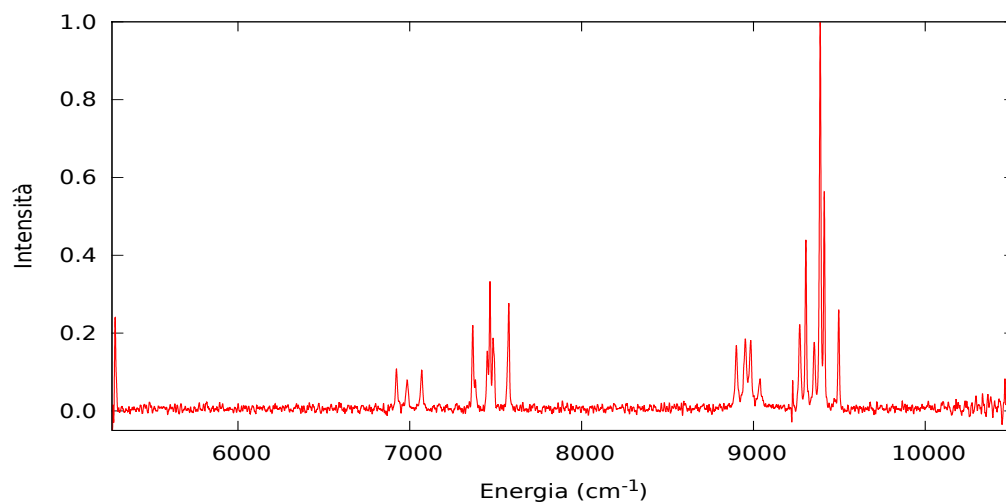


Figura 3.5: Media dei 5 spettri nell'infrarosso con risoluzione  $4 \text{ cm}^{-1}$  con correzione degli errori strumentali.

## 3.2 Algoritmo utilizzato

Attraverso la trasformata di Fourier è possibile passare dall'interferogramma allo spettro e viceversa. Poiché l'interferogramma è discreto si ricorre all'algoritmo FFT (fast Fourier transform, [11]) ottimizzato per il calcolo della trasformata discreta di Fourier.

Elementi reali ed imprecisioni strumentali introducono una variazione nella fase tra le diverse componenti spettrali che passano per l'interferometro. Tra questi ci sono: la non assoluta precisione dell'identificazione dello ZPD che causa un errore lineare nello spettro, dispersioni nel beam-splitter e nel compensatore, la risposta in frequenza dell'amplificatore elettronico, costanti di tempo del rivelatore, disallineamenti negli specchi, il rumore ottico ed elettronico del segnale e l'imprecisione della variazione degli step e della loro velocità. L'effetto di queste variazioni di fase possono essere espressi da un fattore di fase dipendente dall'inverso della lunghezza d'onda  $\phi(\sigma)$ , il quale implica la rottura della simmetria nell'interferogramma rispetto

allo ZPD che caratterizza l'eq. (1.1):

$$I(z) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} S(\sigma) e^{i\phi(\sigma)} e^{-2\pi i \sigma z} d\sigma$$

Facendone la trasformata inversa di Fourier otteniamo:

$$S(\sigma) e^{i\phi(\sigma)} \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(z) e^{2\pi i \sigma z} dz$$

In conseguenza dell'asimmetria di  $I(z)$  lo spettro ha componenti anche nel dominio immaginario. Per ottenere lo spettro corretto si può considerare il modulo  $|I(\sigma) e^{-i\phi(\sigma)}|$ . Tuttavia questo metodo ha il difetto di incrementare il rumore di un fattore  $\sqrt{2}$  considerando anche il rumore nel dominio immaginario e oltretutto non ha media nulla.

Esistono sostanzialmente 2 algoritmi per la correzione del fattore di fase: Mertz e Forman. A livello matematico sono equivalenti, sostanzialmente consistono nello stimare il fattore  $e^{-i\phi(\sigma)}$  per correggere lo spettro. Differiscono per il fatto che il primo opera nel dominio delle frequenze mentre il secondo in quello spaziale del cammino ottico [16].

Sono elencati di seguito i passi dell'algoritmo di Mertz da noi utilizzato dopo aver eliminato i picchi spuri nell'interferogramma:

1. L'interferogramma consta di un array A di reali (ad esempio per la risoluzione di  $16 \text{ cm}^{-1}$  e spettro tra  $0 \text{ cm}^{-1}$  e  $15798 \text{ cm}^{-1}$  si hanno 3553 punti). Si tolgono i comportamenti di bassa frequenza, un eventuale offset ed un trend lineare sottraendo all'array A il suo fit lineare.
2. Costruiamo un array  $A_0$  di dimensione  $2^{16} = 65536$  con i valori di A all'inizio e i restanti elementi posti uguali a 0. In tal modo si aumenta il numero di punti che costituiranno lo spettro. È necessario che l'array su cui si applica l'algoritmo FFT sia costituito da un numero di elementi pari ad una potenza di due. L'esponente 16 è scelto come compromesso tra il tempo di esecuzione del programma e l'accuratezza del risultato.
3. Costruiamo un array B copia di  $A_0$ . Poniamo a zero tutti gli elementi eccetto i 256 centrati sullo ZPD (esattamente il centro dell'interferogramma). Dividiamo ognuno degli elementi per il valore che assume nella rispettiva posizione una funzione triangolare che si azzerà ai due estremi dei 256 valori e ha massimo 1 in corrispondenza dello ZPD. Questa procedura prende il nome di apodizzazione.
4. Lo ZPD divide l'array B in due parti. Ruotiamo B rispetto allo ZPD ovvero trasliamo la seconda nella prima e la prima nella seconda.
5. Calcoliamo la trasformata di Fourier dell'array reale B. Otteniamo due array di metà lunghezza di B, uno con le componenti reali e uno con quelle immaginarie. Da questi otteniamo  $\phi(\sigma) = \arctan \text{Im}(\sigma) / \text{Re}(\sigma)$ .
6. Riprendiamo l'array  $A_0$ , lo apodizziamo con la funzione di Blackmann-Harris 3-term  $w(n) = a_0 + a_1 \cos(2\pi n / (N - 1)) + a_2 \cos(4\pi n / (N - 1))$  con  $n$  l'indice dell'array,  $N$  il numero di elementi di A,  $a_0 = 0.4266$ ,  $a_1 = -0.4966$ ,  $a_2 = 0.0762$  [17].
7. Ruotiamo l'array ottenuto  $A_0$  rispetto allo ZPD. Ne calcoliamo la trasformata di Fourier: otteniamo i due array con le componenti nel dominio reale  $\text{Re}(\sigma)$  ed immaginario  $\text{Im}(\sigma)$ .
8. Lo spettro corretto lo si ottiene da  $I(\sigma) = \text{Re}(\sigma) \cos(\phi) + \text{Im}(\sigma) \sin(\phi)$  riportando il risultato nelle frequenze su cui si è impostato l'interferogramma e normalizzando rispetto al picco maggiore ( 3.4).

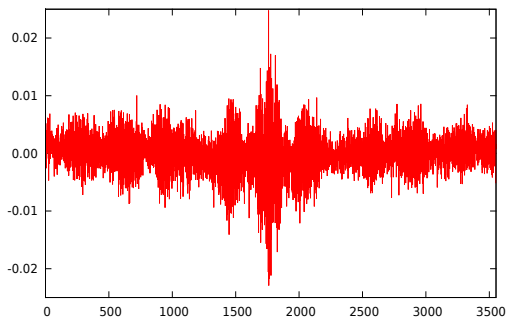


Figura 3.6: Passo 1.

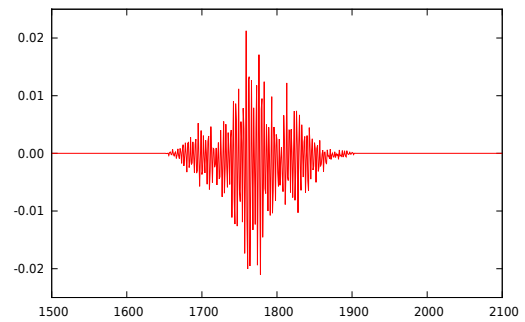


Figura 3.7: Passo 3, Ingrandimento.

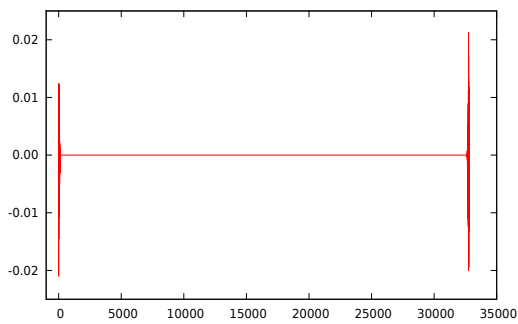


Figura 3.8: Passo 4.

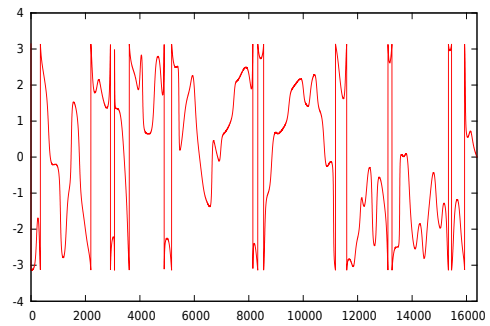


Figura 3.9: Passo 5.

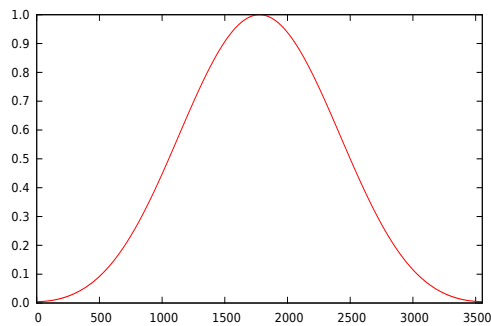


Figura 3.10: Blackman-Harris 3-term.

