

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali
Corso di Laurea magistrale in Fisica

**STUDIO E REALIZZAZIONE DI UN SISTEMA LASER
PER L'ECCITAZIONE DEL POSITRONIO AI LIVELLI
DI RYDBERG**

Relatore : Prof. Ilario Boscolo

Correlatore : Dott. Simone Cialdi

PACS: 42.60

Tesi di Laurea di
Fabio Villa
matr. 719398

Anno Accademico 2007 - 2008

Indice

1	L'esperimento AEGIS e la teoria dell'eccitazione a livelli Rydberg in campo magnetico	8
1.1	Eccitazione del positronio [2]	9
1.1.1	Modellizzazione dell'eccitazione	10
1.1.2	Eccitazione dal livello $n = 1$ al livello $n = 3$	11
1.1.3	Eccitazione dal livello $n = 3$ al livello finale n	12
1.1.4	Fluenza di saturazione	15
2	Descrizione teorica dei componenti fondamentali dell'esperimento	17
2.1	Il laser di pompa	17
2.1.1	Il Q-switch	19
2.2	Processi non-lineari al secondo ordine:	
	OPG e OPA	23
2.2.1	L'ottica non-lineare	24
2.2.2	Effetti non-lineari del secondo ordine: SHG e OPA	25
2.2.3	L'OPG	29
3	Strumenti e metodi di misura.	32
3.1	Strumenti di misura	32
3.1.1	L'Energy Meter	32
3.1.2	La CCD	34
3.1.3	Lo spettrometro	35
3.2	Il laser	37
3.2.1	Propagazione di fasci gaussiani e non gaussiani	39
3.2.2	Misure	41
3.3	Ottiche polarizzanti	44
3.3.1	Le lamine $\lambda/2$	44
3.3.2	La Brewster plate	44
3.4	Ottica lineare	45
3.4.1	Sistemi telescopici	45
3.4.2	Formalismo matriciale dell'ottica geometrica	46
3.4.3	Pulizia spaziale	46
3.4.4	Simulazioni	47
3.5	L'OPG	48
3.5.1	Il PPLN	48
3.5.2	Simulazioni	50
3.5.3	Allineamento	50
3.5.4	Dipendenza dalla periodicit� e dalla temperatura	52
3.5.5	Efficienza di conversione	54
3.5.6	Qualit� spaziale e divergenza del fascio in uscita	55
3.6	L'OPA	58
3.6.1	Allineamento	58

3.6.2	Il BBO	59
3.6.3	Il motorino passo-passo	59
3.6.4	La generazione di seconda armonica	61
3.6.5	Il $LiNbO_3$	61
Bibliografia		64

Elenco delle figure

1	Immagine dell'apparato sperimentale	6
1.1	Schema della generazione dell'antiidrogeno [1]	9
1.2	Schema di funzionamento del deflettometro di Moiré [1]	9
1.3	Allargamento di riga per effetto Doppler (a) e per Motional Stark Effect (c) in funzione del numero quantico principale n per la transizione $3 \rightarrow n$. La linea tratteggiata (b) mostra la distanza energetica(in nm) tra i livelli imperturbati n vicini. La linea punteggiata verticale indica il limite per la ionizzazione dei red states. E' indicato l'intervallo degli n utili	12
1.4	Schema dei livelli eccitati in funzione dell'intensità del Motional Stark Effect, rispetto alla banda di eccitazione laser ΔE_L . Gli n^2 sottolivelli di n inizialmente degeneri, posti a distanza ΔE_n , si aprono in una banda in funzione dell'intensità del Motional Stark Effect. ΔE_S è la larghezza della banda di un singolo livello n	14
1.5	Grafico del livello di popolazione degli stati in funzione del tempo per una singola eccitazione incoerente. [2]	15
2.1	Schema di livelli della transizione laser	18
2.2	Evoluzione temporale dell'inversione di popolazione, delle perdite in cavità e dell'impulso laser. Tipicamente in una sorgente laser reale l'intervallo di pompa è molto più lungo di quello di formazione dell'impulso.	19
2.3	Efficienza di estrazione dell'energia dalla cavità in funzione del rapporto di inversione r	22
2.4	Competizione tra modi vicini in un laser Q-switched	23
2.5	Angolo di Phase Matching in un cristallo uniassico utilizzato per la SHG. La forma circolare corrisponde all'indice di rifrazione ordinario della pompa, la forma ellittica all'indice di rifrazione straordinario del segnale.	28
2.6	Il primo schema rappresenta la disposizione dei domini ferroelettrici in un mezzo periodically poled. Il secondo grafico rappresenta l'intensità del segnale generato in funzione della lunghezza del cristallo in condizioni di Phase matching (la curva con maggiore guadagno), di Quasi Phase Matching e fuori dalla condizione di phase matching (la curva più bassa), con periodicità di inversione della fase Λ	30
3.1	Immagine e schema dell'apparato sperimentale	33
3.2	Immagine dell'energy meter utilizzato nel laboratorio	33
3.3	Immagine della CCD utilizzata nel laboratorio	34
3.4	Grafico delle misure dell'energia all'uscita di un filtro di densità ottica 1 in funzione dell'energia di ingresso	35

3.5	Immagine (a sinistra) e schema di funzionamento (a destra) del monocromatore	37
3.6	Immagine del laser Orion	38
3.7	Immagine del laser Handy YAG	38
3.8	Schema di un tipico fascio gaussiano in funzione della distanza dal beam waist	39
3.9	Nella prima figura più fasci a pari divergenza possono avere beam waist diversi, in funzione di M^2 . Nella seconda sono rappresentati fasci con uguale beam waist e diversa divergenza.	41
3.10	Esempio di misura tramite il metodo del coltello. In rosso sono riportati i dati sperimentali e in nero il fit. In questo caso il grafico è stato utilizzato per misurare il waist del segnale della down conversion a 90 cm da una lente di focale 100mm posta 10 cm dopo il PPLN. Il parametro $m1$ è il waist del fascio misurato	42
3.11	Grafico dell'energia del laser Orion in funzione del tempo	42
3.12	Prestazioni di lamine a mezz'onda	44
3.13	Schema di funzionamento di una Brewster plate	45
3.14	Come mostrato in figura, il rumore ad alta frequenza sovrapposto al segnale gaussiano viene focalizzato di meno da una lente, quindi con un'iride è possibile rimuoverlo dal segnale.	46
3.15	Immagine del filtro spaziale montato sul fascio di pompa	47
3.16	Schermata del programma di simulazione Zemax	48
3.17	Immagine del cristallo PPLN e ingrandimenti successivi dei canali periodicamente invertiti.	49
3.18	Immagine del fascio all'uscita del PPLN nella configurazione di pompa larga.	50
3.19	Immagine del programma di simulazione SLNO	51
3.20	Immagine della configurazione sperimentale del forno contenente il PPLN e delle ottiche di allineamento, in ingresso, e filtraggio, in uscita.	51
3.21	Nelle immagini in successione è possibile vedere una struttura nell'immagine che indica una riflessione all'interno del PPLN; che via via viene ridotta migliorando l'allineamento	52
3.22	Andamento della lunghezza d'onda generata in funzione della periodicità dei domini e della temperatura. I punti singoli corrispondono alle misure sperimentali, le linee continue alla previsione teorica per la periodicità dichiarata.	53
3.23	Grafici sperimentali dell'energia del fascio a 1650 nm in funzione dell'energia di pompa. Il grafico A è stato preso nella condizione di pompa con ampio waist, il grafico B per una pompa più stretta	54
3.24	Grafici sperimentali dell'efficienza percentuale di generazione del fascio a 1650 nm. Il grafico A è stato preso nella condizione di pompa con ampio waist, il grafico B per una pompa più stretta	55
3.25	L'immagine di sinistra mostra il fascio della down conversion alla distanza di 5 cm dal PPLN, quella a destra, che mostra la sua struttura a macchie, è stata presa a 14 cm di distanza	56
3.26	Grafico delle misure dell'energia della down conversion in funzione del tempo di funzionamento del sistema laser.	57
3.27	Immagine del sistema di montaggio e allineamento dell'OPA	58
3.28	Immagini della sovrapposizione tra la pompa (più larga) e la down conversion (più stretta, il valore è dato dalla larghezza visualizzata moltiplicata per $\sqrt{2}$). A sinistra l'immagine rappresenta la condizione all'ingresso del BBO, a destra all'uscita.	59

- 3.29 Grafico dell'intensità del segnale alla fine del BBO in funzione dell'angolo di phase matching. L'angolo di phase matching corrisponde al valore a metà del grafico, circa a 50 mrad dall'origine scelta. Come è possibile vedere non si è registrata una amplificazione. 60

Introduzione

Desiderando approfondire gli studi sull'ottica non-lineare ho partecipato allo studio e alle prove sperimentali di un sistema laser per l'esperimento AEGIS (Antimatter Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy).

L'esperimento AEGIS propone, come primo obiettivo, la misura diretta dell'accelerazione di gravità sull'antimateria. Per generare l'antiidrogeno necessario per l'esperimento viene utilizzato un processo di scambio carica con il positronio, eccitato ai livelli Rydberg. In questa tesi, in particolare, mi sono occupato del sistema laser utilizzato per l'eccitazione del positronio. Questa eccitazione, come spiegherò in seguito, è fornita dagli impulsi laser di due sistemi: un primo salto è effettuato da un sistema laser già in commercio, il secondo, invece, è effettuato dal sistema laser che ho progettato e realizzato.

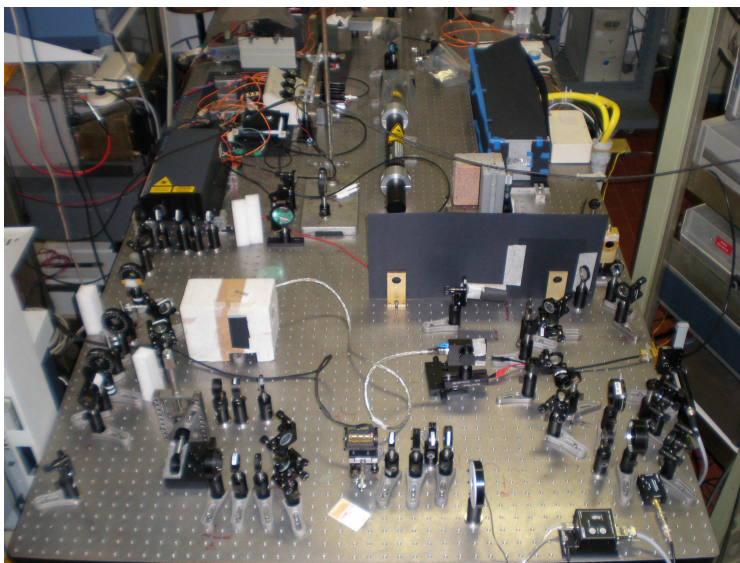


Figura 1: Immagine dell'apparato sperimentale

Il sistema laser utilizzato è basato sulle proprietà non-lineari della materia. Per generare la radiazione alla giusta lunghezza d'onda per l'eccitazione del positronio sono partiti da un laser di pompa Nd:YAG Q-Switched, che ha fornito l'energia richiesta per i processi non-lineari di Optical parametric Generation (OPG) e Optical Parametric Amplification (OPA).

In questa tesi ho dovuto studiare la fisica dell'ottica non-lineare alla base del funzionamento dell'OPG e dell'OPA, successivamente è stato fatto il progetto del sistema laser per l'eccitazione del positronio, poi si è passati alla sua

realizzazione pratica sul banco ottico ed infine sono state prese le misure delle caratteristiche dei fasci laser utilizzati, verificando se e quanto corrispondano alle richieste della teoria.

Nel primo capitolo viene discusso l'esperimento AEGIS, le sue caratteristiche, la teoria dell'eccitazione ai livelli Rydberg e le caratteristiche che dovranno avere gli impulsi laser per l'eccitazione. Nel secondo capitolo presento la teoria del Q-Switch, che caratterizza la sorgente laser dell'esperimento, e l'interazione non-lineare tra la luce e la materia, in particolare trattando i processi di OPG, OPA e SHG. Nel terzo capitolo, infine, riporto le misure sperimentali, ponendo in rilievo gli strumenti di misura, i metodi utilizzati per ottenere le misure e le misure stesse.

Capitolo 1

L'esperimento AEGIS e la teoria dell'eccitazione a livelli Rydberg in campo magnetico

Questa tesi è stata sviluppata nell'ambito del progetto AEGIS (Antimatter Experiment: Gravity, Interferometry, Spectroscopy)[4] a cui partecipa la sezione INFN di Milano. Lo scopo di questo progetto è l'implementazione di esperimenti di carattere fondamentale sull'antimateria, in particolare utilizzando antiidrogeno. Il primo obiettivo di AEGIS è la misura diretta dell'accelerazione di gravità \bar{g} sull'antimateria con una precisione dell'1%[1]. È stato progettato di ottenere l'antiidrogeno da una reazione di scambio carica tra un fascio di antiprotoni e una nuvola di positronio eccitato ai livelli Rydberg. Il positronio viene formato a partire da una sorgente di positroni per urto contro un bersaglio di silice porosa. Viene poi eccitato da un sistema laser.

Gli antiprotoni necessari saranno forniti dal deceleratore di antiprotoni AD del CERN, alla temperatura di circa 100 mK.

I positroni vengono emessi da una sorgente radioattiva di Na22 e accumulati in un accumulatore tipo Surko.

Circa 10^8 positroni ogni 200 secondi vengono convogliati verso un bersaglio di silice porosa nanostrutturata allo scopo di fornire atomi di positronio per interazione con gli elettroni del mezzo. Tale operazione viene svolta in una trappola magnetica avente un campo dell'ordine di 1 T. Il positronio così formato nei pori della silice, termalizza per urti fino a uscire dal bersaglio alla temperatura di circa 100 K, che corrispondono a una velocità di circa 10^5 m/s, supponendo una distribuzione della velocità termica di tipo maxwelliano.

La nuvola di positronio così ottenuta, che dovrebbe avere area trasversale iniziale di circa 1 mm di diametro e immersa in un campo magnetico di circa 1 T [4], viene poi eccitata tramite il sistema laser che è oggetto di questa tesi. Il positronio, dopo essere uscito dal bersaglio, si trova nello stato fondamentale; per eccitarlo ai livelli di Rydberg, attorno a valori del numero quantico principale di 20-30, si utilizza un sistema laser basato sull'OPG-OPA (che verrà descritto nel capitolo seguente). L'obiettivo è quello di ottenere circa $5 \cdot 10^6$ atomi di positronio eccitati ai livelli di Rydberg per ogni bounce di positroni [4].

Gli antiprotoni vengono accelerati opportunamente tramite gradienti di campo elettrico e incrociano il cammino del positronio eccitato, con il quale effettuano

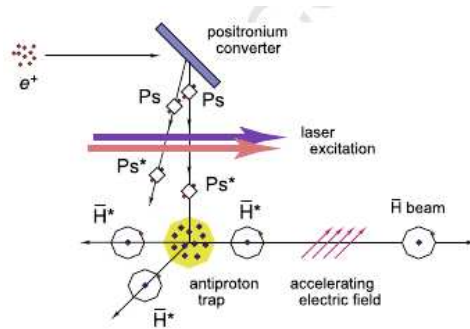


Figura 1.1: Schema della generazione dell'antiidrogeno [1]

una reazione di scambio carica risonante. In particolare è da notare che la sezione d'urto cresce con la quarta potenza del numero quantico principale [1]. Inoltre, la distribuzione di velocità dell'antiidrogeno prodotto è determinata principalmente dalla temperatura degli antiprotoni e dell'ambiente circostante e dovrebbe risultare di circa 25-80 m/s.

Il fascio di antiidrogeno così prodotto, che si trova anch'esso sui livelli Rydberg viene dapprima accelerato per mezzo di campi elettrici, sfruttando l'effetto Stark con campi non uniformi; successivamente avanza in caduta libera per alcune decine di centimetri, dopodiché passa in un deflettometro di Moiré, che esegue la misura della deflessione verticale [5]. Il deflettometro è composto da tre griglie; sulla terza, sensibile alla posizione delle particelle incidenti, compare una immagine di interferenza delle due griglie precedenti, dalla quale è possibile calcolare lo spostamento del fascio di antimateria, in particolare lo spostamento sulla verticale dovuto alla forza gravitazionale locale sentita dall'antimateria: $\delta x = -g t^2$. Utilizzando circa 10^5 atomi di antiidrogeno a 100mK ci si aspetta di poter ottenere una misura di \bar{g} con una precisione di circa 1%.

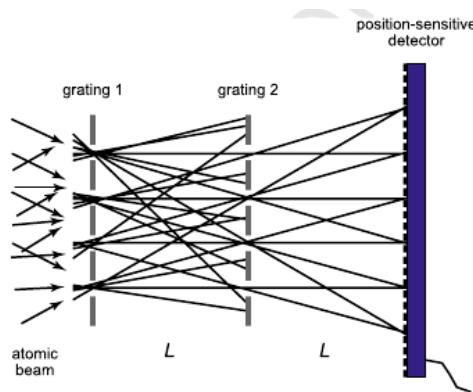


Figura 1.2: Schema di funzionamento del deflettometro di Moiré [1]

1.1 Eccitazione del positronio [2]

Il positronio viene eccitato ai livelli di Rydberg allo scopo di aumentare la sezione d'urto per la reazione di scambio carica con gli antiprotoni e quindi il rendimento nella produzione di antiidrogeno. In particolare il numero di atomi di antiidrogeno prodotti risulta essere: $N_{\bar{H}} = \rho N_{Ps} N_{\bar{p}} \sigma / A$, dove ρ è il fattore

di sovrapposizione tra gli antiprotoni intrappolati e la nuvola di positronio e A l'area trasversa di tale nuvola. La sezione d'urto σ dipende dalla quarta potenza del numero quantico principale del positronio eccitato: $\sigma \approx n^4 \pi a_0^2$ [6]. Inoltre un alto valore di questo numero quantico rende la vita media del positronio più lunga. Il numero quantico n può essere scelto attorno ai valori tra 20 e 30; un valore superiore porterebbe ad una riduzione dell'efficienza a causa delle perdite per ionizzazione.

Un metodo alternativo per la produzione di antiidrogeno che è stato proposto è quello di utilizzare cesio eccitato ed effettuare uno scambio carica con un positrone, seguito dallo scambio carica con l'antiprotone [6]. Questo secondo metodo ha lo svantaggio di avere un livello di eccitazione dell'antiidrogeno meno definito rispetto a quello ottenibile con l'eccitazione diretta del positronio tramite eccitazione laser oltre ad essere di più complessa implementazione sperimentale. Il salto energetico da compiere per eccitare il positronio ad un numero quantico di circa 20-30 è di circa 180 nm; una sorgente laser a quella lunghezza d'onda non è presente in commercio, quindi si è pensato di dividere l'eccitazione in due salti utilizzando due impulsi laser distinti ma simultanei. In letteratura [7] è stato studiato e testato sperimentalmente la successione dei salti $1 \rightarrow 2$ e $2 \rightarrow n$, ma nella proposta AEGIS si preferisce la successione $1 \rightarrow 3$ e $3 \rightarrow n$ poiché l'energia totale degli impulsi laser necessaria per saturare la transizione risulta minore, è da sottolineare che l'eccitazione del positronio avviene a bassa temperatura in un ambiente criogenico. Inoltre il tempo di vita del livello intermedio $n=3$ è più lungo del corrispondente $n=2$, quindi le perdite di popolazione negli stati eccitati, dovuta a emissione spontanea, sono dinamicamente meno importanti.

1.1.1 Modellizzazione dell'eccitazione

Per avere una efficiente eccitazione della nuvola di atomi di positronio, il profilo spettrale dei due impulsi laser caratterizzato da una funzione gaussiana di larghezza a metà altezza $\Delta\lambda_l$, deve essere fatto combaciare con la banda dei livelli Rydberg scelti attorno ad un definito n come spiegato meglio nel seguito. La banda spettrale dell'impulso laser corrisponde ad un tempo di coerenza $\Delta T_c = \lambda^2/c\Delta\lambda_l$, dove λ corrisponde alla lunghezza d'onda centrale dello spettro. Questo termine risulta di ordini di grandezza inferiori alla durata dell'impulso laser, quindi si ha a che fare con una eccitazione incoerente per entrambe le transizioni.

Dato che gli atomi di positronio vengono prodotti in una trappola magnetica, la struttura dei livelli energetici risulta parzialmente modificata. I principali effetti che risentono i livelli di Rydberg sono l'effetto Doppler, l'effetto Zeeman e il Motional Stark Effect; gli altri, come interazioni spin-orbita, risultano trascurabili. La rilevanza di questi effetti cambia nelle due transizioni e quindi verrà discussa separatamente.

L'effetto Zeeman al prim'ordine ha come conseguenza quella di mischiare gli stati con $m_s = 0$ del orto- e del para-positronio, che sono le due possibili configurazioni di spin simmetriche e antisimmetriche, senza avere altri effetti sui numeri quantici (l'energia di questa interazione si stima essere, nel caso d'interesse, di circa $1.2 \cdot 10^{-4}$ eV). L'energia per gli stati con $m_s = \pm 1$ non cambia. Il risultato ben noto [8] è che si ha un aumento del rate medio di annichilazione del positronio nello stato fondamentale per gli stati con $m_s=0$. L'orto-positronio con $m_s = \pm 1$ risulta l'unico a sopravvivere abbastanza a lungo per essere sottoposto all'eccitazione. Considerando che le regole di selezione per il dipolo elettrico nelle transizioni ottiche impongono la conservazione del numero quantico di spin e che la larghezza di banda del laser copre pienamente la separazione Zeeman, si può concludere che in prima approssimazione questo effetto non giochi alcun

ruolo nella formazione della banda di livelli.

L'effetto diamagnetico (quadratico) Zeeman può essere scartato perché dà un contributo solo per campi magnetici o numeri quantici principali più grandi (in quanto è proporzionale a n^4).

Nel seguito analizziamo più attentamente le caratteristiche delle due transizioni, ricavando le energie necessarie per gli impulsi laser da formule che descrivono le probabilità di assorbimento. Per trovare dei valori di energia degli impulsi laser di riferimento considero una temperatura del positronio di 100 K, che corrisponde alla configurazione di uscita più probabile dal bersaglio di silice porosa; una temperatura minore sarebbe comunque coperta dalla stima. La struttura di livelli dei due salti è dominata da un effetto diverso: vedremo come nel caso $1 \rightarrow 3$ è dominante l'effetto Doppler, nel caso $3 \rightarrow n$ è dominante il Motional Stark Effect.

1.1.2 Eccitazione dal livello $n = 1$ al livello $n = 3$

Per la prima eccitazione, il contributo dell'effetto Doppler corrisponde a una larghezza di banda $\Delta\lambda_D$ di circa $4.4 \cdot 10^{-2}$ nm ($1.3 \cdot 10^{-3}$ eV), alla temperatura di riferimento. Tale valore è proporzionale alla radice quadrata della temperatura. Il Motional Stark Effect è causato dal campo elettrico $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{B}$ indotto dal positronio in movimento nel campo magnetico (di circa 1T). Questo effetto separa i sottolivelli dello stato $n = 3$ mischiando i numeri quantici orbitali e di spin a causa della distruzione della simmetria assiale degli atomi di positronio in movimento. L'allargamento massimo prodotto da questo effetto è di $1.8 \cdot 10^{-3}$ nm ($5.3 \cdot 10^{-5}$ eV), molto più piccolo dell'allargamento Doppler riportato più in alto. Tale valore si può ricavare utilizzando le formule che verranno descritte in modo approfondito nella sezione seguente. Siccome l'eccitazione è incoerente, la fluensa di saturazione può essere calcolata sulla base di un semplice modello di rate equation, modello spiegato più in dettaglio nella sezione 1.1.4. La probabilità di eccitazione per unità di tempo risulta essere:

$$W_{13}(t) = \int d\omega \frac{I(\omega, t)}{\hbar\omega} \sigma_{13}(\omega) \quad (1.1)$$

dove $I(\omega, t)$ è lo spettro di potenza dell'impulso laser e la sezione d'urto d'assorbimento $\sigma_{13}(\omega)$ è:

$$\sigma_{13}(\omega) = \frac{\hbar\omega}{c} g_D(\omega - \omega_{13}) B_{1 \rightarrow 3}(\omega) \quad (1.2)$$

dove $g_D(\omega - \omega_{13})$ è una funzione normalizzata che descrive la forma dell'allargamento di riga Doppler, cioè una gaussiana centrata nella frequenza di transizione ω_{13} e con una larghezza a metà altezza corrispondente all'allargamento Doppler $\Delta\lambda_D$. Il fattore $B_{1 \rightarrow 3}$ è il coefficiente di Einstein di assorbimento per la transizione di dipolo permessa. In prima approssimazione [9] questo coefficiente coincide con quello della transizione imperturbata $(1,0,0) \rightarrow (3,1,m)$, dove m è scelto dalla polarizzazione del laser, specificata dal vettore unitario \vec{e} . Risulta quindi $B_{1 \rightarrow 3} = |d_{1 \rightarrow 3}|^2 \pi / \epsilon_0 \hbar^2$, dove $d_{1 \rightarrow 3}$ è l'elemento di matrice di dipolo elettrico $\langle \psi_{100} | e\vec{r} \cdot \vec{e} | \psi_{31m} \rangle$ (con e carica elettrica dell'elettrone e \vec{r} operatore posizione). Accordando la larghezza spettrale del laser con quella dell'allargamento Doppler e considerando per semplicità la polarizzazione del laser lineare lungo l'asse z , che coincide per definizione con la direzione del campo magnetico applicato \vec{B} , si può ricavare la fluensa di saturazione, tramite la teoria dell'equazione di rate 1.1.4.

$$F_{sat}(1 \rightarrow 3) = \frac{c^2}{B_{1 \rightarrow 3}} \sqrt{\frac{2\pi^3}{\ln 2}} \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_{13}^2} = 93.3 \mu J/cm^2 \quad (1.3)$$

Questo risultato dà la fluensa minima dell'impulso per saturare la transizione. Per ricavare l'energia totale per impulso si considera un impulso con profilo trasverso gaussiano di larghezza a metà altezza $\Delta r = 2.8$ mm, che va a coprire la nuvola di positronio che dopo circa 30 ns dall'uscita dal bersaglio dovrebbe avere un'area trasversa di circa 6 mm^2 . L'energia totale di tale impulso risulta essere $E = \pi(F_0/2)(\Delta r/1.177)^2$, dove F_0 è la fluensa al massimo della gaussiana. Considerando $F_0 = 2F_{sat}$ si ottiene una energia di $16.2 \mu\text{J}$ per saturare la prima transizione.

1.1.3 Eccitazione dal livello $n = 3$ al livello finale n

La progettazione e realizzazione sperimentale del sistema laser per il secondo salto è stata la parte preponderante nel mio lavoro di tesi, in quanto il primo salto può essere effettuato utilizzando un dye laser commerciale. Per meglio capire quali dovranno essere le caratteristiche del segnale all'uscita del sistema, approfondiamo anche in questo caso la fisica della transizione.