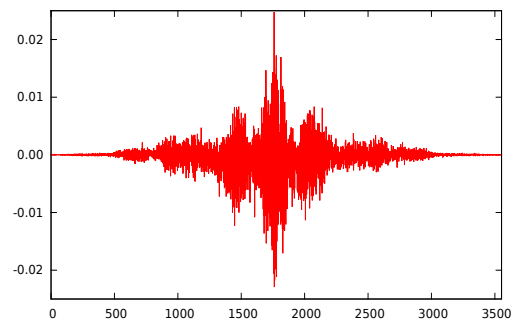


Figura 3.11: Passo 6, Ingrandimento.

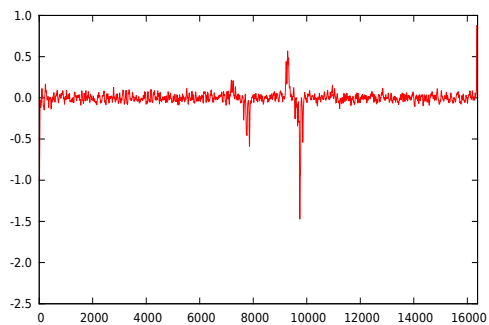


Figura 3.12: Passo 7, parte reale.

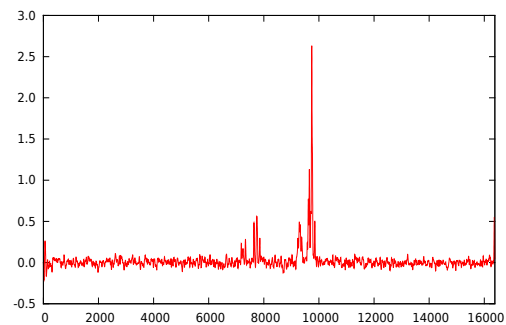


Figura 3.13: Passo 7, parte immaginaria.

### 3.3 Spettrometria nel visibile

Lo spettro acquisito con l'interferometro a trasformata di Fourier accoppiato con il rivelatore InGaAs, a causa della responsività di quest'ultimo, può contenere solo le transizioni tra circa 900 nm e 1600 nm. Come vedremo nel capitolo successivo e dalla fig 1, il cristallo emette tra 850 nm e 950 nm con la transizione  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  che potrebbe essere di interesse per la realizzazione del rivelatore. Poniamo il cavo con la fibra ottica di fronte alla finestra di zaffiro. Registriamo il segnale usando lo spettrometro USB650 RedTide con un tempo di acquisizione di 2 secondi e con una carica per impulso di elettroni di 7-8 nC. A questo sottraiamo il fondo ottenendo:

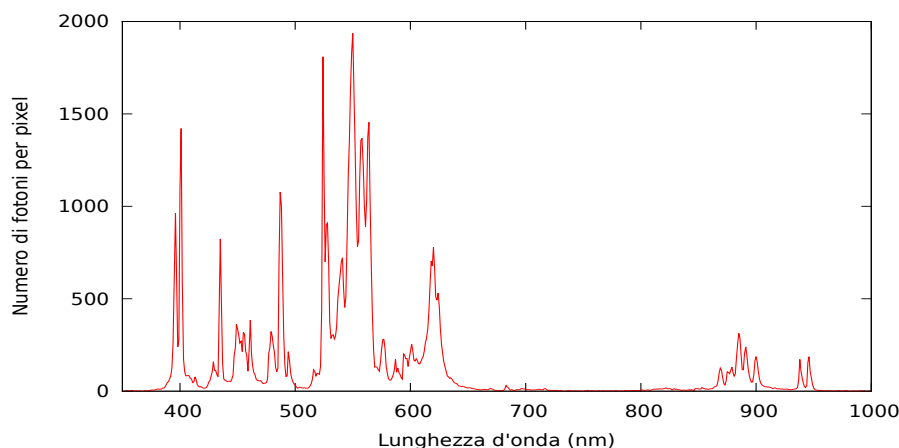


Figura 3.14: Spettro nel visibile e fino a 1000 nm registrato con spettrometro USB650 RedTide.

Si è inoltre verificato che l'intensità delle righe dello spettro rapportato al tempo di acquisizione è proporzionale all'intensità dal fascio di elettroni. I dati ottenuti sono compatibili con i risultati di fig 2.4 tenendo conto della trasmissione dei filtri e con il fatto che il cristallo YAG ha un forte assorbimento tra 730 nm e 760 nm e tra 790 nm e 820 nm.



## Capitolo 4

# Analisi degli spettri

### 4.1 Analisi delle transizioni

In questa sezione si vuole identificare per ogni riga la transizione associata. Fittiamo ogni riga sia dello spettro nell'infrarosso (Ingrandimenti di fig 4.1) che di quello nel visibile (Ingrandimenti di fig 4.3 e 4.2) con una lorenziana. In generale, la FWHM (Full Width at Half Maximum) di ogni riga così ricavata non è quella propria del processo di emissione, perché contribuisce anche la risoluzione intrinseca dell'apparato strumentale. In generale, si può scrivere:

$$\text{FWHM}_{\text{naturale}}^2 = \text{FWHM}_{\text{totale}}^2 - \text{FWHM}_{\text{strumentale}}^2$$

Nelle tabelle 4.1 a pagina 35, 4.2 e 4.3 a pagina 36 sono riportati i risultati del fit con le FWHM corrette.

Vogliamo ora associare a ogni riga trovata la transizione relativa e identificare i livelli energetici coinvolti (iniziale  $E_i$ , finale  $E_f$ ). Per la stima teorica dell'energia delle transizioni ( $\Delta E_{\text{teo}}$ ) utilizziamo i risultati in letteratura [18]. In tale articolo, in alcuni casi sono raggruppati dei livelli energetici vicini appartenenti a diverse configurazioni che distinguiamo con l'aiuto dei dati in [19], che sono in buono accordo con i primi. Tuttavia, per le transizioni nell'infrarosso utilizziamo i risultati presentati in [20], poiché otteniamo una migliore compatibilità con quanto riscontrato sperimentalmente. Cerchiamo i gruppi di transizioni tra 2 configurazioni in notazione di Russel-Saunders (i cui livelli energetici sono splittati per effetto Stark) le cui energie corrispondono meglio alle energie trovate sperimentalmente. Presentiamo nelle tabelle 4.1 a pagina 35, 4.2 a pagina 35 e 4.3 a pagina 36 le transizioni osservate.

Abbiamo identificato con buona accuratezza la configurazione  $4F_{3/2}$  che decade in quella fondamentale  $4I_{9/2}$  nello spettro registrato coi CCD e nelle prime due eccitate  $4I_{11/2}$  e  $4I_{13/2}$  per lo spettro nell'infrarosso (fig 1). L'identificazione delle transizioni nel visibile è più difficile in quanto più combinazioni sono possibili. Nell'articolo [15] gli autori ottengono uno spettro molto simile a quello di fig 4.3 popolando in un cristallo  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  la configurazione  $2F(2)_{5/2}$  con luce di sincrotrone. La radiazione di 192 nm viene assorbita dal cristallo raffreddato a 8 K. Si verifica che nel processo di rilassamento non radiativo viene popolato il meno energetico dei livelli 5d che dista circa  $2700 \text{ cm}^{-1}$  (fig. 1.11)), ovvero non più di 4 fononi, dal livello  $2F(2)_{7/2}$  del manifold  $4f^3$ . Questo transisce nel livello  $2F(2)_{5/2}$  non radiativamente in prevalenza, essendo distanziati da circa  $2000 \text{ cm}^{-1}$  [15]. La forte emissione dal livello  $2F(2)_{5/2}$  è dovuta quindi al fatto che i livelli eccitati del 5d transiscono verso questo livello. Avendo anche una risoluzione migliore teniamo conto dei loro risultati nella nostra analisi ottenendo una buona compatibilità.

La risoluzione nello spettro nell'infrarosso è di  $4 \text{ cm}^{-1}$  mentre in quello visibile di 2 nm (che corrisponde per  $\lambda = 500 \text{ nm}$  a  $80 \text{ cm}^{-1}$ ). Questa risoluzione in alcuni casi non è sufficiente per risolvere due transizioni tra medesime configurazioni.