Per questi valori di n superiori a 10 l'effetto Doppler è praticamente indipendente dal valore del numero quantico principale, e si attesta ad un allargamento di riga spettrale di circa 0.35 nm ($1.6 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$) per la temperatura di riferimento di 100 K. Il Motional Stark Effect, invece, risulta essere molto più marcato, come si può anche vedere in figura:

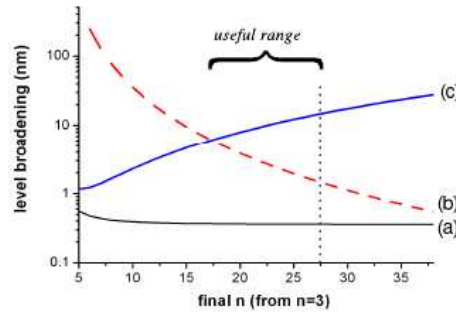


Figura 1.3: Allargamento di riga per effetto Doppler (a) e per Motional Stark Effect (c) in funzione del numero quantico principale n per la transizione $3 \rightarrow n$. La linea tratteggiata (b) mostra la distanza energetica (in nm) tra i livelli imperturbati n vicini. La linea punteggiata verticale indica il limite per la ionizzazione dei red states. E' indicato l'intervallo degli n utili

Risulta, quindi, che l'effetto Stark indotto dal moto del positronio in campo magnetico è l'effetto dominante della transizione e ha come risultato quello di aprire a ventaglio i n^2 livelli degeneri, mischiando completamente i sottostati di m e l , che non risultano essere più dei buoni numeri quantici. Mantiene il suo ruolo, invece, il numero quantico principale n [3]. Così facendo, la regola di selezione per la transizione di dipolo elettrico viene a cadere, in quanto tutti i sottolivelli possono essere popolati. L'allargamento della banda per Motional Stark Effect, ΔE_S , può essere calcolato dalla teoria dell'effetto Stark e risulta:

$$\begin{aligned} \Delta E_S &= 6ea_0n(n-1)|\vec{E}(v_\perp)| \\ &= 6ea_0n(n-1)B\sqrt{k_B T/m} \end{aligned} \quad (1.4)$$

dove a_0 è il raggio di Bhor, $v_\perp = \sqrt{k_B T/m}$ è la velocità termica trasversa del positronio, m è la massa del positronio e, rispetto all'effetto Stark usuale, il fattore 2 presente è dovuto al fatto che lo stato fondamentale del positronio ha

raggio $2a_0$. L'allargamento della riga spettrale $\Delta\lambda_S \approx \Delta E_S \lambda^2 / 2\pi c \hbar$ in funzione di n è mostrato in figura 1.3. È importante notare che la separazione tra due livelli imperturbati vicini (di energia $E_n \approx 13.6eV/2n^2$) decresce in funzione di n come $13.6eV/n^3$ (figura 1.3) e, quindi, per $n > 16$ qualche sottolivello della banda di un dato n è mischiato con qualche sottolivello degli n vicini. Gli n di riferimento scelti (20-30) risentono tutti di questa situazione.

Un altro effetto da considerare è la ionizzazione indotta dal Motional Stark Effect per gli stati a energie più basse di una famiglia n (i cosiddetti *red-states*[3]). Questo effetto genera un limite superiore alla scelta del numero quantico n . Il campo elettrico minimo, generato dal Motional Stark Effect, che induce una alta probabilità di ionizzazione allo stato di più bassa energia ($E = E_n - 3ea_0n(n-1)|\vec{E}_{min}|$) della banda di livelli risulta essere [3]:

$$|\vec{E}_{min}| = \frac{e}{16\pi\epsilon_0 a_0^2} \frac{1}{9n^4} \quad (1.5)$$

Per i valori di riferimento, 100 K e 1 T, la ionizzazione inizia ad interessare la banda di livelli dal valore di $n = 27$ in su, come mostrato in figura 1.3.

La larghezza spettrale del laser non dovrà più essere accordata con quella dell'effetto Doppler, ma scelta in modo da massimizzare l'efficienza di eccitazione. Dato un livello energetico n supponiamo di avere una distribuzione dei n^2 livelli uniforme e di essere nella condizione in cui diverse famiglie di sottolivelli corrispondenti a n diversi vengono mescolate dal Motional Stark Effect e possono ricadere nella banda ΔE_S di un singolo n di riferimento. Il numero di livelli imperturbati che cadono nella banda ΔE_S considerata è:

$$N_n \approx \frac{\Delta E_S}{\Delta E_n} \approx n^5 \frac{6ea_0}{13.6eV} |\vec{E}(v_\perp)| \quad (1.6)$$

La densità di livelli energetici per unità di frequenza angolare risulta essere allora:

$$\rho(\omega) = \frac{n^2 N_n}{\Delta E_S / \hbar} \approx n^2 \frac{\hbar}{\Delta E_n} = n^5 \frac{\hbar}{13.6eV} \quad (1.7)$$

indipendente dal campo indotto dall'effetto Stark e quindi dalla velocità del positronio; questo avviene quando il livello n è sufficientemente grande da produrre una commistione di più bande di livelli vicini ($n > 16$). Il risultato è che il numero di livelli per unità di banda rimane approssimativamente costante e quindi è possibile scegliere una larghezza spettrale per il laser ($\Delta\lambda_L$) inferiore a quella del Motional Stark Effect su un singolo livello ($\Delta\lambda_S$) in quanto i sottolivelli di n che cadono al di fuori di $\Delta\lambda_L$ vengono compensati, in prima approssimazione, dai sottolivelli più esterni degli n vicini (figura 1.4) che rientrano in $\Delta\lambda_L$.

La probabilità di eccitazione incoerente per questa transizione è:

$$W_{3n}(t) = \int_{\Delta E_L} d\omega \frac{I(\omega, t)}{\hbar\omega} \sigma_{3n}(\omega) \quad (1.8)$$

La sezione d'urto di assorbimento $\sigma_{3n}(\omega)$ può essere scritta come:

$$\sigma_{3n}(\omega) = \frac{\hbar\omega}{c} \rho(\omega) B_S(\omega) \quad (1.9)$$

dove il coefficiente di assorbimento B_S è quello di un singolo sottolivello del quasi continuo della banda di livelli Rydberg. Questo coefficiente sarà proporzionale al quadrato del modulo dell'elemento di matrice di dipolo elettrico $|\langle \psi_{n\alpha} | e\vec{r} | \vec{\epsilon} \rangle|$

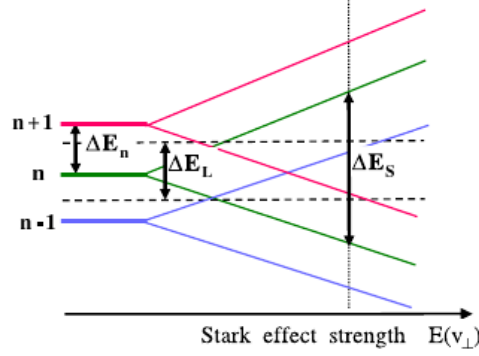


Figura 1.4: Schema dei livelli eccitati in funzione dell'intensità del Motional Stark Effect, rispetto alla banda di eccitazione laser ΔE_L . Gli n^2 sottolivelli di n inizialmente degeneri, posti a distanza ΔE_n , si aprono in una banda in funzione dell'intensità del Motional Stark Effect. ΔE_S è la larghezza della banda di un singolo livello n .

$|\psi_{31m'}|^2$, dove $\psi_{n\alpha}$ è la funzione d'onda di un particolare sottolivello Rydberg con l e m mischiati connessa dalla transizione, di energia $\hbar\omega$, con la funzione d'onda del livello eccitato dal primo impulso $\psi_{31m'}$. La funzione d'onda $\psi_{n\alpha}$ è data dalla sovrapposizione lineare delle n^2 funzioni d'onda imperturbate:

$$\psi_{n\alpha} = \sum_{l,m} c_{lm} \psi_{nlm} \quad (1.10)$$

Dalla condizione di normalizzazione e considerando che ci sia una distribuzione pressoché uniforme della funzione $\psi_{n\alpha}$ su tutte le ψ_{nlm} , otteniamo $|c_{lm}| \approx 1/n$. Usando la regola di selezione di dipolo elettrico si ottiene che il coefficiente di assorbimento B_S è connesso con il coefficiente di assorbimento di Einstein per la transizione imperturbata $3 \rightarrow n$:

$$B_S(\omega) \approx \frac{1}{n^2} B_{3 \rightarrow n}(\omega) \quad (1.11)$$

$$B_S \approx \frac{1}{n^5} \quad (1.12)$$

Risulta quindi che in prima approssimazione la sezione d'urto $\sigma_{3n}(\omega)$ non dipende dal livello n considerato e dalla velocità trasversa del positronio, supposto che l'effetto Doppler non dia contributi significativi. Utilizzando il procedimento riportato in appendice 1.1.4 si ottiene infine il risultato:

$$W_{3n}(t) \approx \frac{I_L(t)}{c} n^3 B_{3 \rightarrow n}(\omega) \frac{\hbar}{13.6eV} \quad (1.13)$$

La fluena di saturazione per un laser polarizzato parallelamente al campo magnetico (quindi con la regola di selezione $\Delta m = 0$), ricavata con il metodo della sezione seguente, per la seconda transizione risulta essere:

$$F_{sat}(3 \rightarrow n) \approx \frac{e13.6eV}{B_{3 \rightarrow n} \hbar n^3} \approx 0.98 mJ/cm^2 \quad (1.14)$$

e risulta in effetti approssimativamente costante nell'intervallo di numeri quantici scelti. L'energia totale per l'eccitazione Rydberg risulta quindi essere $E_2 = 174 \mu J$ calcolata come nella sezione precedente.

Per stimare la popolazione degli atomi di positronio eccitati al livello n è stata fatta una simulazione numerica. Il limite ideale della popolazione del livello n eccitato in modo incoerente come descritto precedentemente è di un terzo. Per descrivere la dinamica dell'eccitazione è stato utilizzato come modello un sistema di equazioni di Bloch multilivello [10]. Poiché l'eccitazione laser è incoerente, si è scelta la fase del laser con una variazione di tipo *random walk*. Per compensare le perdite di popolazioni sono state utilizzate delle fluenze circa il doppio di quelle di saturazione per entrambi gli impulsi. Il risultato (grafico 1.5) mostra una popolazione del livello n di circa il 30%, molto vicino al limite ideale ottenibile. È stata fatta anche una simulazione per la transizione $1 \rightarrow 2 \rightarrow n$, trovando una popolazione del 24 %.

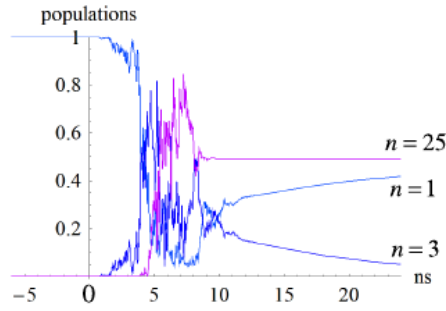


Figura 1.5: Grafico del livello di popolazione degli stati in funzione del tempo per una singola eccitazione incoerente. [2]

1.1.4 Fluenza di saturazione

La dinamica dell'eccitazione incoerente può essere descritta da delle rate equations. Considerando ad esempio la transizione $(1, 0, 0) \rightarrow (3, 1, m)$ l'equazione di rate per la popolazione del livello 3 (P_3) è:

$$\frac{dP_3}{dt} = -P_3W_{SE} - P_3W_{31}(t) + P_1W_{13}(t) \quad (1.15)$$

dove W_{SE} è il rate di emissione spontanea, $W_{31}(t)$ è il rate di probabilità di assorbimento, data dall'equazione 1.1 e $W_{13}(t)$ è il rate di probabilità di emissione stimolata. Poiché il tempo di vita medio del livello $n = 3$ è maggiore della durata dell'impulso laser si può per semplicità omettere il termine corrispondente e inoltre si può assumere $P_1 + P_3 = 1$. Assumendo che si possa fissare un Δm specifico tramite la polarizzazione del laser e quindi che i rate di emissione e assorbimento stimolati siano uguali, si ottiene:

$$\frac{dP_3}{dt} \approx (1 - 2P_3)W_{13}(t) \quad (1.16)$$

L'eccitazione è fatta tramite un laser di intensità $I_L(t) = \int d\omega I(\omega, t)$, dove $I(\omega, t)$ è l'intensità spettrale dell'impulso, risonante con la frequenza di transizione ω_{13} . Scegliendo la larghezza spettrale opportuna (in questo caso quella dell'effetto Doppler) e usando il coefficiente di assorbimento calcolato nella sezione 1.1.2, quasi costante, si ottiene come soluzione dell'equazione di rate:

$$P_3(t) = \frac{1}{2} \left[1 - e^{-2F(t)/F_{sat}} \right] \quad (1.17)$$

dove la fluenza $F(t)$ e la fluenza di saturazione corrispondono a:

$$F(t) = \int_{-\infty}^t dt' I_L(t') \quad (1.18)$$

$$F_{sat}(1 \rightarrow 3) = \frac{c\sqrt{2}}{B_{1 \rightarrow 3} g_D} \quad (1.19)$$

Capitolo 2

Descrizione teorica dei componenti fondamentali dell'esperimento

I componenti principali del sistema laser per la generazione di radiazione a $\lambda=1650$ nm, oggetto di questa tesi, sono tre: il laser di pompa (sezione 2.1), il generatore parametrico ottico (OPG) e l'amplificatore parametrico ottico (OPA) (sezione 2.2). Il primo laser fornisce il segnale di partenza che è usato come pompa nei due processi non lineari di generazione e amplificazione. L'OPG crea, per effetto del Quasi Phase Matching (QPM), la lunghezza d'onda che è necessaria all'esperimento. L'OPA amplifica, grazie ad un Phase matching di tipo 1, la radiazione in uscita dall'OPG fino ad arrivare alle fluenze di saturazione calcolate nel precedente capitolo e richieste dall'esperimento AEGIS.

2.1 Il laser di pompa

Il sistema di generazione e di amplificazione della radiazione a circa 1650 nm si basa su un laser di pompa a stato solido. Esso è un Nd:YAG di frequenza centrale 1064 nm in modalità Q-switch. In questa sezione descriverò il comportamento di questo laser tramite un modello a rate equation, mentre nella successiva sezione entrerà più in dettaglio sul comportamento del laser in modalità Q-switch, che, a causa delle sue caratteristiche, ha posto dei problemi rispetto ad una trattazione standard del fascio in uscita dalla macchina laser.

Questo laser è un oscillatore di campo elettromagnetico con struttura ad anello: è costituito da un mezzo attivo che funziona da amplificatore e da una retroazione positiva che riporta parte del segnale all'ingresso.

I laser possono funzionare essenzialmente in due tipi di regime: continuo e impulsato. Entrambe le tipologie sono basate sul concetto di emissione stimolata. Normalmente i materiali ottici assorbono la luce, per amplificarla, invece, è necessario portare il materiale in uno stato di non equilibrio pompando energia dall'esterno. Questo stato viene realizzato nel mezzo attivo di questo laser, grazie alla sua tipica struttura a quattro livelli, così come riportato in figura 2.1.

Per mezzo di una lampada a scarica, che funziona da pompa, gli atomi o molecole del mezzo attivo vengono portati in uno stato eccitato di non equilibrio(3) da cui decadono rapidamente in modo non radiativo nel livello 2. Proprio in questo livello si realizza l'inversione di popolazione che permette di generare il

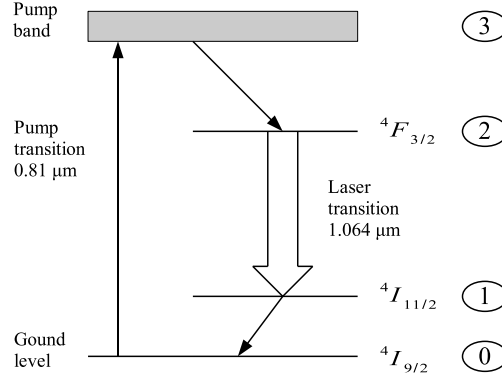


Figura 2.1: Schema di livelli della transizione laser

segnale. Affinché il tasso di emissione stimolata superi il tasso di assorbimento la popolazione del livello 2 dev'essere superiore a quella del livello 1. Una volta raggiunta l'inversione di popolazione, un fascio di radiazione risonante induce il decadimento del livello 2 con conseguente emissione di fotoni. Infine il livello 1 decade in modo non radiativo nel livello fondamentale.

I fotoni che costituiscono la radiazione emessa hanno, approssimativamente, la frequenza caratteristica degli atomi da cui sono stati emessi, e viaggiano in fase con i fotoni stimolatori. In realtà i sistemi radianti laser (cioè sistemi di atomi o molecole) sono caratterizzati da una banda di emissione $\Delta\omega$ intorno alla riga centrale di emissione ω_0 . Nella maggior parte dei laser la curva, che è detta curva di guadagno, di larghezza $\Delta\omega$, è una gaussiana.

Traducendo in equazioni quanto appena detto si ottengono delle rate equation per il numero di fotoni e di atomi sul livello 2 [11].

Consideriamo per prima cosa che i livelli 1 e 3, che decadono per via non radiativa, siano all'incirca vuoti, quindi $N_1 \approx N_3 \approx 0$, essendo N_m il numero di atomi che popolano il livello m -esimo per unità di volume. Ipotizzando per semplificare i conti che il laser emetta su un singolo modo della cavità, indico il numero di fotoni di quel modo nella cavità con ϕ . In prima approssimazione considero le densità di energia della pompa e del modo uniformi, quindi tralascio la dipendenza spaziale dal calcolo delle rate equations. Queste equazioni risultano essere:

$$\frac{dN_2}{dt} = R_p - B\phi N_2 - \frac{N_2}{\tau} \quad (2.1)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = V_a B\phi N_2 - \frac{\phi}{\tau_c} \quad (2.2)$$

dove R_p è il rate di pompa con cui viene eccitato il livello 3, B è il coefficiente di emissione stimolata, τ è il tempo di decadimento spontaneo del livello 2, V_a è il volume del mezzo attivo e τ_c è il tempo di decadimento dei fotoni nella cavità, che rappresenta le perdite che essa ha, che generalmente coincide con la radiazione emessa dallo specchio semiriflettente di uscita. Risulta quindi evidente che nell'equazione 2.1 il secondo termine rappresenta l'emissione stimolata e il terzo quella spontanea, mentre nella 2.2 il primo termine è quello che contiene l'emissione stimolata e il secondo quello inerente alle perdite totali della cavità, che comprende la parte che esce e viene utilizzata. Queste equazioni sono valide sia per laser a funzionamento continuo (*cw*) che per quelli impulsati, come nel nostro caso. Per comprendere meglio il comportamento del laser impiegato nell'esperimento bisogna trattare quindi il Q-switch.

2.1.1 Il Q-switch

Il Q-switch è una tecnica largamente usata nel campo dei laser per ottenere impulsi laser della durata di decine di ns e di alta energia [12]. Questa tecnica consiste nell'ottenere una inversione di popolazione più alta del normale all'interno del mezzo attivo, evitando il processo di emissione laser tenendo il sistema sotto soglia aumentando le perdite o togliendo la retroazione, abbassando artificialmente il valore della qualità della cavità (Q). Una volta ottenuta una inversione di popolazione piuttosto grande si rimettono le perdite al valore corrispondente al funzionamento sopra soglia, o si riattiva la retroazione, in modo veloce. Il risultato è che un singolo impulso laser, della durata di una decina di ns, svuota tutta l'inversione di popolazione accumulata. Lo schema della dinamica di funzionamento è mostrato in figura 2.2

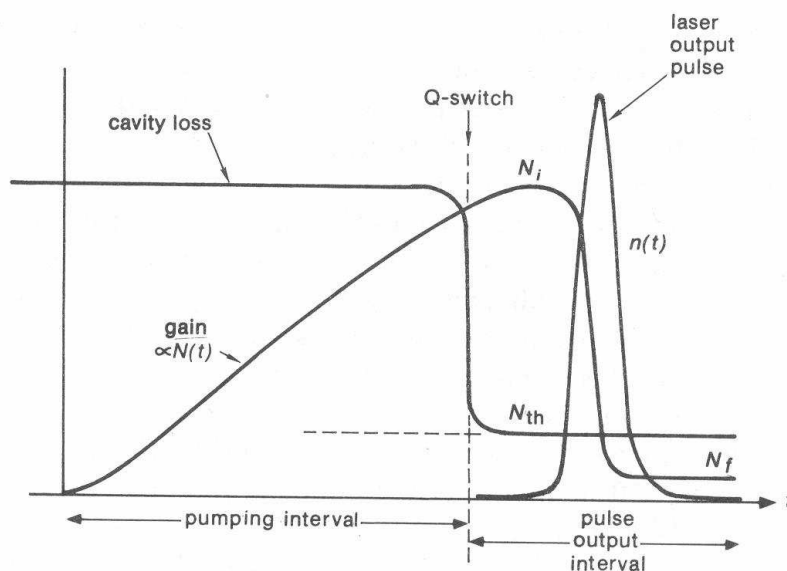


Figura 2.2: Evoluzione temporale dell'inversione di popolazione, delle perdite in cavità e dell'impulso laser. Tipicamente in una sorgente laser reale l'intervallo di pompa è molto più lungo di quello di formazione dell'impulso.

In generale la durata dell'impulso laser è molto inferiore al tempo in cui viene creata l'inversione di popolazione. In questo modo la potenza di picco risulta essere anche tre o quattro volte superiore a quella ottenibile con un laser cw a parità di potenza di pompa.

Esistono molti modi di ottenere il Q-switch: si possono usare, ad esempio, specchi rotanti, cristalli elettro-ottici o acusto-ottici e mezzi assorbenti in modo passivo. I laser utilizzati durante il lavoro di tesi sono caratterizzati da un Q-switch di tipo elettro-ottico: esso è composto da un cristallo che viene reso birifrangente da una differenza di potenziale (questo componente viene chiamato *cella di Pockels*) e da un elemento polarizzante all'interno della cavità. Nella condizione di alte perdite (basso Q) un potenziale sufficientemente alto rende la cella di Pockels una lamina a quarto d'onda. Dopo un giro all'interno della cavità la radiazione ha cambiato la polarizzazione di 90° , in modo tale da essere

estratta dalla cavità per mezzo dell'elemento polarizzante. Eliminando rapidamente la differenza di potenziale, la cavità viene a trovarsi nella condizione di basse perdite (alto Q). Il metodo elettro-ottico è caratterizzato, rispetto agli altri metodi di Q-switching, da una buona stabilità e ripetibilità degli impulsi, da una ripetizione ben scandita nel tempo e da un grande rapporto tra i valori di Q nelle due configurazioni. Gli svantaggi sono quello di avere un cristallo piuttosto costoso e, soprattutto, di avere una sorgente di tensione che fa salire o scendere la differenza di potenziale di molti kV in pochi ns. Questi sbalzi di tensione sono sufficientemente alti da essere registrati dagli strumenti vicini, come l'Energy Meter, che deve essere settato in modo da avere una soglia almeno del 3% sul fondoscala della scala più bassa, limitando l'energia minima osservabile (come verrà meglio descritto nella sezione 3.1.1).

Le equazioni di rate in questo caso si possono ricondurre a due situazioni limite: una dove le perdite sono alte e non c'è emissione stimolata, l'altra durante l'emissione stimolata.

Ipotizzando di avere completamente bloccato la retroazione della cavità e di avere un rate di pompa R_p costante, nell'equazione di rate 2.1 si può trascurare il termine dipendente da ϕ di emissione stimolata:

$$\frac{dN_2}{dt} \approx R_p - \frac{N_2}{\tau} \quad (2.3)$$

la cui soluzione è

$$N_2(t) = R_p \tau_2 [1 - \exp(-t/\tau)] \quad (2.4)$$

L'inversione di avvicina al massimo di $R_p \tau$ con un andamento di tipo esponenziale. Dopo aver caricato il mezzo per circa uno o due τ_2 esso arriva praticamente alla saturazione e non accumula ulteriore inversione di popolazione. Nel caso in cui la pompa del laser sia una lampada a flash, ipotizzando che emetta un impulso quadrato nel tempo di durata T_p e di picco R_p , si ottiene solo una parte dell'inversione $N_p = T_p R_p$ disponibile:

$$N_i = N_p \frac{1 - \exp(-T_p/\tau_2)}{T_p/\tau} \quad (2.5)$$

Per ottenere una buona efficienza è quindi necessaria una sincronia tra il flash della lampada e la durata del Q-switch. Ad esempio per ottenere un rapporto almeno di 3/4 tra N_i e N_p è necessario ridurre il tempo T_p a meno della metà del tempo di vita dello stato eccitato τ .

Una volta che le perdite vengono ridotte, cambiando il fattore Q della cavità, l'inversione di popolazione si troverà di molto al di sopra della soglia di funzionamento del laser in condizione di basse perdite (N_{Th}), più in particolare è possibile definire un parametro r come:

$$r = \frac{N_i}{N_{Th}} \quad (2.6)$$

Se il ritardo tra la comparsa dell'impulso laser e il cambio del fattore Q è molto più breve rispetto al tempo delle perdite in cavità (con basse perdite, τ_c), è possibile stimare tale ritardo tramite le equazioni di rate per ϕ 2.2. Con buona approssimazione l'equazione diventa:

$$\frac{d\phi}{dt} = V_a B \phi(t) (N_i - N_{Th}) \approx \frac{r-1}{\tau_c} \phi(t) \quad (2.7)$$

$$\phi(t) = \phi_i \exp[(r-1)t/\tau_c] \quad (2.8)$$

Salvo casi fortuiti, il numero di fotoni presenti inizialmente nella cavità (ϕ_i) è pari a quelli emessi nella giusta direzione e modo dall'emissione spontanea,

in genere un numero piuttosto basso che può essere approssimato ad uno. Si considera concluso il tempo di attesa quando il numero di fotoni è pari a quello che si avrebbe in condizioni stazionarie se fosse pompato r volte sopra la soglia dopo il Q-switching (ϕ_{ss}). È da notare che il valore di ϕ_{ss} è ancora molte volte inferiore a quello che si otterrà per il picco una volta svuotato il mezzo attivo. Il tempo di comparsa dell'impulso risulta quindi essere:

$$\frac{\phi_{ss}}{\phi_i} = \exp[(r-1)T_b/\tau_c] \quad (2.9)$$

$$T_b = \frac{\tau_c}{r-1} \ln(\phi_{ss}/\phi_i) \quad (2.10)$$

generalmente della durata di qualche μs .

Una volta che il segnale laser inizia a formarsi, esso viene regolato dalle equazioni di rate 2.1 - 2.2. Considerando il fatto che l'impulso è sufficientemente breve da poter trascurare i termini di pompa e di decadimento spontaneo, si trova che il processo è guidato dalle equazioni:

$$\frac{dN_2}{dt} = -B\phi N_2 \quad (2.11)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = V_a B\phi N_2 - \frac{\phi}{\tau_c} \quad (2.12)$$

con le condizioni iniziali $N_{2,i} = rN_{Th}$ e $\phi_i \approx 1$. Dividendo le due equazioni tra loro si ottiene una singola equazione:

$$\frac{d\phi}{dN} = \frac{N_{Th} - N}{N} \quad (2.13)$$

dove N rappresenta il numero di atomi eccitati $N_2 V_a$. Questa relazione può essere integrata dall'istante in cui avviene il Q-switch ad un tempo arbitrario t :

$$\int_{\phi_i}^{\phi(t)} d\phi = \int_{N_i}^{N(t)} \frac{N_{Th} - N}{N} dN \quad (2.14)$$

il numero di fotoni iniziali è molto più piccolo di quello che si ottiene per l'impulso laser, quindi può essere trascurato. La soluzione dell'equazione 2.14 è:

$$\phi(t) = N_i - N(t) - \frac{N_i}{r} \ln\left(\frac{N_i}{N(t)}\right) \quad (2.15)$$

dove gli unici parametri dell'equazione sono l'inversione di popolazione iniziale N_i e il rapporto r con cui l'inversione iniziale supera la soglia. Questa equazione può essere manipolata per ottenere numerosi risultati riguardanti l'impulso laser.

L'energia totale dell'impulso può essere calcolata considerando l'equazione 2.15. Una volta che l'impulso si è completamente formato il numero di fotoni in cavità risulta essere molto basso, approssimativamente zero, mentre l'inversione di popolazione finale è N_f ; si ottiene:

$$N_i - N_f - \frac{N_i}{r} \ln\left(\frac{N_i}{N_f}\right) \approx 0 \quad (2.16)$$

$$1 - \frac{N_f}{N_i} - \frac{1}{r} \ln\left(\frac{N_i}{N_f}\right) = 0 \quad (2.17)$$

ottenendo il rapporto tra l'inversione di popolazione iniziale e finale. L'energia inizialmente immagazzinata nell'inversione di popolazione può essere scritta

come $U_i = N_i \hbar \omega_a$. L'energia che rimane alla fine del processo risulta essere $U_f = N_f \hbar \omega_a$, quindi, poiché l'emissione spontanea nell'intervallo di tempo di formazione dell'impulso laser è molto piccola, l'energia dell'impulso laser è la differenza delle due energie precedenti. Considerando le perdite all'interno della cavità, si ottiene una efficienza di conversione dell'energia immagazzinata di:

$$\eta = \frac{U_{out}}{U_i} = \frac{N_i - N_f}{N_i} \quad (2.18)$$

Utilizzando questa equazione e l'equazione 2.17 si ottiene una equazione implicita di r e $\eta(r)$:

$$r = \frac{1}{\eta(r)} \ln \left(\frac{1}{1 - \eta(r)} \right) \quad (2.19)$$

la cui soluzione è riportata nel grafico 2.3.