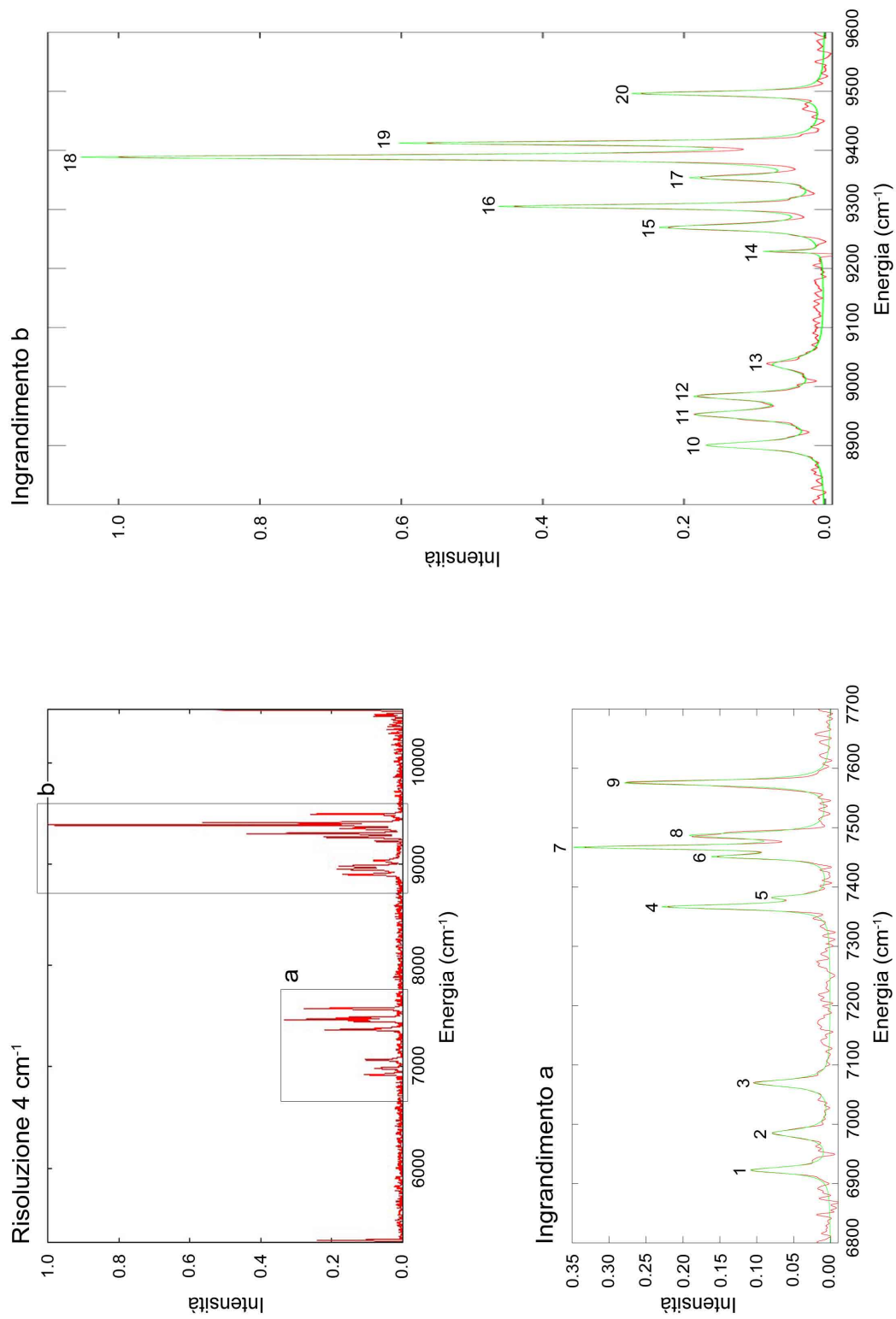
Figura 4.1: Spettro nell'infrarosso con risoluzione 4 cm<sup>-1</sup> ed ingrandimenti con fit di lorenziane.

Tabella 4.1: Risultato del fit con lorenziane dello spettro nell'infrarosso ottenuto con l'interferometro a trasformata di Fourier (Ingrandimenti di fig 4.1) e identificazione dei livelli energetici coinvolti.

Transizione	$\Delta E_{\text{teo}}^1$	$\Delta E_{\text{spe}}^1$	$E_i^1$	$E_f^1$	$\Delta E_{\text{spe}}^2$	Area <sup>2</sup>	FWHM <sup>2</sup>	$N_E^3$	Num
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	6923	6923	11418	4495	1444.5	2.13	11.98	14094	1
	6987	6985	11418	4431	1431.1	1.97	15.61	12829	2
	7073	7069	11504	4431	1414.6	2.35	14.09	15100	3
	7370	7367	11418	4048	1357.4	3.38	8.77	21170	4
	7386	7383	11418	4032	1354.5	0.78	7.32	4708	5
	7455	7451	11504	4048	1342.1	1.82	7.41	10702	6
	7472	7467	11504	4032	1339.2	3.85	6.42	22585	7
	7489	7487	11418	3929	1335.6	3.26	11.04	19082	8
	7575	7575	11504	3929	1320.1	4.62	9.81	26733	9
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	8903	8900	11418	2515	1123,6	3.66	13.85	20400	10
	8957	8952	11418	2461	1117.1	4.91	17.82	26715	11
	8989	8983	11504	2515	1113.2	3.70	13.50	20440	12
	9043	9038	11504	2461	1106.4	2.61	23.70	14606	13
	9273	9270	11418	2145	1078.7	4.20	11.22	23830	15
	9310	9305	11418	2110	1074.7	5.68	6.97	33446	16
	9359	9354	11504	2145	1069.1	2.55	8.77	15093	17
	9393	9388	11418	2025	1065.2	14.44	7.92	86239	18
	9416	9412	11418	2002	1062.5	6.04	5.49	36280	19
	9502	9496	11504	2002	1053.1	3.52	7.26	21906	20
${}^2H_{11/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$	9231	9229	15870	6639	1083.5	0.37	2.98	2108	14

Tabella 4.2: Risultato del fit con lorenziane dello spettro tra 700 nm e 1000 nm ottenuto con lo spettrometro USB650 RedTide (Ingrandimenti di fig 4.2) e identificazione dei livelli energetici coinvolti.

Transizione	$\Delta E_{\text{teo}}^1$	$\Delta E_{\text{spe}}^1$	$E_i^1$	$E_f^1$	$\Delta E_{\text{spe}}^2$	Area <sup>2</sup>	FWHM <sup>2</sup>	$N_E^3$	Num
${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	10565	10570	11418	853	946.1	665	2.18	209	1
	10651	10657	11504	853	938.3	528	1.96	58	2
	11108	11107	11418	310	900.3	1156	4.50	143	3
	11218	11221	11418	200	891.2	977	2.94	567	4
	11304	11298	11504	200	885.1	1793	3.72	317	5
	11371	11383	11504	133	878.5	459	3.08	371	6
	11418	11423	11418	0	875.4	186	1.14	177	7
	11504	11507	11504	0	869.1	675	2.90	209	8

<sup>1</sup> misure espresse in  $\text{cm}^{-1}$

<sup>2</sup> misure espresse in nm

<sup>3</sup>  $N_E$ , introdotto nella sezione 4.2, rappresenta il numero di fotoni emessi per MeV del fascio di elettroni di una determinata transizione. L'errore relativo è stimato al 15%.

Tabella 4.3: Risultato del fit con lorenziane dello spettro nel visibile ottenuto con lo spettrometro USB650 RedTide (fig. 4.2) e identificazione dei livelli energetici coinvolti.

Transizione	$\Delta E_{\text{teo}}^1$	$\Delta E_{\text{spe}}^1$	$E_i^1$	$E_f^1$	$\Delta E_{\text{spe}}^2$	Area <sup>2</sup>	FWHM <sup>2</sup>	$N_E^3$	Num
${}^2F(2)_{5/2} \rightarrow {}^2K_{15/2}$	16011	16007	37777	21766	624.7	1380	3.96	308	9
	16156	16150	38192	22036	619.2	8957	8.28	1980	10
${}^2F(2)_{5/2} \rightarrow {}^2G_{9/2}$	16618	16631	37777	21159	601.3	2038	7.58	438	11
	16643		38192	21549					
${}^2F(2)_{5/2} \rightarrow {}^4G_{11/2}$	16809	16806	37777	20968	595.0	429	2.22	91	12
	16961	16967	38077	21116	589.4	122	0.94	26	13
${}^2K_{13/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$	17047	17041	19157	2110	586.8	293	1.54	61	14
	17321	17343	19468	2147	576.6	1069	2.80	220	15
	17358		19468	2110					
${}^2K_{15/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$	17741	17740	21667	3926	563.7	6487	3.04	1306	16
	17924	17925	21959	4035	557.8	7928	4.34	1578	17
${}^2F(2)_{5/2} \rightarrow {}^2K_{13/2}$	18208	18206	37777	19569	549.2	17183	5.80	3370	18
	18539	18542	38192	19650	539.3	3994	4.86	769	19
	18757	18764	38077	19320	532.9	392	2.72	75	20
	18787		38077	19290					
${}^2F(2)_{5/2} \rightarrow {}^4G_{7/2}$	18956	18957	37777	18821	527.5	4824	3.22	909	21
	19058	19076	37777	18719	524.2	3924	0.70	753	22
	19098		38077	18979					
	19358	19358	38077	18719	516.6	182	2.70	34	23
${}^2G_{9/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	20224	20224	21083	859	494.5	443	1.10	78	24
	20486	20511	20794	310	487.6	4273	2.14	744	25
${}^4G_{11/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$	20522		20721	199					
	20853	20862	21163	310	479.4	1674	3.32	287	26
	20884		21083	199					
${}^2F(2)_{5/2} \rightarrow {}^2H(2)_{11/2}$	21689	21685	37777	16104	461.2	1328	2.90	219	27
	21946	21947	37777	15831	455.6	1224	2.84	199	28
	22088	22096	38192	16104	452.7	368	1.74	59	29
	22104		38192	16088					
${}^2F(2)_{5/2} \rightarrow {}^2H(2)_{9/2}$	22246	22250	38077	15831	449.4	2012	3.78	323	30
	22963	22981	37777	14814	435.1	2158	1.50	335	31
${}^2F(2)_{5/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$	22989		37777	14788					
	23263	23317	38192	14911	428.9	640	3.20	98	32
${}^2F(2)_{5/2} \rightarrow {}^4S_{3/2}$	23378		38192	14814					
	24422	24424	37777	13359	409.4	522	6.88	76	33
${}^2F(2)_{5/2} \rightarrow {}^2H(2)_{9/2}$	24952	24957	37777	12825	400.7	3931	1.46	563	34
	25261	25262	37777	12516	395.9	3032	2.00	427	35

<sup>1</sup> misure espresse in  $\text{cm}^{-1}$

<sup>2</sup> misure espresse in nm

<sup>3</sup>  $N_E$ , introdotto nella sezione 4.2, rappresenta il numero di fotoni emessi per MeV del fascio di elettroni di una determinata transizione. L'errore relativo è stimato al 15%.