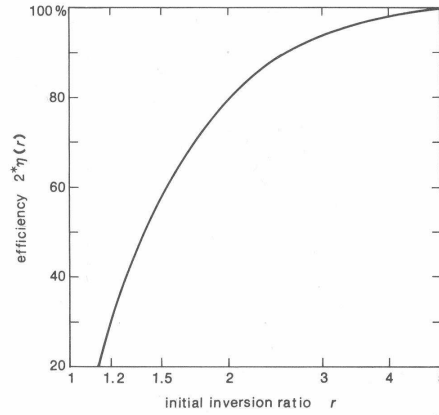


Figura 2.3: Efficienza di estrazione dell'energia dalla cavità in funzione del rapporto di inversione r

Come si vede dal grafico, per un valore di r superiore a 3 si ottiene una efficienza vicina al 100%, indipendente dal sistema di accoppiamento in uscita e dalle perdite in cavità. Una volta soddisfatta la condizione $r \gg 1$ l'efficienza del laser dipende unicamente dalla differenza di inversione di popolazione.

Un altro parametro utile a caratterizzare l'impulso laser è la durata dello stesso. Con buona approssimazione si può ottenere questo valore dividendo l'energia totale per la potenza di picco.

La potenza ha il suo massimo per il valore di ϕ più grande, che si ottiene quando l'inversione di popolazione raggiunge il valore di soglia N_{Th} . Il numero di fotoni del picco ϕ_p si può ottenere dall'equazione 2.15:

$$\phi_p = \frac{r - 1 - \ln(r)}{r} N_i \quad (2.20)$$

che si avvicina al valore N_i per r sufficientemente grande. La potenza di picco può dunque essere scritta come:

$$P_p = \frac{\phi_p \hbar \omega_a}{\tau_c} \quad (2.21)$$

da cui si può estrarre una stima della durata dell'impulso τ_p :

$$\tau_p \approx \frac{U_{out}}{P_p} = \frac{r\eta(r)}{r-1-\ln(r)}\tau_c \quad (2.22)$$

Questi tempi sono nell'ordine della decina di ns.

Una caratteristica del Q-switch è che non c'è una vera e propria saturazione del guadagno durante la maggior parte dell'oscillazione laser, quindi più modi trasversi e longitudinali del laser vengono ad avere guadagni sufficientemente alti, formando un impulso multimodale. In figura 2.4 è possibile vedere come il modo con guadagno più alto possa crescere assieme ad altri modi di guadagno minore.

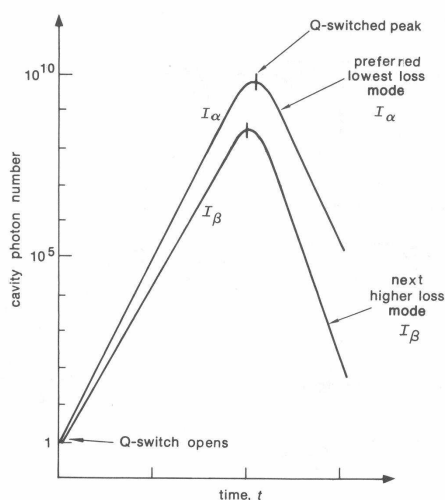


Figura 2.4: Competizione tra modi vicini in un laser Q-switched

Il modo a minor guadagno tende a raggiungere il valore di picco prima di quello a maggior guadagno e a decadere più in fretta, ma se l'inversione di popolazione è sufficientemente grande e le perdite per i due modi sono simili, il modo a minor guadagno tende a raggiungere la stessa intensità di picco del modo principale, creando di fatto un impulso multimodale.

2.2 Processi non-lineari al secondo ordine: OPG e OPA

Per generare il segnale richiesto dalla sezione 1.1.3 è necessario cambiare la lunghezza d'onda compresa tra 1600 e 1700 nm a partire dalla pompa a 1064 nm, in funzione del salto energetico richiesto. Per questo motivo si è ricorso all'ottica non-lineare: grazie alle proprietà non-lineari dell'interazione tra la luce e la materia è possibile generare un segnale con lunghezza d'onda diversa da quella della pompa. Nel caso si generi una nuova lunghezza d'onda si parla di OPG (Optical Parametric Generation) o, nel caso particolare in cui il segnale ha frequenza doppia rispetto alla pompa, di SHG (Second Harmonic Generation). Nel caso si amplifichi un segnale già esistente si parla di OPA (Optical Parametric Amplifier). Tutti e tre questi processi riguardano il progetto di tesi

svolto, quindi verranno trattati sia dal punto di vista matematico, nelle seguenti sezioni, sia dal punto di vista sperimentale, nei successivi capitoli.

2.2.1 L'ottica non-lineare

Per prima cosa sviluppo la trattazione del problema dell'interazione non-lineare tra la luce e la materia dal punto di vista generale [13].

Negli effetti non-lineari una delle caratteristiche fondamentali è che sia l'indice di rifrazione n che il coefficiente di assorbimento a dipendono dall'intensità della radiazione incidente sul materiale, quindi da quei parametri da cui dipende l'intensità, come la posizione, il tempo, la polarizzazione, la lunghezza d'onda, oltre che dai parametri del materiale stesso. Le interazioni non-lineari si possono dividere in risonanti (con assorbimento da parte del mezzo materiale) o non risonanti (se il mezzo è trasparente). Le prime richiedono un modello a rate equations o un formalismo a matrice densità, mentre per le seconde è sufficiente il modello classico delle equazioni di Maxwell. Tutti e tre i casi di nostro interesse sono del secondo tipo (mezzo trasparente quindi interazione non risonante), quindi è sufficiente utilizzare il modello di mezzo materiale di Drude-Lorentz, che può essere facilmente integrato alle equazioni di Maxwell.

Il modello di interazione non-lineare considerata è quello di un materiale in cui esistono dipoli elettrici indotti, formati dagli elettroni e dal nucleo atomico sottoposti al campo incidente. Per piccoli valori di campo incidente la risposta dei dipoli è una oscillazione lineare; aumentando l'intensità del campo il termine lineare al prim'ordine non basta più per descrivere il fenomeno e si ottiene quindi una non-linearità della risposta.

È possibile sviluppare la polarizzazione elettrica $\vec{P}(\vec{r}, t)$ in funzione del campo $\vec{E}(\vec{r}, t)$:

$$\begin{aligned}\vec{P}(\vec{r}, t) &= \varepsilon_0\chi^{(1)}\vec{E}(\vec{r}, t) + \varepsilon_0\chi^{(2)}\vec{E}^2(\vec{r}, t) + \varepsilon_0\chi^{(3)}\vec{E}^3(\vec{r}, t) + \dots \\ &= \vec{P}_{lin}(\vec{r}, t) + \vec{P}_{nl}(\vec{r}, t)\end{aligned}\quad (2.23)$$

dove il primo termine dello sviluppo rappresenta l'usuale termine lineare, mentre i successivi termini danno una polarizzazione non-lineare. Utilizzando questo sviluppo nell'equazione delle onde per il campo elettrico che si ricava dalle equazioni di Maxwell si ottiene:

$$\Delta\vec{E} - \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} - \nabla(\nabla\cdot\vec{E}) = \mu_0\frac{\partial^2\vec{P}_{nl}}{\partial t^2}\quad (2.24)$$

che può essere semplificata considerando l'approssimazione di onda piana ($\nabla\cdot\vec{E} = 0$):

$$\Delta\vec{E} - \mu_0\varepsilon_0\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0\frac{\partial^2\vec{P}_{nl}}{\partial t^2}\quad (2.25)$$

con una dipendenza da t e z del campo elettrico generato del tipo:

$$\vec{E}_{gen}(z, t) = \vec{E}_{gen,0}(z)\cos(2\pi\nu_{gen}t - k_{gen}z)\quad (2.26)$$

Utilizzando l'approssimazione di involuppo lentamente variabile (SVEA, Slowly Varying Envelope Approximation):

$$\frac{\partial\vec{E}_{gen,0}}{\partial z} \ll k_{gen}\vec{E}_{gen,0}\quad (2.27)$$

la derivata seconda $\partial^2\vec{E}/\partial z^2$ può essere trascurata, si ottiene quindi una equazione per il campo prodotto dall'interazione non-lineare:

$$\frac{\partial\vec{E}_{gen,0}}{\partial z} = i\frac{\mu_0}{2k_{gen}}\frac{\partial^2\vec{P}_{nl}(\vec{E})}{\partial t^2}e^{-i(2\pi\nu_{gen}t - k_{gen}z)}\quad (2.28)$$

È importante notare che la suscettività non-lineare $\chi^{(m)}$ è in generale funzione della frequenza della luce incidente e del materiale. In generale essa è un tensore complesso, di conseguenza anche la polarizzazione è un vettore complesso. Il valore reale della polarizzazione risulta quindi $P_{nl,r} = (P_{nl} + P_{nl}^*)/2$. Il calcolo tensoriale dell'interazione può risultare parecchio complesso, vengono quindi utilizzate delle approssimazioni per ridurre la complessità, considerando che $\chi^{(m)}$ è reale nei casi di interesse e talvolta si riduce ad un singolo numero. Se l'interazione è non risonante e se $\chi \ll 1$, sostituendo alla suscettività l'indice di rifrazione $n = \sqrt{1 + \chi}$ e facendo l'approssimazione di mezzo isotropo, di campo trasverso e di risposta stazionaria si ottiene:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [(n_0 + \Delta n_{nl})^2 \vec{E}] = 0 \quad (2.29)$$

ipotizzando che Δn_{nl} segua istantaneamente i cambiamenti del campo elettrico incidente. Se il campo elettrico si può considerare monocromatico, propagante con simmetria cilindrica lungo l'asse z , può essere scritto come:

$$\vec{E} = \vec{E}_0(r, z, \xi) e^{i(2\pi\nu t - kz)} \quad (2.30)$$

dove $\xi = t - zn_0/c_0$ è il tempo ritardato, n_0/c_0 è la velocità della luce nel mezzo. Utilizzando l'approssimazione SVEA l'equazione 2.29 si riduce a:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + i2k \frac{\partial}{\partial z} \right) \vec{E}_0(r, z, \xi) + 2k^2 \left(\frac{\Delta n_{nl}}{n_0} \right) \vec{E}_0(r, z, \xi) = 0 \quad (2.31)$$

In questa forma l'equazione può essere risolta analiticamente per trovare i cambiamenti di fase e ampiezza del fascio propagante nel mezzo non-lineare. Per uno studio più accurato è necessario considerare Δn_{nl} funzione del campo $\vec{E}_0(r, z, \xi)$, che si risolve numericamente; in particolare nel lavoro di tesi si è usato un simulatore, descritto nella sezione 3.5.2.

2.2.2 Effetti non-lineari del secondo ordine: SHG e OPA

I processi di SHG, OPA e OPG utilizzati nella tesi sono tutti non-lineari al secondo ordine. Nell'ottica non-lineare al secondo ordine, due campi \vec{E}_1 e \vec{E}_2 si sovrappongono nel mezzo materiale e generano una polarizzazione non-lineare $\vec{P}^{(2)}$, sviluppata poi in coordinate cartesiane:

$$\vec{P}^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1 \vec{E}_2 \quad (2.32)$$

$$P_m^{(2)} = \varepsilon_0 \sum_{p,q} \chi_{mpq}^{(2)} E_p E_q \quad (2.33)$$

$\chi^{(2)}$ risulta essere un tensore a 27 elementi, ma non tutti sono indipendenti. Per prima cosa a causa dell'intercambiabilità dei campi \vec{E}_1 e \vec{E}_2 ($\chi_{mpq} = \chi_{mqp}$) solo 18 risultano indipendenti. Per i mezzi non assorbenti, come quelli usati, il tensore è reale e vale $\chi_{mpq} = \chi_{pmq}$, quindi solo 10 elementi sono realmente indipendenti. Inoltre solo pochi di questi sono effettivamente utilizzati nel processo non-lineare, in quanto sufficientemente grandi rispetto agli altri, più piccoli.

Il caso più semplice è quello di generazione di seconda armonica. In questo caso l'effetto è determinato dal prodotto di due campi con la stessa polarizzazione, frequenza ν_{inc} e direzione \vec{k}_{inc} . Il risultato è una componente a frequenza

$2\nu_{inc}$ e uno a frequenza 0:

$$\begin{aligned}
 P^{(2)} &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1 \vec{E}_2 \\
 &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2 \\
 &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \{E_0(\vec{k}, \phi) \cos(2\pi\nu_{inc}t)\}^2 \\
 &= \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2(\vec{k}, \phi) + \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_0^2(\vec{k}, \phi) \cos(2\pi 2\nu_{inc}t) \\
 &= P^{(2)}(0) + P^{(2)}(2\nu_{inc})
 \end{aligned} \tag{2.34}$$

Il primo termine viene detto *rettificazione* del campo, risultando in un campo statico di separazione tra cariche. Il secondo descrive la polarizzazione che oscilla con frequenza doppia rispetto al campo incidente, che genera quindi una radiazione in uscita a frequenza doppia rispetto all'ingresso, chiamata *seconda armonica*. L'efficienza di conversione di SHG è sempre inferiore a 1, quindi una parte della pompa propaga oltre il cristallo in ogni caso. Volendo svolgere il calcolo tensoriale della polarizzazione al secondo ordine si ottiene:

$$\begin{pmatrix} P_x^{(2)}(2\nu_{inc}) \\ P_y^{(2)}(2\nu_{inc}) \\ P_z^{(2)}(2\nu_{inc}) \end{pmatrix} = \varepsilon_0 \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{x,1} E_{x,2} \\ E_{y,1} E_{y,2} \\ E_{z,1} E_{z,2} \\ E_{y,1} E_{z,2} + E_{y,2} E_{z,1} \\ E_{x,1} E_{z,2} + E_{x,2} E_{z,1} \\ E_{y,1} E_{x,2} + E_{y,2} E_{x,1} \end{pmatrix} \tag{2.35}$$

dove $d = \chi^{(2)}/2$. Considerando che il mezzo non è assorbente, valgono le seguenti relazioni tra gli elementi di d :

$$\begin{aligned}
 d_{14} = d_{25} & \quad d_{25} = d_{36} & \quad d_{12} = d_{26} & \quad d_{13} = d_{35} \\
 d_{15} = d_{31} & \quad d_{16} = d_{21} & \quad d_{23} = d_{34} & \quad d_{24} = d_{32}
 \end{aligned} \tag{2.36}$$

che porta ad avere 10 coefficienti indipendenti. In letteratura [13] sono riportati i valori di d_{nm} ; nel caso del cristallo utilizzato in laboratorio per la SHG, un BBO ($\beta - BaB_2O_4$), tre sono uguali in modulo e gli altri molto minori di questi :

$$d_{11} = -d_{12} = -d_{26} = 2.4 \text{ pm/V} \tag{2.37}$$

Per avere una buona efficienza di conversione è necessario soddisfare le condizioni di *phase matching*.

La generazione di nuove frequenze attraverso la polarizzazione non-lineare della materia dipende dalla fase del fascio incidente e da quello generato. Scegliendo le giuste fasi dei fasci e l'angolo di orientazione del cristallo corretto è possibile massimizzare il processo non-lineare. L'incremento lungo il cristallo della SHG può essere calcolato tramite l'equazione 2.28. Nel caso della SHG la polarizzazione non-lineare è:

$$P_{nl}^{(2)}(2\nu_{inc}) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_{inc,0}^2(z) e^{i2(2\pi\nu_{inc}t - k_{inc}z)} \tag{2.38}$$

L'equazione 2.28 risulta quindi, per la SHG:

$$\frac{\partial E_{SHG}(z)}{\partial z} = -i \frac{k_{SHG} \chi^{(2)}}{4n_{SHG}^2} E_{inc}^2(z) e^{-i\Delta k z} \tag{2.39}$$

che non è di facile soluzione. Facendo l'ipotesi che il campo generato non svuoti significativamente quello di pompa, l'equazione precedente descrivere una oscillazione in z del campo generato per SHG, in funzione di $\Delta k = |k_{SHG} - k_{inc}|$.

Questa oscillazione dell'intensità della SHG può essere calcolata e risulta:

$$I_{SHG}(z) = I_{inc}^2 \frac{8\pi^2 d^2}{\varepsilon_0 c_0 \lambda_{inc}^2 n_{inc}^2 n_{SHG}} \left[\frac{\sin(\Delta k z / 2)}{\Delta k / 2} \right]^2 \quad (2.40)$$

dove n_{SHG} e n_{inc} sono gli indici di rifrazione del mezzo per le lunghezze d'onda della pompa e della SHG, d è l'elemento rilevante della matrice $d_n m$ del cristallo. Questa oscillazione è frutto di una differenza di fase tra la pompa e la SHG, che risultano in fase ogni

$$z_{if} = \frac{\pi}{\Delta k} m = \frac{\lambda_{inc}}{4(n_{SHG} - n_{inc})} m \quad (2.41)$$

e in opposizione di fase ogni

$$z_{of} = \frac{2\pi}{\Delta k} m = \frac{\lambda_{inc}}{2(n_{SHG} - n_{inc})} m \quad (2.42)$$

Di conseguenza anche la pompa in uscita oscilla con frequenza uguale, per conservazione dell'energia.

Il termine oscillante dell'equazione 2.40 può essere eliminato in due modi: riducendo la differenza di fase al minimo, possibilmente 0, (nell'OPA e nella SHG) o invertendo periodicamente la polarizzazione del materiale (nell'OPG realizzato).

Il primo caso si ottiene scegliendo opportunamente l'asse del cristallo. In questo caso l'equazione 2.39 può essere risolta analiticamente e l'intensità della SHG I_{SHG} risulta essere:

$$\begin{aligned} I_{SHG}(z) &= I_{inc,0} \tanh^2 \left(z \sqrt{\frac{8\pi^2 d^2 I_{inc,0}}{\varepsilon_0 c_0 n_{inc}^2 n_{SHG} \lambda_{inc}^2}} \right) \\ &= I_{inc,0} \tanh^2 \left(0.88 \frac{z}{z_{HM}} \right) \end{aligned} \quad (2.43)$$

dove z_{HM} è la lunghezza caratteristica alla quale l'intensità della SHG raggiunge il 50% di quella iniziale della pompa:

$$z_{HM} = 0.31 \sqrt{\frac{\varepsilon_0 c_0 n_{inc}^2 n_{SHG} \lambda_{inc}^2}{\pi^2 d^2 I_{inc,0}}} \quad (2.44)$$

La pompa viene pian piano svuotata di una quantità che, in assenza di perdite, risulta pari a:

$$I_{inc}(z) = I_{inc,0} - I_{SHG}(z) \quad (2.45)$$

Il phase matching può essere ottenuto tramite la birifrangenza dei cristalli. L'orientazione e la temperatura del cristallo deve essere quindi scelta in modo da avere lo stesso indice di rifrazione per la pompa e il segnale generato. Ad esempio, per la SHG è possibile scegliere di orientare la pompa lungo l'asse ordinario e generare il segnale lungo l'asse straordinario (figura 2.5).

Nell'intersezione dei due indici di rifrazione è possibile ottenere il phase matching. In questo caso l'angolo di phase matching θ_{pm} può essere ricavato da:

$$\sin^2(\theta_{pm}) = \frac{\frac{1}{n_{o,1}^2} - \frac{1}{n_{e,2}^2}}{\frac{1}{n_{e,2}^2} - \frac{1}{n_{o,2}^2}} \quad (2.46)$$

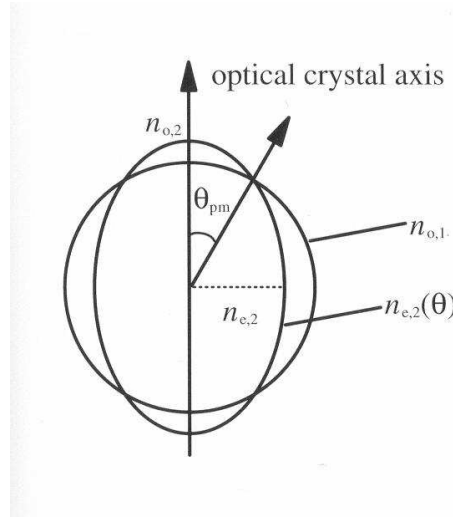


Figura 2.5: Angolo di Phase Matching in un cristallo uniassico utilizzato per la SHG. La forma circolare corrisponde all'indice di rifrazione ordinario della pompa, la forma ellittica all'indice di rifrazione straordinario del segnale.

Per ottenere i valori esatti degli indici di rifrazione bisogna considerare la loro dipendenza dalla temperatura e dalla lunghezza d'onda della luce. Questi effetti vengono rappresentati usando una equazione fenomenologica a più parametri, detti *coefficienti di Sellmeier* [13].

Anche in caso di perfetto phase matching, la direzione di propagazione del fascio di pompa e del segnale generato non sono paralleli, in quanto i vettori del campo \vec{E} e \vec{D} non sono paralleli nel caso di raggi straordinari. L'interazione non-lineare è quindi limitata spazialmente da questo effetto, definito *walk off*. Nel caso di phase matching riportato più in alto può essere calcolato l'angolo ϕ_{wo} formatosi tra i due raggi:

$$\tan(\phi_{wo}) = \frac{(n_{e,1}^2 - n_{e,2}^2)\tan(\theta_{pm})}{n_{e,2}^2 - n_{e,1}^2\tan(\theta_{pm})} \quad (2.47)$$

Per ottenere la più alta efficienza possibile non è una buona idea limitarsi a focalizzare il fascio all'interno del cristallo per massimizzare l'intensità entro la soglia di danneggiamento, in quando un fascio più stretto risente maggiormente del walk off, che riduce la zona di interazione, e della diffrazione, che tende ad aumentare la divergenza dei due fasci. L'angolo di divergenza di accettazione $\Delta\theta_{pm}$ per il caso considerato risulta essere [13]:

$$\Delta\theta_{pm} = \frac{0.442\lambda_{inc}n_{o,1}}{n_o^2(n_{o,2} - n_{e,2})L_{cristallo}\sin(2\theta_{pm})} \quad (2.48)$$

Come per gli angoli di accettazione, anche un grande spettro rischia di non dar luogo al phase matching a causa della dispersione del materiale. È necessario, quindi, scegliere accuratamente il materiale del cristallo in funzione dello spettro da amplificare o generare, al fine di avere una alta efficienza.

Esistono diversi tipi di phase matching, catalogati a seconda che la pompa e il segnale generato si propagano in modo ordinario o straordinario attraverso il cristallo. In particolare nel phase matching *di tipo 1* la pompa in ingresso è di tipo straordinario e il segnale generato, ad esempio nell'OPA, è ordinario, in

quello *di tipo 2* la pompa è ordinaria e il segnale straordinario, come per la SHG.

L'OPA si basa sulla non-linearità al secondo ordine di un cristallo, come nel caso della SHG. Quando vengono sovrapposti in un cristallo due segnali di frequenza ν_1 e ν_2 di intensità sufficientemente alte da sfruttare la non-linearità del cristallo, vengono prodotti dei fasci a frequenze $\nu_+ = \nu_1 + \nu_2$ e $\nu_- = |\nu_1 - \nu_2|$. A seconda delle condizioni di phase matching si può scegliere quale sarà il fascio più intenso alla fine dell'interazione non-lineare, tra quelli di partenza e quelli generati per somma e sottrazione di frequenza. Nel caso dell'OPA, all'ingresso è presente una pompa intensa, a frequenza ν_p , e un debole segnale, a frequenza ν_s che andrà amplificato nel processo non-lineare. Viene inoltre generata una nuova frequenza ν_i , chiamata *idler*, che viene dalla conservazione dell'energia: la sua frequenza corrisponde alla differenza tra quella della pompa e quella del segnale ($\nu_i = \nu_p - \nu_s$). Questo effetto ha le stesse problematiche di phase matching, walk off e angolo di accettazione della SHG, in particolare valgono le stesse relazioni, una volta sostituiti opportunamente i campi della SHG con quelli dell'OPA.

2.2.3 L'OPG

Un modo diverso di risolvere il problema del phase matching dell'equazione 2.40 è quello di utilizzare un materiale che periodicamente cambia la direzione della non-linearità. In questo modo la differenza di fase viene periodicamente corretta ed è possibile raggiungere anche in questo caso una alta efficienza di conversione. Questo procedimento viene chiamato *Quasi Phase Matching*, ed è stato utilizzato per l'OPG. In genere vengono usati cristalli ferroelettrici i cui domini sono periodicamente invertiti (figura 2.6). In particolare nel lavoro di tesi ho utilizzato un PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate).

Considerando il termine di mismatch, è possibile introdurre una *lunghezza di coerenza* (l_c):

$$\Delta k = \frac{\pi}{l_c} \quad (2.49)$$

con $l_c = \lambda/4(n_2 - n_1)$. È possibile analizzare il QPM dal punto di vista geometrico o con una analisi di Fourier. [14]

Nel primo caso considero un materiale in cui i coefficienti d cambino segno nelle posizioni z_j . Il campo generato (E_g) risulta quindi proporzionale a:

$$E_g = A \frac{d}{\Delta k} \sum_{x=1}^N g_x [\exp(-i\Delta k z_x) - \exp(-1\Delta k z_{x-1})] \quad (2.50)$$

dove g_x è il segno di ogni dominio e N il numero di domini in tutta la lunghezza del cristallo. Se la struttura del cristallo è perfetta, è possibile scegliere di cambiare il segno nei punti $z_{x,0}$ scelti per soddisfare:

$$e^{-i\Delta k_0 z_{x,0}} = (-1)^x \quad (2.51)$$

dove Δk_0 è la differenza di vettori d'onda alla lunghezza d'onda scelta. Si ottiene quindi la dimensione dei periodi per una data lunghezza d'onda. Nella pratica possono accumularsi errori di fase per delle deviazioni nella struttura della periodicità o per modifiche di Δk dal valore scelto. Definendo l'errore nella posizione del punto di inversione come $\delta z_x = z_x - z_{x,0}$ e nell'errore sulla

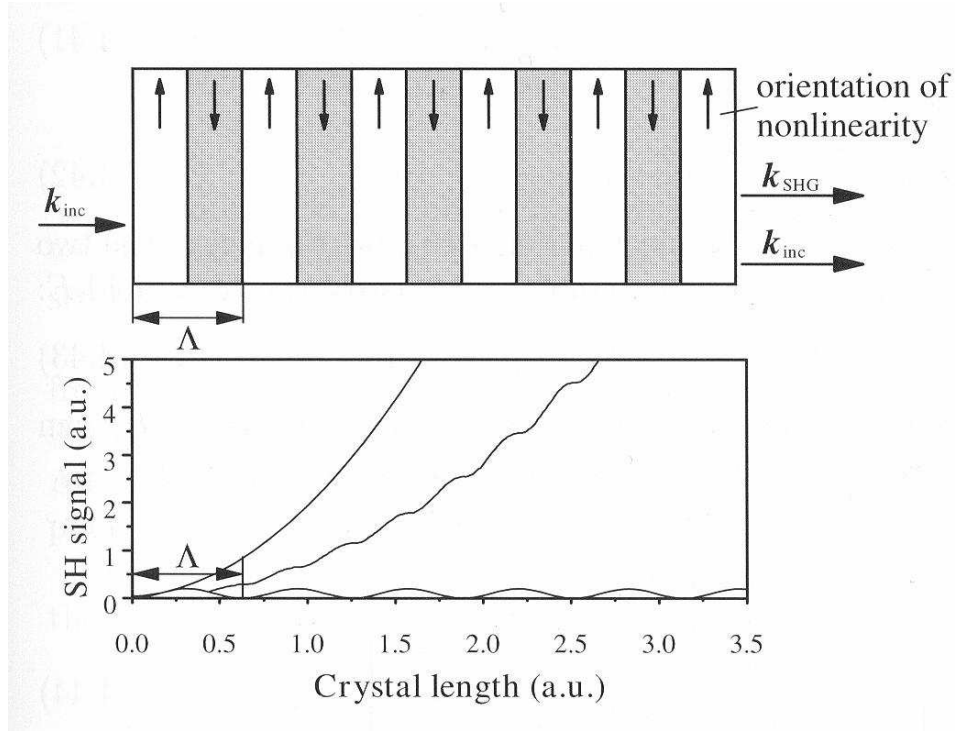


Figura 2.6: Il primo schema rappresenta la disposizione dei domini ferroelettrici in un mezzo periodically poled. Il secondo grafico rappresenta l'intensità del segnale generato in funzione della lunghezza del cristallo in condizioni di Phase matching (la curva con maggiore guadagno), di Quasi Phase Matching e fuori dalla condizione di phase matching (la curva più bassa), con periodicità di inversione della fase Λ

differenza di vettore d'onda $\delta\Delta k = \Delta k - \Delta k_0$, l'errore di fase (Φ_x) accumulato all' x -esimo cambio di valore risulta essere, al prim'ordine:

$$\Phi_x = \Delta k z_x - \Delta k_0 z_{x,0} \approx \Delta k \delta z_x + \delta \Delta k z_{x,0} \quad (2.52)$$

L'equazione 2.50 può quindi essere riscritta come [14]:

$$E_g = \frac{Ag_1 d}{\Delta k} \left[2 \sum_{x=1}^{N-1} e^{-i\Phi_x} + (e^{-i\Phi_N} + 1) \right] \quad (2.53)$$

Poiché il numero di periodi N è in genere molto grande si può approssimare l'equazione:

$$E_g = \frac{A2g_0 d}{\Delta k} \sum_{x=1}^N e^{-i\Phi_x} \quad (2.54)$$

Per una struttura ideale dei periodi, cioè per cui l'errore sulle fasi è nullo, la somma dell'equazione precedente dà come risultato N . Per una struttura perfetta $N = L/ml_c = L\Delta k/m\pi$, dove L è la lunghezza del cristallo e m l'ordine della periodicità, e quindi il campo diventa:

$$E_g = Ag_1 d \frac{2}{m\pi} L \quad (2.55)$$

che risulta essere pari al campo generato per fase matching moltiplicato per un fattore $2/m\pi$.