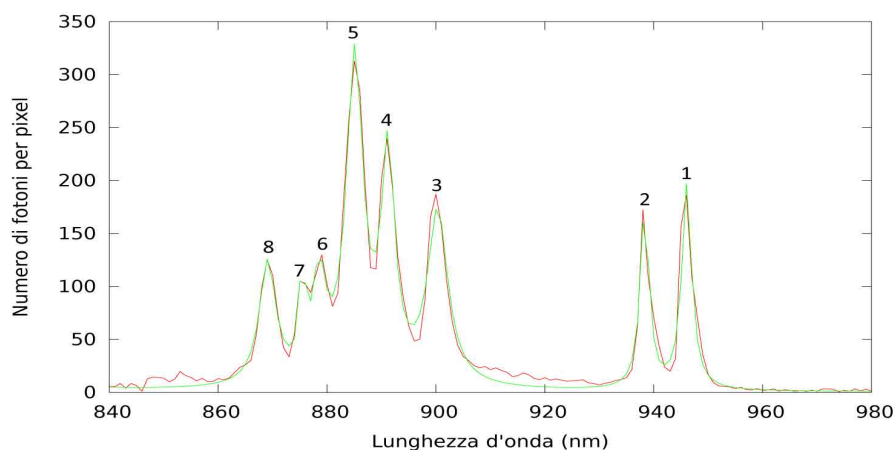


Figura 4.2: Ingrandimento dello spettro nel visibile (1) e fit di lorenziane.

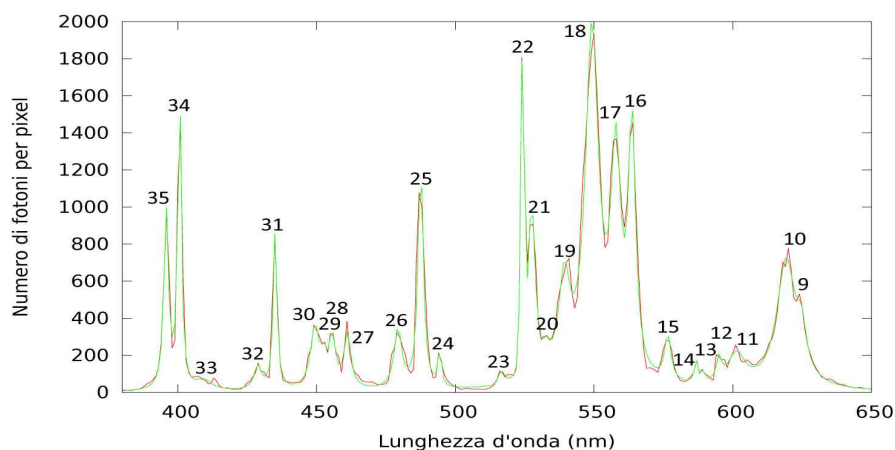


Figura 4.3: Ingrandimento dello spettro nel visibile (2) e fit di lorenziane

## Nota

Facciamo notare che le transizioni individuate non sono permesse (ovvero non soddisfano le regole di selezione  $\Delta L = \pm 1, 0$ ,  $\Delta S = 0$  (con transizioni proibite per  $L = 0 \rightarrow L' = 0$ )). Tali regole sono ricavate in approssimazione di dipolo elettrico e di accoppiamento L-S ponendo che non si annulli l'elemento di matrice  $|\langle \psi_\alpha | \mathbf{r} | \psi_\beta \rangle|^2$ , dove  $\psi_\alpha$  e  $\psi_\beta$  designano gli stati quantici fra cui avviene la transizione. Le transizioni proibite hanno una probabilità di diversi ordini di grandezza inferiore a quelle permesse (le transizioni di dipolo elettrico hanno coefficienti di Einstein  $10^5$  volte più grandi di quelli di dipolo magnetico e di  $10^8$  di quelli di quadrupolo elettrico [21]). L'approssimazione di accoppiamento L-S consiste nel considerare l'hamiltoniana formata da due soli contributi: uno principale che gode di simmetria sferica e un termine perturbativo che rappresenta l'interazione coulombiana e-e a cui è stato tolto la componente a simmetria sferica (conglobata nel primo termine). Tuttavia, nello ione di  $\text{Nd}^{3+}$  l'hamiltoniana che rappresenta l'interazione spin-orbita e quella che rappresenta gli effetti del reticolo cristallino non sono trascurabili rispetto al termine perturbativo prima citato, quindi le regole di selezione e la stima delle vite medie delle transizioni non sono applicabili (non potremmo altrimenti giustificare l'intensità di  ${}^2\text{F}(2)_{5/2} \rightarrow {}^2\text{K}_{15/2}$ ). In questi casi si parla di transizioni semiproibite.

## 4.2 Stima del numero di fotoni generati

In questa sezione si vuole dare una stima del numero di fotoni generati dal cristallo per le diverse transizioni, sia nel visibile che nel vicino infrarosso.

Non è possibile ottenere dallo spettrometro a trasformata di Fourier il valore assoluto dell'intensità  $I(\lambda, t)$  della radiazione emessa dal cristallo incidente sul rivelatore. Infatti, lo spettro misurato  $S(\lambda)$  nel vicino infrarosso, tenuto conto della responsività del rivelatore InGaAs  $D(\lambda)$ , vi differisce per una costante moltiplicativa che chiameremo  $K$ . Si ha, quindi, per il numero di fotoni  $N(\lambda)d\lambda/dt$  incidenti sul rivelatore di lunghezza d'onda  $\lambda$  per unità di tempo e per unità di superficie è dato da

$$N(\lambda)\frac{d\lambda}{dt} = \frac{\lambda}{hc}\langle I(\lambda)\rangle_t d\lambda = K\frac{\lambda}{hc}\frac{S(\lambda)}{D(\lambda)}d\lambda \quad (4.1)$$

Dove  $\langle I(\lambda)\rangle_t = \int_{pulse} I(\lambda, t)dt$ . Possiamo ricavare la costante  $K$  a partire dai risultati trovati con le misure di luce integrate. In quel caso, la corrente generata dal rivelatore InGaAs può essere espressa come

$$i_d(t) = \int I(\lambda, t)D(\lambda)T(\lambda)d\lambda \quad (4.2)$$

Dove  $T(\lambda)$  è la trasmissione di un eventuale filtro posto davanti al rivelatore. Sostituendo (4.2) in (2.1), otteniamo la carica generata per un impulso e per un determinato filtro

$$Q_d = \int \int_{pulse} I(\lambda, t)D(\lambda)T(\lambda)dt d\lambda = \frac{1}{f} \int \langle I(\lambda)\rangle_t D(\lambda)T(\lambda)d\lambda = \frac{K}{f} \int S(\lambda)T(\lambda)d\lambda$$

Dove  $f = 200$  Hz è la frequenza di spazzolamento magnetico del fascio. Essendo  $f$  impostata,  $T(\lambda)$  tabulato,  $S(\lambda)$  e  $Q_d$  misurati, si ricava  $K$  come:

$$K = \frac{Q_d f}{\int S(\lambda)T(\lambda)d\lambda} \quad (4.3)$$

Sostituendo (4.3) in (4.1) otteniamo

$$N(\lambda)\frac{d\lambda}{dt} = \frac{\lambda}{hc}\frac{Q_d f S(\lambda)}{D(\lambda) \int S(\lambda)T(\lambda)d\lambda}d\lambda$$

Avendo usato il rivelatore InGaAs, lo spettro in questione può solo contenere lunghezze d'onda comprese tra  $\lambda_i = 900$  nm e  $\lambda_f = 1700$  nm e quindi l'integrale può essere ristretto a tali valori. In approssimazione di sorgente puntiforme il numero totale di fotoni di lunghezza d'onda  $\lambda$  emessi dal cristallo per unità di energia  $N_E(\lambda)$  risulta essere

$$N_E(\lambda)d\lambda = \frac{4\pi d^2}{\pi r^2} \frac{\lambda}{hc} \frac{S(\lambda)d\lambda}{D(\lambda) \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} S(\lambda)T(\lambda)d\lambda} \frac{f}{V_{HV}} \frac{Q_d}{Q_{bs}} \quad (4.4)$$

Dove  $d = (31.7 \pm 1.0)$  mm la distanza tra il cristallo e il rivelatore,  $r = 1$  mm il raggio della sezione attiva del rivelatore,  $V_{HV} = (65 \pm 1)$  kV la d.d.p. del generatore di alta tensione a cui viene accelerata la carica  $Q_{bs}$  emessa in un impulso dal cannone.  $Q_{bs}V_{HV}$  rappresenta dunque l'energia depositata nel cristallo dagli elettroni di un impulso. Si sono usati per il rapporto  $Q_d/Q_{bs}$  e il suo errore i valori trovati nella sezione 2.2.

Per motivi pratici binniamo  $N_E(\lambda)$  nell'eq. (4.4) col suo valore medio

$$\bar{N}_E(n) = \int_{980+n\Delta\lambda}^{980+(n+1)\Delta\lambda} N_E(\lambda)d\lambda$$

calcolato su una finestra mobile di ampiezza  $\Delta\lambda = 10$  nm centrata tra  $980 + n\Delta\lambda$  nm e  $980 + (n + 1)\Delta\lambda$  nm (con  $n = 0, 1, \dots, 71$ ):

$$\bar{N}_E(n) = \frac{4\pi d^2}{\pi r^2} \left[ \int_{980+n\Delta\lambda}^{980+(n+1)\Delta\lambda} \lambda \frac{S(\lambda)}{D(\lambda)} d\lambda \right] \left[ \frac{1}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} S(\lambda) T(\lambda) d\lambda} \right] \frac{f}{hc} \frac{1}{V_{HV}} \frac{Q_d}{Q_{bs}}$$

Effettuiamo il calcolo nel caso non siano posti filtri ( $T \equiv 1$ ) (fig 4.4) e per lo spessore di silicio (fig 4.5), poiché per gli altri filtri otterremmo gli stessi risultati del primo caso (vedi 2.3), cioè non si vedrebbero variazioni non essendoci apprezzabili differenze per  $Q_d$ . L'errore è stato ottenuto per propagazione.