Consideriamo ora un approccio tramite l'analisi di Fourier. Definendo la forma normalizzata di d come $g(z) = d(z)/d$, dove $g(z)$ assume valori compresi tra ± 1 per $0 < z < L$, l'equazione per il campo generato risulta essere:

$$E_g = AdLG(\Delta k) \quad (2.56)$$

dove G è la trasformata di Fourier di g :

$$G(\Delta k) = \frac{1}{L} \int_0^L g(z) \exp(-i\Delta k z) dz \quad (2.57)$$

La funzione G risulta quindi essere una riduzione dell'efficienza rispetto ad un phase matching classico.

Se $g(z)$ è una funzione periodica in z con periodo Λ :

$$g(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m e^{iK_m z} \quad (2.58)$$

il cui periodo dell' m -esima armonica del vettore d'onda $K_m = 2\pi m/\Lambda$ è pari alla differenza Δk , l'integrale 2.57 è dominato dal contributo dell' m -esima armonica e, quindi, il campo può essere scritto come[14]:

$$E_g \approx AL e^{-\Delta k' L/2} \text{sinc}(\Delta k' L/2) d_Q \quad (2.59)$$

dove $d_Q = d \cdot G_m$ è l'ampiezza dell'armonica rilevante di $d(z)$, $\Delta k' = k_2 - 2k_1 - K_m$ è la differenza di vettori d'onda totale e $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$. Risulta quindi analogo al phase matching classico, con un mismatch spostato di una quantità K_m rispetto a quello di partenza e con un coefficiente non-lineare d_Q al posto di d . Per trovare il duty cycle del dominio supponiamo $g(z)$ di forma rettangolare con periodicità Λ , con una dimensione del valore positivo della funzione pari a l . Il duty cycle è quindi:

$$D = \frac{l}{\Lambda} \quad (2.60)$$

Supponendo che il termine m -esimo sia quello che da luogo al phase matching, cioè $K_m = \Delta k$, il corrispondente coefficiente di Fourier G_m risulta essere:

$$G_m = \frac{2}{\pi m} \sin(\pi m D) \quad (2.61)$$

Poiché $d_Q = dG_m$, si può trovare il D ottimale, ponendo il seno pari a uno, e risulta:

$$d_Q = \frac{2}{\pi m} d \quad (2.62)$$

come quanto trovato con la trattazione geometrica. Dall'equazione 2.61 è possibile ricavare il duty cycle, che per $m = 1$ è del 50%.

Il vantaggio del Quasi Phase Matching è quello di poter sfruttare i coefficienti non-lineari più elevati del materiale, normalmente non accessibili tramite una condizione di phase matching classica. Uno svantaggio di questo metodo è quello che il canale contenente i domini periodicamente alternati generalmente non è più largo di 0.5 mm, a causa del procedimento con cui vengono realizzati i domini.

Capitolo 3

Strumenti e metodi di misura.

In questo capitolo descriverò gli strumenti e i metodi di misura utilizzati nel lavoro di tesi, riportando i valori ottenuti. Come strumenti di misura ho utilizzato un Energy Meter (EM) (sezione 3.1.1), una CCD (sezione 3.1.2) e uno spettrometro (sezione 3.1.3). Il sistema ottico utilizzato è composto da un laser (sezione 3.2), da sistemi di ottiche polarizzanti (sezione 3.3), di ottiche lineari (sezione 3.4.1) e da cristalli non-lineari: un PPLN per l'OPG (sezione 3.5.1), un BBO per la SHG e l'OPA (sezione 3.6.2) e un $LiNbO_3$ per l'OPA (sezione 3.6.5). In figura 3.1 è possibile vedere un'immagine complessiva del sistema sperimentale realizzato.

3.1 Strumenti di misura

3.1.1 L'Energy Meter

Un parametro molto importante per caratterizzare la radiazione utilizzata è l'energia totale di ogni impulso. Lo strumento che misura tale energia è chiamato *Energy Meter*. Il funzionamento è basato sulle proprietà piroelettriche del sensore. In particolare lo strumento utilizzato è il FieldMaxII-P della Coherent, associato a due sensori con diversa scala: J25LP-MB e J25LP-1A. I dati tecnici di riferimento per i due sensori utilizzati sono:

	J25LP-MB	J25LP-1A
Energy range	0.3 mJ - 3J	30 μ J- 0.3 J
Diametro area attiva (mm)	25	25
Incertezza di calibrazione	3%	2%

Si è visto sperimentalmente che l'area attiva del sensore non ha una risposta uniforme, in particolare è più sensibile vicino ai bordi dell'area rispetto al centro di essa. Per avere dei valori di riferimento compatibili si è scelto di massimizzare il valore ottenuto variando la posizione del sensore.

Il sensore è dotato di trigger, cioè non acquisisce dati al di sotto di una percentuale, che viene impostata sullo strumento nel range 2-20%, riferita al fondo scala utilizzato. Lo strumento ha un fondo scala pari al valore minimo riportato e a valori multipli di 10, fino al valore massimo. Il segnale più piccolo registrabile è, quindi, pari al 2% di 30 μ J, cioè 0.6 μ J, anche se per valori così bassi il rumore elettronico, proveniente dal Q-switch, disturba il segnale. Si ottiene

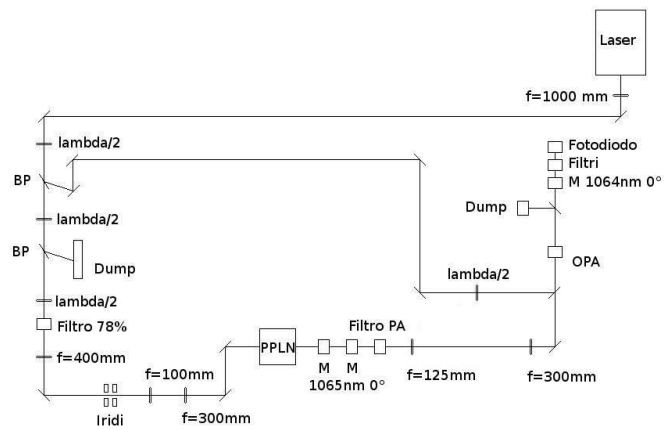
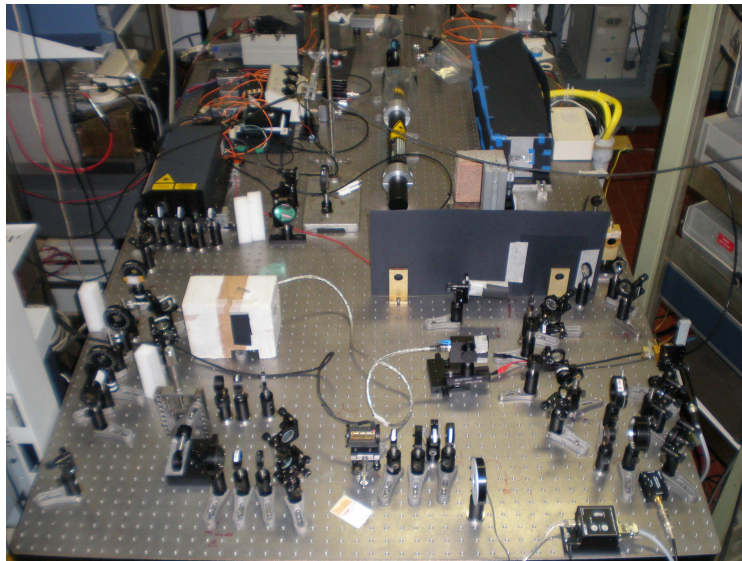


Figura 3.1: Immagine e schema dell'apparato sperimentale



Figura 3.2: Immagine dell'energy meter utilizzato nel laboratorio

quindi un valore minimo effettivo di circa $15 \mu\text{J}$ per il primo sensore e di circa $1 \mu\text{J}$ per il secondo.

Bisogna prestare particolare attenzione a dove viene collocato il sensore: nei punti dove il fascio ha maggiore intensità c'è il rischio di surriscaldare eccessivamente la superficie del sensore, generando plasma e danneggiando lo stesso. Per evitare questo problema si pone una lente divergente prima del sensore, in modo da allargare l'area del fascio e ridurre l'intensità della radiazione sulla superficie del sensore. La lente ha delle perdite a causa di una trasmittività minore di uno per alcune frequenze, come quelle dell'idler generato dall'OPG. Questo effetto può essere corretto tramite un fattore di attenuazione che è possibile misurare sperimentalmente scegliendo intensità più basse e, successivamente, impostare sullo strumento in modo da leggere direttamente il valore corretto.

Lo strumento ha una modalità di acquisizione continua, in cui mostra i valori uno per uno ogni qualvolta viene superata la soglia del trigger, e una statistica, dove vengono mostrati il valore medio, la deviazione standard, il valore massimo e il minimo per un numero di impulsi che superano il trigger che è possibile impostare manualmente. In genere si è scelto come numero di impulsi 5.

3.1.2 La CCD



Figura 3.3: Immagine della CCD utilizzata nel laboratorio

Per acquisire l'immagine del profilo trasverso dei fasci si è utilizzata una telecamera CCD. In particolare in laboratorio è stata usata una DC 210 della Thorlabs. Essa è basata su un sensore al silicio con le seguenti caratteristiche:

	DC 210
Risoluzione	640x480 pixel
Dimensione di un pixel	$7.4 \times 7.4 \mu\text{m}$
Segnale in uscita video	8bit per pixel

L'acquisizione delle immagini avviene tramite un programma fornito assieme alla CCD, che gestisce il guadagno della stessa e la durata dell'esposizione, ed è possibile comandare l'acquisizione tramite un trigger esterno, sincrono con il segnale del Q-switch. Le immagini così ottenute sono state analizzate tramite il programma ImageJ. Ho quindi ricavato le caratteristiche del fascio, come la forma e la larghezza a metà altezza, da un fit sulle immagini, effettuato con il programma di analisi dati KaleidaGraph.

Per ridurre il segnale e non saturare la CCD sono stati montati dei filtri ad assorbimento, di densità ottica compresa tra 4 e 6, a seconda dell'intensità della radiazione da misurare. Per misurare la pompa, che arriva anche a 80 mJ, sono stati aggiunti sul percorso della stessa dei filtri a riflessione, utilizzati perché quelle intensità possono superare la soglia di danneggiamento dei filtri ad assorbimento.

La risposta della CCD risulta lineare con l'intensità per il fascio a lunghezza d'onda 1064 nm, cioè la pompa, ma non ha una risposta lineare per le lunghezze d'onda in uscita dall'OPG. Nonostante ciò, è possibile avere un'immagine del profilo trasverso della radiazione a 1600 nm tramite un processo di assorbimento non-lineare di due fotoni. In particolare l'intensità della corrente generata per fotoemissione risulta essere proporzionale al quadrato dell'intensità [16]. Il valore della larghezza a metà altezza di una gaussiana elevata al quadrato risulta essere $1/\sqrt{2}$ di quella della gaussiana corrispondente; è quindi necessario moltiplicare per $\sqrt{2}$ il valore della larghezza a metà altezza ottenuta dalla CCD per il fascio a 1600 nm per ottenere la sua reale dimensione.

È stata misurata anche la risposta dei filtri in assorbimento utilizzati nel corso dell'esperimento, in particolare il filtro a densità ottica 1. Un filtro a densità ottica m corrisponde a una attenuazione pari a 10^{-m} . Si è ottenuta un'ottima compatibilità con una prestazione lineare del filtro in funzione dell'energia da attenuare (immagine 3.4).

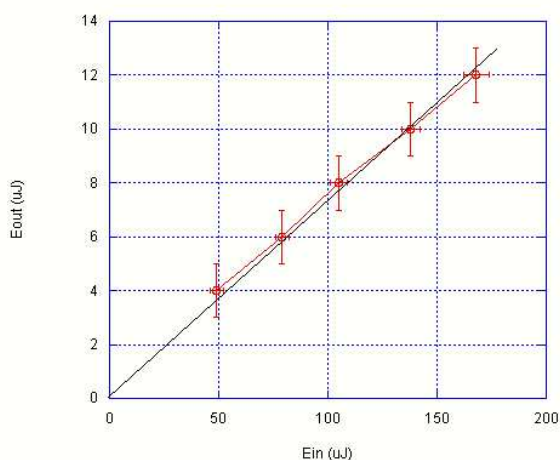


Figura 3.4: Grafico delle misure dell'energia all'uscita di un filtro di densità ottica 1 in funzione dell'energia di ingresso

3.1.3 Lo spettrometro

Lo spettrometro ottico che è stato usato per l'analisi dello spettro è costituito da un reticolo di diffrazione che disperde spazialmente le componenti spettrali dell'impulso. Tale strumento è stato progettato e costruito nel laboratorio.