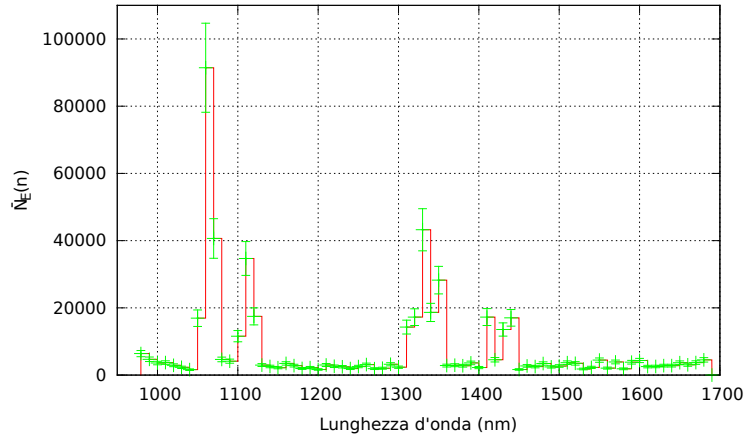


Figura 4.4: Stima dei fotoni generati per intervallo di lunghezza d'onda e per MeV del fascio di elettroni nello spettro infrarosso in assenza di filtri.

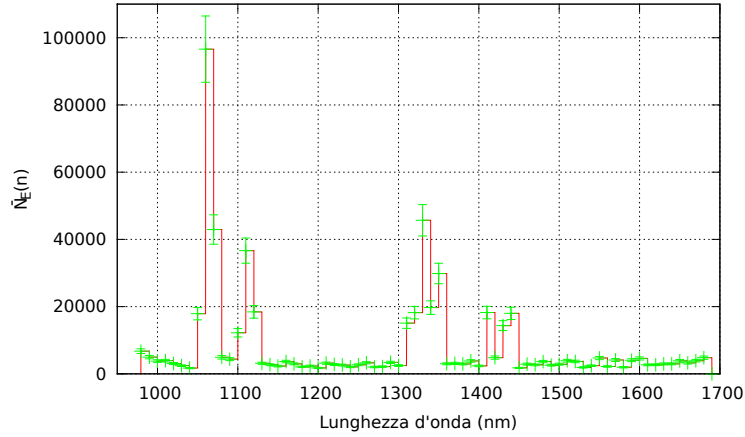


Figura 4.5: Stima dei fotoni generati per intervallo di lunghezza d'onda e per MeV del fascio di elettroni nello spettro infrarosso considerando lo spessore di Silicio.

L'aver dato una stima del numero di fotoni/MeV su bande di  $\Delta\lambda = 10$  nm non ci dà informazioni immediate sul contributo di ogni transizione, che è ciò che più interessa per la realizzazione del rivelatore. Ora si vuole, quindi, dare una stima del numero di fotoni/MeV  $N_E(\lambda_c, Area)$  emessi nell'infrarosso da ogni transizione identificata rispettivamente dal centro  $\lambda_c$  e dall'area della lorenziana con cui si è fittata la riga. Considerando l'eq (4.4), otteniamo:

$$N_E(\lambda_c, Area) \approx \frac{4\pi d^2}{\pi r^2} \frac{\lambda_c}{hc} \frac{Area}{D(\lambda_c)} \frac{f}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} S(\lambda) T(\lambda) d\lambda} \frac{Q_d}{V_{HV} Q_{bs}}$$

I risultati sono stati presentati in 4.1 a pagina 35.

Una situazione analoga si verifica per lo spettro nel visibile. Con OO-USB650 possiamo misurare direttamente  $I(\lambda)$  (a meno di dividere per il tempo di integrazione). Tuttavia, per ottenere un segnale buono, abbiamo dovuto mettere il rivelatore il più possibile vicino al cristallo. Così facendo non si può più assumere l'approssimazione di sorgente puntiforme e dunque non possiamo ricavare il numero totale di fotoni emessi dal cristallo per lunghezza d'onda e per energia.

Ancora una volta ricorriamo alle misure di luce integrata ma in questo caso lo spettro non deve essere diviso per una responsività, questo perchè si può assumere la responsività del CCD costante su tutte le lunghezze d'onda tra 350 nm e 1000 nm e quindi porre  $D_{\text{CCD}}(\lambda) \equiv 1$ . Poniamo  $D_{\text{Si}}(\lambda)$  la responsività del silicio. Similmente a quanto fatto precedentemente si ottiene:

$$N(\lambda) \frac{d\lambda}{dt} = \langle I(\lambda) \rangle_t \frac{\lambda}{hc} d\lambda = K' S(\lambda) \frac{\lambda}{hc} d\lambda$$

$$Q_d = \frac{1}{f} \int \langle I(\lambda) \rangle_t D_{\text{Si}}(\lambda) T(\lambda) d\lambda = \frac{K'}{f} \int S(\lambda) D(\lambda) T(\lambda) d\lambda$$

Poichè la responsività del rivelatore al silicio impone una operatività compresa tra  $\lambda_1 = 350$  nm e  $\lambda_2 = 1200$  nm, possiamo restringere gli estremi dell'integrale a tali valori e introducendo una lunghezza d'onda intermedia  $\lambda_m = 850$  nm, per motivi che verranno presto chiariti, possiamo scrivere:

$$K' = \frac{Q_d f}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S(\lambda) D_{\text{Si}}(\lambda) T(\lambda) d\lambda} = \frac{Q_d f}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_m} S(\lambda) D_{\text{Si}}(\lambda) T(\lambda) d\lambda + \int_{\lambda_m}^{\lambda_2} S(\lambda) D_{\text{Si}}(\lambda) T(\lambda) d\lambda} \quad (4.5)$$

Lo strumento utilizzato registra lo spettro tra 350 nm e 1000 nm ed abbiamo trovato una forte emissione intorno ai 1064 nm per la quale la responsività del silicio non è trascurabile. Abbiamo perciò diviso in due parti l'integrale. Consideriamo le misure di luce integrata effettuate con il rivelatore al silicio e filtro con cut-on a  $\lambda_m = 850$  nm:

$$Q_{d,\lambda_m} = \frac{K'}{f} \int S(\lambda) D_{\text{Si}}(\lambda) T_{\lambda_m}(\lambda) d\lambda = \frac{K'}{f} \int_{\lambda_m}^{\lambda_2} S(\lambda) D_{\text{Si}}(\lambda) T_{\lambda_m}(\lambda) d\lambda \quad (4.6)$$

essendo  $T_{\lambda_m}(\lambda < \lambda_m) \approx 0$  e  $D(\lambda > \lambda_2) \approx 0$ . Per i filtri con cut-on a 400 nm e 495 nm si ha  $T_{400,495}(\lambda > \lambda_m) = T_{\lambda_m}(\lambda > \lambda_m) = 0.90$ .<sup>1</sup> Ricaviamo l'integrale in (4.6) e lo sostituiamo in (4.5). Risolvendo rispetto a  $K$  otteniamo rispettivamente senza filtri e con filtri a 400 nm e 495 nm:

$$K'_0 = \frac{(Q_d - Q_{d,\lambda_m}/0.90) f}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_m} S(\lambda) D_{\text{Si}}(\lambda) T(\lambda) d\lambda}$$

$$K'_{400,495} = \frac{1}{0.90} \frac{(Q_d - Q_{\lambda_m}) f}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_m} S(\lambda) D_{\text{Si}}(\lambda) T(\lambda) d\lambda}$$

I valori di  $K'$  sono stati calcolati per interpolazione tramite fit lineari sui dati di fig 2.4 con  $Q_{bs} = 7$  nC. Sia  $\overline{K'}$  la media di quest'ultimi. Dall'eq (4.2) otteniamo per il numero totale di fotoni emessi di lunghezza d'onda  $\lambda$  per unità d'energia:

$$N_E(\lambda) d\lambda = \frac{4\pi d^2}{A} \frac{\lambda}{hc} \frac{\overline{K'} S(\lambda) d\lambda}{Q_{bs} V_{\text{HV}}}$$

<sup>1</sup>Non abbiamo potuto usare per questo procedimento il filtro con cut-on a 1000 nm perchè ci sono delle emissioni intorno ai 900 e 950 nm per le quali la trasmissione del filtro non è trascurabile.



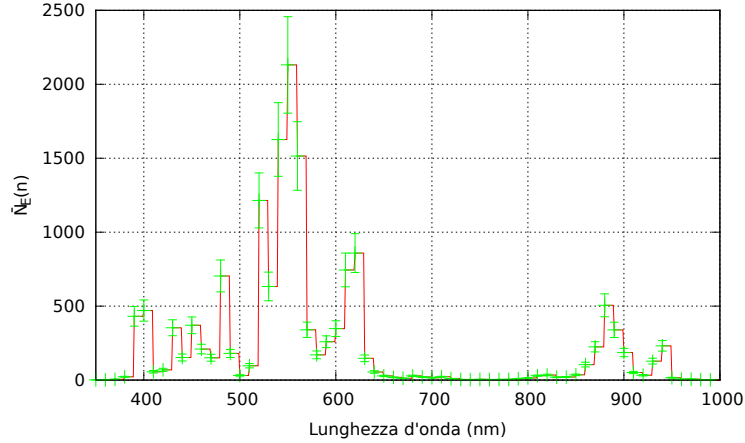


Figura 4.6: Stima dei fotoni generati per intervallo di lunghezza d'onda e per MeV del fascio di elettroni nello spettro visibile

dove  $A = 13 \text{ mm}^2$  è l'area attiva del rivelatore al Silicio,  $d = (32.7 \pm 1.0) \text{ mm}$  è la distanza del rivelatore dal cristallo e  $\overline{K'} = (1.95 \pm 0.25) \cdot 10^{-13} \text{ A/m}^2$ .

Come in precedenza calcoliamo il numero di fotoni emessi in bande di  $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$ . L'errore si è ottenuto per propagazione (fig. 4.6).

$$\overline{N}_E(n) = \frac{4\pi d^2}{A} \frac{\lambda}{hc} \frac{1}{Q_{bs} V_{HV}} \int_{350+(n+1)\Delta\lambda}^{350+n\Delta\lambda} \overline{K'} S(\lambda) d\lambda$$

Si noti che il numero di fotoni nella banda del visibile e di lunghezza d'onda fino a 1000 nm è molto minore di quello tra i 1000 nm e 1600 nm. La lunghezza d'onda nel primo caso è grosso modo la metà che nel secondo e nella formula è presente una differenza di cariche che è 5-7 volte inferiore alla carica  $Q_d$  ottenuta per il rivelatore InGaAs. Inoltre, il rivelatore InGaAs ha una area attiva circa 4 volte più piccola di quello al Silicio. Le altre grandezze in gioco sono paragonabili. Infatti, in totale il numero di fotoni tra 1000 nm e 1600 nm è circa di 450000 mentre quelli nel visibile e fino a 1000 nm sono circa 17000, con un rapporto di circa 30.

In [14] gli autori eccitano cristalli  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  di diversa percentuale di drogaggio utilizzando  $^{241}\text{Am}$  come sorgente di particelle  $\alpha$ . Per un cristallo simile al nostro campione, ottengono una LY assoluta pari a 11000 fotoni/MeV ma lo spettro di emissione è diverso da quello ottenuto da noi. Invece, riscontriamo un'ottima compatibilità con lo spettro presentato in [15]. Come accennato precedentemente, la spiegazione può essere che bombardando il cristallo con elettroni riusciamo, come con la luce di sincrotrone di 192 nm utilizzata nell'articolo appena citato, a popolare i livelli del manifold 5d. Questi con poche transizioni non radiative raggiungono il vicino livello  $^2\text{F}(2)_{5/2}$  del manifold  $4f^3$  (fig. 1.11) dal quale hanno luogo buona parte delle transizioni identificate nella banda del visibile (tab. 4.3 a pagina 36).

Analogamente all'infrarosso, calcoliamo il numero di fotoni/MeV  $N_E(\lambda_c, Area)$  di ogni transizione identificata nel visibile e fino a 1000 nm:

$$N_E(\lambda_c, Area) \approx \frac{4\pi d^2}{A} \frac{\lambda_c}{hc} \frac{\overline{K'} Area}{Q_{bs} V_{HV}}$$

I risultati sono presentati presentati in 4.2 a pagina 35 e 4.3 a pagina 36.

C'è da notare che i fotoni che escono dal cristallo sono solo una piccola parte di quelli generati: poiché l'indice di rifrazione relativo del cristallo è  $n = 1.82$ , solo i fotoni che incidono sulla faccia del cristallo con un angolo minore dell'angolo limite  $\theta_c$  rispetto alla normale possono

essere trasmessi. Supponiamo che i fotoni riflessi sulla faccia vengano assorbiti. Assumendo una emissione isotropa otteniamo quindi che la frazione di fotoni di lunghezza d'onda  $\lambda$  che effettivamente si trasmettono all'aria è:

$$\frac{I_{tras}(\lambda)}{I_{tot}(\lambda)} = \int_0^{\theta_{lim}} T(\theta) \sin^2 \frac{\theta_{lim}(\lambda)}{2} d\theta$$

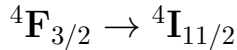
Dove  $T$  è il coefficiente di trasmissione del cristallo stesso. Per avere una stima per eccesso del rapporto di eq. (4.2), consideriamo un angolo limite pari a  $\theta_{lim} = \sin^{-1} \frac{1}{n} = 33.3^\circ$  per tutte le lunghezze d'onda e che tutti i fotoni incidano normalmente:

$$\frac{I_{tras}}{I_{tot}} = T(0^\circ) \theta_c \sin^2 \frac{\theta_c}{2} = \frac{4n_2}{(1+n)^2} \theta_c \sin^2 \frac{\theta_c}{2} = 0.046$$

Dove abbiamo usato la formula di Fresnel per il coefficiente di trasmissione in approssimazione di incidenza normale. Per questa stima non si è considerato l'effetto di assorbimento dei fotoni nell'attraversare il cristallo per cui, a maggior ragione, meno dell'5% dei fotoni generati riescono ad uscire dal cristallo.

Al fine del rivelatore che si vuole costruire ci interessa solo avere un'idea di quanti fotoni per energia di un certo intervallo di lunghezza d'onda escono dal cristallo. Tuttavia, nel conteggio fatto non si è tenuto conto della finestra di zaffiro (fig 1.2) che si interpone prima del rivelatore. I fasci di luce uscenti dal cristallo incidono sulla seconda faccia della finestra di zaffiro con un angolo rispetto alla normale minore dell'angolo limite altrimenti non sarebbero potuti uscire dal cristallo. Bisogna tenere presente però che la finestra di zaffiro ha una trasmissione di circa 85% costante tra 200 nm e 5  $\mu\text{m}$ . I risultati ottenuti vanno quindi corretti per circa un 20%.

### 4.3 Stima della vita media dei livelli coinvolti nella transizione



Vogliamo ora dare una stima della vita media  $\tau_a$  dei livelli coinvolti nella transizione  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  verificando così anche la bontà dei segnali di luce registrati.

Consideriamo il segnale del beam stopper  $V_{bs}(t)$  registrato dall'oscilloscopio: questo è la risposta impulsiva di un circuito RC dell'iniezione di elettroni  $f(t)$ .  $R$  è sostanzialmente la resistenza dell'oscilloscopio e  $C$  la capacità del beam stopper e delle capacità parassite del circuito. Stimiamo  $\tau = RC$  fittando la parte finale<sup>2</sup> del segnale del beam stopper con una funzione del tipo

$$h(t) = ae^{-\frac{t}{\tau}} + b \quad (4.7)$$

ottenendo  $\tau = 462 \mu\text{s}$ . Possiamo ricavare  $f(t)$  risolvendo numericamente l'equazione differenziale che descrive l'evoluzione temporale del potenziale del beam stopper:

$$V_{bs} + \frac{1}{\tau} \frac{dV_{bs}}{dt} = f(t)$$

In fig. 4.7 è mostrata l'iniezione di carica  $f(t)$  per punti. Per comodità analitica, i punti si possono fittare con una gaussiana  $g(t) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}}$  (fig 4.7) ottenendo

A (V· $\mu\text{s}$ )	$\sigma$ ( $\mu\text{s}$ )	$t_0$ ( $\mu\text{s}$ )
$(8.46 \pm 0.17) \cdot 10^3$	$46.5 \pm 1.1$	$223.6 \pm 1.1$

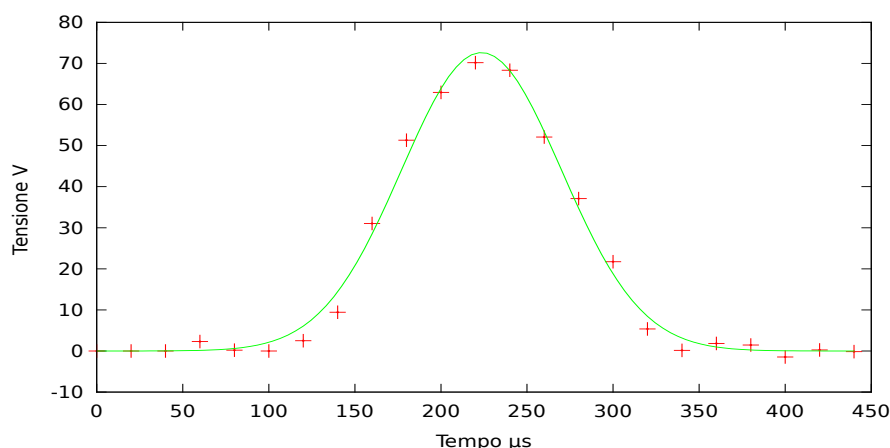


Figura 4.7: Forma dell'impulso di elettroni e fit gaussiano.

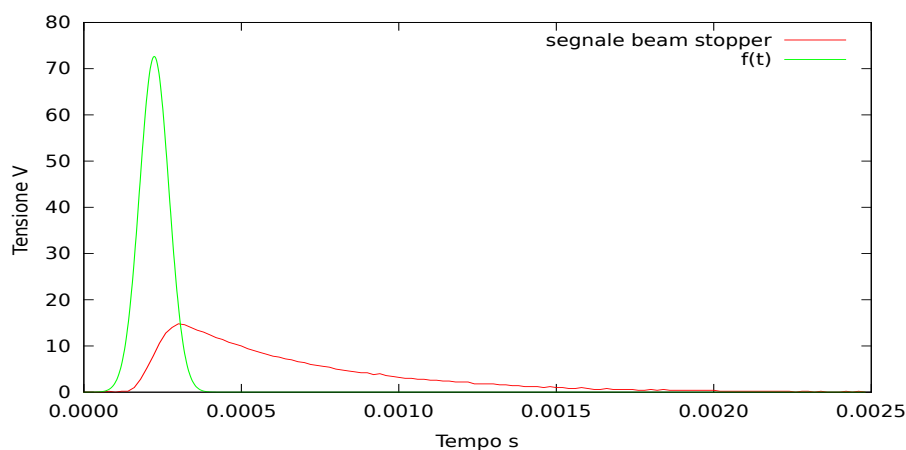


Figura 4.8: Segnale del beam stopper e forma gaussiana dell'impulso di elettroni da esso ricavato.

Analizziamo ora il segnale di luce. I livelli energetici del  $\text{Nd}^{3+}$  vengono popolati in proporzione al numero di elettroni incidenti ovvero a  $f(t)$  e lo ione si diseccita con legge di decadimento esponenziale. Ogni gruppo di livelli appartenenti ad una certa configurazione che transiscono ai livelli di una medesima configurazione ha una ben determinata vita media.

Consideriamo il segnale di luce registrato con il rivelatore al silicio e con il filtro di cut-on a 1000 nm interposto tra il cristallo e il rivelatore. La responsività di quest'ultimo fa sì che le transizioni di lunghezza d'onda superiore ai 1100-1200 nm non si osservino e il filtro blocca tutte le emissioni nel visibile. Ne segue dunque che solo il gruppo di transizioni  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  è responsabile del segnale e designeremo con  $\tau_a$  la vita media dei livelli coinvolti in tali transizioni. Definendo  $I(t)$  come il numero di fotoni emessi in queste transizioni in funzione del tempo si ha

$$I + \frac{1}{\tau_a} \frac{dI}{dt} = k_1 \cdot f(t) \quad (4.8)$$

Con  $k_1$  costante. Ponendo  $\bar{I}(t) = I(t)/k_1$  otteniamo

$$\bar{I} + \frac{1}{\tau_a} \frac{d\bar{I}}{dt} = f(t) \quad (4.9)$$

<sup>2</sup>a 500  $\mu\text{s}$  dall'inizio del segnale il circuito si può considerare ormai in evoluzione libera (fig. 4.8).

Il segnale di luce  $V_d(t)$  registrato dall'oscilloscopio è la risposta del circuito, approssimabile ad un RC di costante di tempo  $\tau_{el}$ , alla corrente generata, pressoché istantaneamente, dal rivelatore in seguito all'incidenza dei fotoni. Similmente al beam stopper, l'equazione differenziale è

$$V_d + \frac{1}{\tau_{el}} \frac{dV_d}{dt} = k_2 \cdot I = k_2 k_1 \cdot \bar{I} = k \cdot \bar{I} \quad (4.10)$$

Per poter osservare solo la risposta del circuito di rilevazione e quindi stimare  $\tau_{el}$ , eccitiamo il rivelatore con un laser a stato solido di lunghezza d'onda di 905 nm con impulsi della durata di 15 ns. Ponendolo di fronte al rivelatore e fittando con una funzione del tipo (4.7) l'evoluzione libera del segnale otteniamo la costante di tempo del circuito  $\tau_{el} = (548.99 \pm 0.05) \mu s$ :

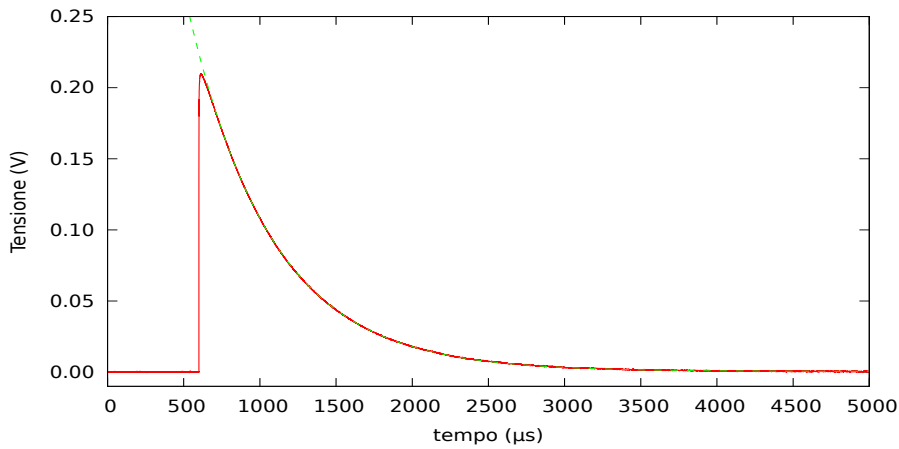


Figura 4.9: Segnale del laser registrato con rivelatore al Silicio.

Fissando  $\tau'_a$  e  $k$  risolviamo il sistema di equazioni differenziali accoppiate (4.8) e (4.9) (sostituendo  $\tau'_a$  a  $\tau_a$ ) ottenendo il segnale di luce  $V'_d(\tau'_a, k; t)$  che verrebbe generato da fotoni emessi da un certo gruppo di transizioni i cui livelli coinvolti (popolati proporzionalmente all'impulso di elettroni di fig 4.7) hanno vita media  $\tau'_a$ . Abbiamo usato un algoritmo numerico basato sul metodo di integrazione di Eulero [22]. Si vuole stimare  $\tau_a$  confrontando il segnale di luce  $V'_d(\tau'_a, k; t)$  così generato con quello reale  $V_d(t)$ . Per far coincidere l'inizio del segnale simulato con l'origine dei tempi del segnale misurato, adottiamo la seguente procedura. Sia  $\bar{t}$  una costante che rappresenta lo sfasamento temporale tra i due segnali. Si è scritto un programma che presa una terna  $(\tau'_a, k, \bar{t})$  genera il segnale simulato  $V'_d(\tau'_a, k, \bar{t}; t)$  e trova<sup>3</sup> la terna per la quale è minima

$$Z = \sum_i (V_d(t_i) - V'_d(\tau'_a, k, \bar{t}; t))^2 \quad (4.11)$$

che quantifica la differenza tra i due segnali, dove  $t_i$  sono i tempi campionati dall'oscilloscopio nel registrare  $V_d(t)$ . Sebbene si ottenga così una prima stima di  $\tau_a$  il risultato così ottenuto non è soddisfacente in quanto il maggiore contributo a  $Z$  è dovuto ad una considerevole differenza dei segnali nella salita iniziale (ovvero in circa 0.1-0.2 ms su un totale di quasi 4 ms) causata dal fatto di aver approssimato l'impulso di elettroni con una gaussiana. Ripetiamo il procedimento escludendo dalla sommatoria (4.11) questi contributi (fig 4.10). Il set di dati preso in considerazione (Rivelatore al Silicio con filtro ottico a 1000 nm) contiene 5 forme di segnale per i quali si ottiene:

<sup>3</sup>facendo variare  $\tau'_a$  a passi di  $0.5 \mu s$ , K di 1 e T di  $2 \mu s$  ovvero un ventesimo del tempo di campionamento.

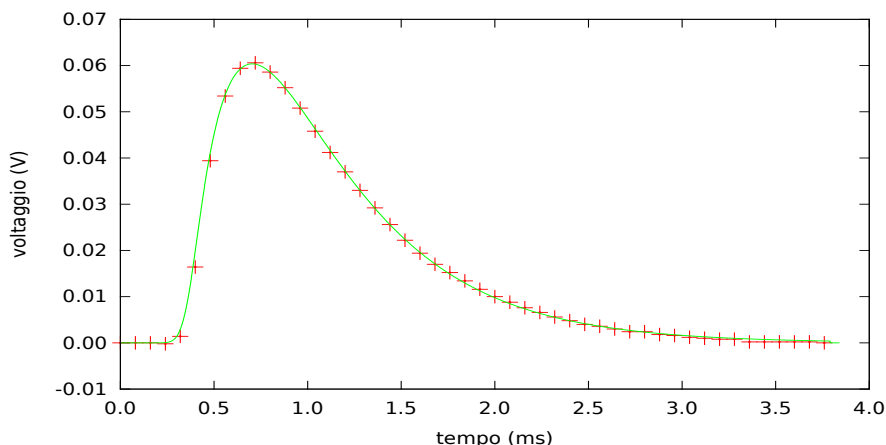


Figura 4.10: Segnale di luce e modello di interpolazione.

$\tau'_a(\mu s)$	$k$	$\bar{t}(ms)$	$Z(V^2)$
230.5	409	0.050	$3.3 \cdot 10^{-6}$
232.5	414	0.062	$2.2 \cdot 10^{-6}$
226.5	407	-0.014	$2.6 \cdot 10^{-6}$
230.0	417	-0.006	$2.7 \cdot 10^{-6}$
235.5	400	0.056	$3.7 \cdot 10^{-6}$

Facendo una media delle  $\tau'_a$  pesata su  $Z$  otteniamo  $(231.3 \pm 3.3) \mu s$ , con una ottima compatibilità con i dati in letteratura  $\tau_a = 230 \mu s$  [23].

Possiamo analogamente stimare la vita media dei livelli coinvolti nella transizione  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$  sottraendo il segnale del rivelatore al Silicio con il filtro a 1000 nm a quello con il filtro a 850 nm.

$\tau'_a(\mu s)$	$k$	$\bar{t}$	$Z(V^2)$
223.5	453	0.196	$4.7 \cdot 10^{-6}$
212.5	475	0.112	$9.5 \cdot 10^{-6}$
226.5	436	-0.230	$3.2 \cdot 10^{-6}$
231.5	449	-0.234	$3.3 \cdot 10^{-6}$
237.5	429	0.262	$3.7 \cdot 10^{-6}$

Ottenendo una media pesata su  $Z$  pari a  $(222.8 \pm 9.4) \mu s$ . Si noti che avendo usato una differenza di segnali abbiamo ottenuto un errore maggiore rispetto alla transizione  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ .

Si è quindi data una stima della vita media dei livelli coinvolti nelle transizioni più interessanti per la realizzazione del rivelatore. Da queste e dalla conoscenza delle caratteristiche dell'elettronica alla base del rivelatore, nel caso si voglia studiare le particelle una ad una, si potrà dare un approssimativo valore limite per la frequenza di incidenza delle particelle per evitare il fenomeno del pile up. Se questo non fosse possibile, con un'analisi più elaborata simile a quanto fatto in questa sezione, si potrà discriminare i segnali generati da diverse particelle utilizzando le vite medie e la costante di tempo dell'elettronica.



# Conclusioni

L'obiettivo di questo lavoro di tesi è stato di investigare la possibilità di realizzare un nuovo rivelatore di particelle utilizzando un cristallo di  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$ . Le particelle, interagendo col cristallo, ne eccitano gli atomi in particolare gli ioni del drogante  $\text{Nd}^{3+}$  dallo stato fondamentale della configurazione  $^4\text{I}_{9/2}$  ai livelli della configurazione  $^4\text{I}_{11/2}$ . Questi vengono portati da un laser in continua a livelli come  $^2\text{H}_{9/2}$  molto più energetici rispetto al fondamentale, i quali transiscono quasi esclusivamente in modo non radiativo verso il livelli della configurazione  $^4\text{F}_{3/2}$ . Questo transisce radiativamente verso le configurazioni  $^4\text{I}_j$  (con  $j = 15/2, 13/2, 11/2, 9/2$ ). Queste emissioni sono di particolare interesse in quanto costituiscono il segnale da analizzare poiché è correlato al numero di ioni eccitati dalla particella. Scegliendo di eccitare il cristallo bombardandolo con un fascio di elettroni anziché con un laser si è potuto ottenere uno spettro, limitatamente alla transizioni che coinvolgono i livelli più popolati, in tempi ristretti. Si è registrato lo spettro nel vicino infrarosso con l'interferometro FT-IR Equinox 55 e nel visibile e fino a 1000 nm con lo spettrometro a CCD USB650 RedTide. Si sono identificate tutte le transizioni relative alle righe presenti nello spettro di  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  e in particolare la più intensa di energia  $9388\text{ cm}^{-1}$  ovvero di lunghezza d'onda di 1065 nm tra il livello della configurazione  $^4\text{F}_{3/2}$  di energia teorica di  $11418\text{ cm}^{-1}$  e il livello della  $^4\text{I}_{11/2}$  a  $2025\text{ cm}^{-1}$  rispetto al fondamentale.

Si è inoltre stimato il numero di fotoni emessi dal cristallo binnandolo per intervallo di lunghezza d'onda di 10 nm e per MeV del fascio di elettroni. Si è trovato, in particolare, per il gruppo di transizioni di  $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{11/2}$  una emissioni di 300000 fotoni/MeV e circa  $(86 \pm 12) \cdot 10^3$  fotoni/MeV per la transizione più intensa. Si può così scegliere le transizioni migliori e si ha un criterio per selezionare il cristallo più adatto tra quelli a disposizione per la realizzazione del rivelatore di particelle. Ai fini pratici si è anche data una stima accurata, compatibile con i valori in letteratura, della vita media radiativa (ben approssimabile a quella assoluta) dei livelli coinvolti in tale transizione pari a  $(231 \pm 3.3)\ \mu\text{s}$ . Lo stesso si è fatto per la transizione  $^4\text{F}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{9/2}$ .

Si potrà applicare la procedura qui introdotta per il cristallo  $\text{Nd}^{3+}:\text{YAG}$  anche a differenti cristalli campioni e avendo definito dei criteri, quali il numero di fotoni/MeV di una determinata transizione e la vita media dei livelli in essa coinvolti, si potrà identificare il cristallo più adatta per la realizzazione del rivelatore.





# Bibliografia

- [1] Eichhorn M. Quasi-three-level solid-state lasers in the near and mid infrared based on trivalent rare earth ions. *Appl. Phys. B*, 93:269, 2008.
- [2] G.H. Dieke, H.M. Crosswhite, and H. Crosswhite. *Spectra and energy levels of rare earth ions in crystals*. Interscience Publishers, New York, NY, USA, 1968.
- [3] G Bressi, G Carugno, E Conti, C Del Noce, and D Iannuzzi. New prospects in scintillating crystals. *NIM A*, 461:361, 2001.
- [4] M Fujiwara, H Akimune, AM Van den Berg, M Cribier, I Daito, H Ejiri, H Fujimura, Y Fujita, CD Goodman, K Hara, et al. Gamow-teller strengths of the inverse beta transition  $^{176}\text{Y} \rightarrow ^{176}\text{L}$  for spectroscopy of proton-proton and other sub-mev solar neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 85:4442, 2000.
- [5] RS Raghavan. New prospects for real-time spectroscopy of low energy electron neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 78:3618, 1997.
- [6] P Antonini, S Belogurov, G Bressi, G Carugno, and P Santilli. Scintillation properties of Yb-doped yttrium–aluminum garnets. *NIM A*, 488:591, 2002.
- [7] GC Dousmanis, CW Mueller, H Nelson, and KG Petzinger. Evidence of refrigerating action by means of photon emission in semiconductor diodes. *Phys. Rev.*, 133:A316, 1964.
- [8] T Kushida and JE Geusic. Optical refrigeration in Nd-doped yttrium aluminum garnet. *Phys. Rev. Lett.*, 21:1172, 1968.
- [9] L Barcellan, E Berto, G Carugno, G Galet, G Galeazzi, and AF Borghesani. A battery-operated, stabilized, high-energy pulsed electron gun for the production of rare gas excimers. *Rev. Sci. Instrum.*, 82:095103, 2011.
- [10] AF Borghesani, G Bressi, G Carugno, E Conti, and D Iannuzzi. Infrared fluorescence of  $\text{Xe}_2$  molecules in electron/proton beam excited pure Xe gas and in an Ar/Xe gas mixture. *J. Chem. Phys.*, 115:6042, 2001.
- [11] W H Press, S A. Teukolsky, W T Vetterling, and Brian P. Flannery. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, New York, NY, USA, 1992.
- [12] F P Rosapepe. *Sistemi integrati*. Youcanprint, Lecce, 2013.
- [13] Colin E Webb and Julian DC Jones. *Handbook of Laser Technology and Applications: Laser design and laser systems*, volume 2. CRC Press, Bristol and Philadelphia, USA, 2004.

- [14] T Yanagida, K Kamada, Y Fujimoto, Yand Yokota, A Yoshikawa, H Yagi, and Takagimi Yanagitani. Scintillation properties of transparent ceramic and single crystalline Nd: YAG scintillators. *NIM A*, 631:54, 2011.
- [15] Lixin Ning, Peter A Tanner, Vachagan V Harutunyan, Eduard Aleksanyan, Vladimir N Makhov, and Marco Kirm. Luminescence and excitation spectra of YAG:Nd<sup>3+</sup> excited by synchrotron radiation. *J. Lumin.*, 127:397, 2007.
- [16] Locke D Spencer et al. *Spectral characterization of the Herschel SPIRE photometer*. PhD thesis, Lethbridge, Alta.: University of Lethbridge, Faculty of Arts and Science, Canada, 2005.
- [17] Fredric J Harris. On the use of windows for harmonic analysis with the discrete fourier transform. *Proc. IEEE*, 66:51, 1978.
- [18] G W Burdick, CK Jayasankar, FS Richardson, and Michael F Reid. Energy-level and line-strength analysis of optical transitions between stark levels in Nd<sup>3+</sup>:Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>. *Phys. Rev. B*, 50:16309, 1994.
- [19] John B Gruber, Dhiraj K Sardar, Raylon M Yow, Toomas H Allik, and Bahram Zandi. Energy-level structure and spectral analysis of Nd<sup>3+</sup> (4f<sup>3</sup>) in polycrystalline ceramic garnet Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>. *J. Appl. Phys.*, 96:3050, 2004.
- [20] S Singh, RG Smith, and LG Van Uitert. Stimulated-emission cross section and fluorescent quantum efficiency of Nd<sup>3+</sup> in yttrium aluminum garnet at room temperature. *Phys. Rev. B*, 10:2566, 1974.
- [21] E Landi Degl’Innocenti. *Spettroscopia atomica e processi radiativi*. Springer, Milano, 2009.
- [22] H Gould, J Tobochnik, and Christian Wolfgang. *An Introduction to Computer Simulation Methods: Applications to Physical Systems (3rd Edition)*. Addison-Wesley Longman Publishing Co., Inc., Boston, MA, USA, 2005.
- [23] Kireet Semwal and SC Bhatt. Study of Nd<sup>3+</sup> ion as a dopant in yag and glass laser. *Int. J. Phys.*, 1:15, 2013.
- [24] CD Porter and DB Tanner. Correction of phase errors in fourier spectroscopy. *Int. J. Infrared. Milli.*, 4:273, 1983.
- [25] Gregory D Smith and Richard A Palmer. Fast time-resolved mid-infrared spectroscopy using an interferometer. *Handbook of vibrational spectroscopy*, 2002.
- [26] Jun Dong, A Rapaport, M Bass, F Szpocs, and Ken-ichi Ueda. Temperature-dependent stimulated emission cross section and concentration quenching in highly doped Nd<sup>3+</sup>:YAG crystals. *Phys. Stat. Solidi (a)*, 202:2565, 2005.
- [27] PS Peijzel, A Meijerink, RT Wegh, MF Reid, and Gary W Burdick. A complete 4f<sup>n</sup> energy level diagram for all trivalent lanthanide ions. *J. Solid. State Chem.*, 178:448, 2005.
- [28] Werner H and J Gronholz. Understanding ft-ir data processing. *Comp. Appl. Lab.*, 4:216, 1984.