Per un reticolo di diffrazione vale l'equazione fondamentale [17]

$$m\lambda = d(\sin \theta_d + \sin \theta_i) \quad (3.1)$$

dove λ è la lunghezza d'onda incidente, m l'ordine della lunghezza d'onda, d il passo del reticolo, θ_i l'angolo d'incidenza e θ_d l'angolo di diffrazione entrambi misurati rispetto alla normale alla superficie del reticolo. Invertendo la relazione 3.1 è possibile ricavare l'angolo di diffrazione in funzione dell'angolo di incidenza.

$$\theta_d = \arcsin(m\lambda/d - \sin \theta_i) \quad (3.2)$$

I reticoli di diffrazione utilizzati nel laboratorio hanno un passo di $d^{-1} = 300$ linee/mm e 1200 linee/mm. Per trovare la risoluzione dello spettrometro differenziale l'equazione 3.1:

$$\cos(\theta_d)d\theta_d = md\lambda/d \quad (3.3)$$

$$\frac{d\theta_d}{d\lambda} = m \frac{1}{d \cos(\theta_d)} \quad (3.4)$$

La separazione tra due picchi a differenti lunghezze d'onda al prim'ordine risulta quindi essere

$$\Delta(\sin \theta_d) = \Delta\lambda/d \quad (3.5)$$

Due diversi picchi si dicono *risolti* se il primo zero di un picco coincide con il massimo del secondo. Introducendo il *potere risolutivo* [17] $R = \lambda/\Delta\lambda$, si ottiene che $R = Nm$, dove N è il numero di linee illuminate dalla radiazione e m è l'ordine del massimo. La risoluzione teorica dello spettrometro risulta quindi essere:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{Nm} \quad (3.6)$$

Sperimentalmente essa è limitata dalla dimensione del fascio che arriva sul sensore, per essere risolte due lunghezze d'onda diverse devono cadere ad angoli sufficientemente distanti. Un metodo per ottenere la risoluzione sperimentale è quella di misurare la larghezza a metà altezza di un fascio quasi monocromatico, come quello del laser di pompa, e calcolare la risoluzione dello strumento in funzione delle lunghezze d'onda da misurare.

Sono stati realizzati due spettrometri in laboratorio: il primo, di allineamento e taratura, è stato realizzato con un righello metallico dove si è misurata, tramite una viewing card, la posizione dei massimi di diffrazione; si è poi provveduto a sostituire il righello e l'osservazione ad occhio nudo con un fotodiodo montato su una slitta micrometrica.

Reticolo	300 linee/mm
Angolo di incidenza	$11^\circ \pm 1'$
Distanza tra reticolo e righello	465 ± 5 mm
Dimensione dello spot alla distanza di misura	3 mm
Risoluzione	20 nm

Misurando la posizione del diodo rispetto al riferimento trovato precedentemente è stato possibile misurare la lunghezza d'onda e la larghezza dello spettro generato dall'OPG, per il canale con periodicità $\Lambda = 29.5 \mu\text{m}$, trovando una lunghezza d'onda di 1545 nm con una larghezza spettrale a metà altezza di circa 22 nm. Questa larghezza spettrale è fortemente influenzata dalla risoluzione dello spettrometro utilizzato e non corrisponde alla larghezza effettiva del fascio generato dall'OPG. Per migliorare la risoluzione dello strumento potrebbe essere utile usare un reticolo con più linee/mm: in laboratorio erano presenti

reticoli da 300 e 1200 linee/mm, ma con quello da 1200, sufficienti ad avere una buona risoluzione, non è possibile misurare la radiazione per lunghezze d'onda superiori a 1600 nm. È stato costruito uno spettrometro ad alta risoluzione per misurare la larghezza spettrale del fascio a 1550 nm, esso è composto da un reticolo, una lente convergente posta alla distanza focale dal reticolo e da un sensore a fotodiode per la misura dell'intensità, dotato di una fenditura di ingresso di larghezza misurabile. Si è ottenuto uno spettro di 4.5 nm con una risoluzione di 0.3 nm. Per poter analizzare tutti i canali in funzione della temperatura e, quindi, per semplificare la misura, ho utilizzato un monocromatore (Oriel Cornerstone 130 1/8 m della Newport) motorizzato. Le lunghezze d'onda riportate nel grafico 3.22 sono state prese con questo strumento.

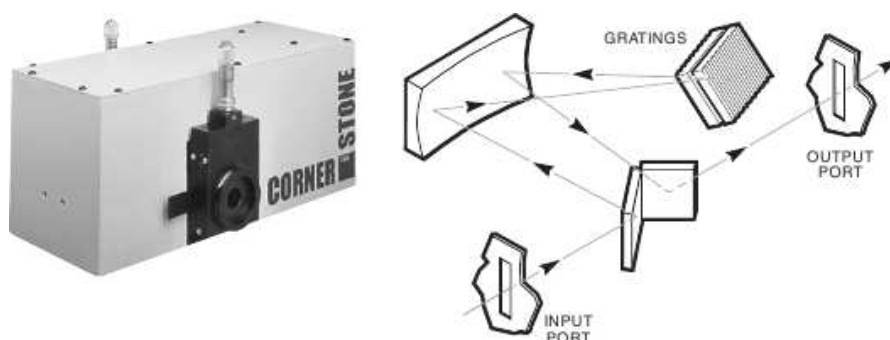


Figura 3.5: Immagine (a sinistra) e schema di funzionamento (a destra) del monocromatore

Il principio di funzionamento del monocromatore è il medesimo di quello dello spettrometro realizzato precedentemente. All'ingresso del monocromatore e all'uscita da esso sono presenti delle aperture regolate da viti micrometriche per ottimizzare la risoluzione dello strumento. Per misurare l'ampiezza delle componenti spettrali si è posto l'Energy meter, con il sensore più sensibile, all'uscita dal monocromatore. Tramite un motore comandato manualmente per mezzo di un controller è possibile ruotare il reticolo in modo da selezionare la frequenza desiderata. Per tarare lo strumento si è utilizzata la pompa, che essendo un laser Nd:YAG ha lunghezza d'onda 1064nm. Dopo aver tarato lo strumento ho analizzato lo spettro in uscita dall'OPG osservando i valori di energia letti dall'Energy Meter. Ho riportato i valori di picco e quelli a metà di tale valore per trovare la lunghezza d'onda centrale e la larghezza spettrale. La risoluzione dello strumento si aggira attorno a 13 ± 2 nm per tutto lo spettro di lunghezze d'onda considerate.

3.2 Il laser

Durante l'esperienza di laboratorio della tesi sono stati utilizzati due differenti laser, entrambi Nd:YAG Q-switched, ma di dimensione e caratteristiche diverse. Il primo, più piccolo, è un Orion Air cooled Nd:YAG Laser System della New Wave. Di seguito sono presentate le caratteristiche tecniche fornite dal produttore.

Esso ha due modalità di funzionamento: una a bassa energia, utilizzata per gli allineamenti, e una ad alta energia, utilizzata per le misure. Il laser è pompato da una lampada a flash, raffreddata ad aria. Il Q-switch è di tipo elettro-ottico, con una cella di Pockels comandata da un trigger esterno, con ripetizione 1 Hz.

	Orion	Handy YAG
Energia massima	35 mJ	400 mJ
Diametro del fascio	3 mm	7 mm
Durata dell'impulso	5-7 ns	5-6 ns
Divergenza	≈ 5 mrad	0.5 mrad
Stabilità pulse to pulse	$\pm 6.5\%$	$\pm 2\%$



Figura 3.6: Immagine del laser Orion

Il secondo laser utilizzato è anch'esso un Nd:YAG Q-switched, prodotto dalla Quanta System (modello Handy YAG HYL-101). È pompato da una lampada raffreddata ad acqua ed ha una cavità più lunga di quello precedente; ciò permette di raggiungere energie più elevate e ha una migliore qualità dell'impulso. Anche in questo caso il Q-switch è di tipo elettro-ottico, con una ripetizione degli impulsi compresa tra 1 e 10 Hz.

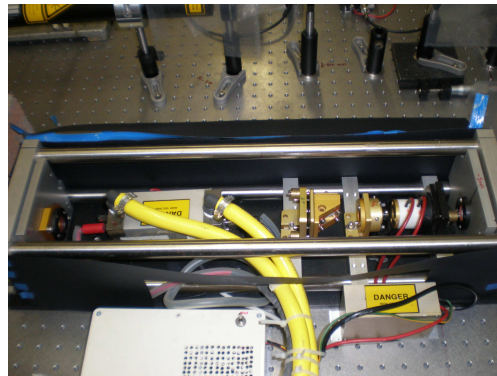


Figura 3.7: Immagine del laser Handy YAG

Per entrambi i laser si è provveduto a misurare la dimensione e la divergenza all'uscita dal sistema per ottimizzare il successivo percorso, utilizzando il metodo descritto nelle sezioni seguenti. Poiché i processi non-lineari risentono della divergenza dei fasci di pompa e segnale, si è provveduto a correggere la divergenza iniziale del laser con un sistema di lenti utilizzando il metodo descritto nella sezione seguente.

Un importante fattore che caratterizza il comportamento del fascio laser è il fattore M^2 , che indica quanto il profilo di un fascio sia diverso da quello gaussiano, spiegato anch'esso nella sezione seguente.

3.2.1 Propagazione di fasci gaussiani e non gaussiani

I *fasci gaussiani* sono caratterizzati da un profilo trasverso di forma gaussiana. Il campo elettrico è diretto in modo trasversale lungo r (o lungo x e y in coordinate cartesiane) mentre propaga lungo l'asse z [13].

$$|\vec{E}(z, r)| = \text{Re}\{E_A(z, r)\} \text{Re}\left\{e^{i(2\pi\nu t - k_0 z)}\right\} \quad (3.7)$$

$$E_A(z, r) = \frac{|\vec{E}_0|}{1 - i\frac{z\lambda}{w_0^2 n\pi}} e^{-\frac{r^2/w_0^2}{1 - iz\lambda/w_0^2 n\pi}} \quad (3.8)$$

dove $|\vec{E}_0|$ è il massimo per $z = 0$. Risulta quindi che un fascio gaussiano è completamente definito dalla dimensione del *beam waist* w_0 e dalla posizione lungo z per una data lunghezza d'onda λ e un particolare indice di rifrazione n . In particolare il *beam radius* $w(z)$ si definisce come il raggio nel quale l'intensità del fascio decresce a $1/e^2$ del massimo; nell'area di raggio $w(z)$ cade il 86.5% della potenza totale del fascio. Dalla dipendenza di \vec{E} dall'asse z si ricava che il beam radius è pari a :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{w_0^2 n\pi}\right)^2} \quad (3.9)$$

Introducendo la *Rayleigh range* (z_R), che è quella distanza alla quale il beam radius corrisponde a $\sqrt{2}$ del valore del beam waist, l'equazione precedente può essere così riscritta:

$$z_R = \frac{n\pi}{\lambda} w_0^2 \quad (3.10)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.11)$$

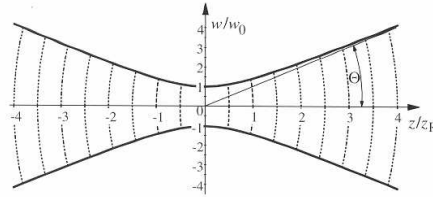


Figura 3.8: Schema di un tipico fascio gaussiano in funzione della distanza dal beam waist

Per distanze superiori al Rayleigh range il fascio si allarga in modo lineare, quindi si può utilizzare l'ottica geometrica ogni qualvolta ci si trovi lontano dal beam waist. È possibile introdurre una nozione di *divergenza* (θ) del fascio:

$$\theta = \frac{\lambda}{n\pi w_0} = \frac{w_0}{z_R} \quad (3.12)$$

Un grosso problema che abbiamo riscontrato durante tutta la realizzazione della tesi è che il fascio laser di pompa, e quindi il segnale proveniente dall'OPG, non sono dei fasci gaussiani perfetti. Il laser Q-switched emette su molti modi trasversi, generando un fascio con caratteristiche diverse da un fascio monomodo,

che è perfettamente gaussiano. In particolare il fascio utilizzato nel lavoro di tesi ha una divergenza, a pari beam waist, che è maggiore rispetto ad un fascio gaussiano analogo. Per descrivere questo fenomeno è conveniente introdurre un parametro M^2 , che vale 1 per un fascio gaussiano. Si può mostrare [15] che un fascio multimodo in uscita dal laser può essere descritto da tre parametri: il waist, la posizione lungo z e il fattore M^2 . Si ottiene che il waist di un fascio multimodale W_0 è proporzionale a quello di un fascio gaussiano w_0 :

$$W_0 = Mw_0 \quad (3.13)$$

mentre la propagazione di $W(z)$ è ancora data da una funzione analoga all'equazione 3.9, fatti i debiti cambi di variabile, in quanto tutti i modi del laser vengono generati con la stessa posizione del waist e uguale Rayleigh range, che in questo caso risulta essere:

$$z_R = \frac{n\pi}{\lambda} w_0^2 = \frac{n\pi}{\lambda} \frac{W_0^2}{M^2} \quad (3.14)$$

La divergenza Θ di questo fascio risulta proporzionale a quella di un fascio gaussiano tramite il fattore M^2 :

$$\Theta = \frac{\lambda}{n\pi} \frac{M^2}{W_0} = M^2\theta \quad (3.15)$$

Abbiamo fatto due tipi di misure sui fasci laser: in un caso ci siamo limitati a misurare la divergenza, per i processi che richiedono unicamente questo parametro, mentre in altri casi abbiamo approfondito la misura di tutti e tre i parametri che caratterizzano il fascio.

Nel caso di una semplice misura di divergenza è sufficiente ottenere la dimensione di due profili separati spazialmente, a distanze superiori al Rayleigh range. Chiamati w_1 e w_2 i raggi dei fasci posti a distanza z , la divergenza risulta essere:

$$\tan(\theta) = \frac{|w_1 - w_2|}{z} \quad (3.16)$$

Questa misura è utile per stimare la dimensione del fascio mentre si propaga lontano dal Rayleigh range e in particolare è stata utilizzata per minimizzare la divergenza tramite il posizionamento corretto lungo il percorso ottico di lenti focalizzanti. Per una misura più precisa, come quella della dimensione del fascio nel fuoco di una lente, per trovare il beam waist per simulare correttamente il percorso del fascio lungo tutto il percorso o per simulare l'amplificazione dell'OPA e della SHG, bisogna avere una misura di tutti e tre i parametri citati precedentemente. Non basta semplicemente una misura di divergenza, o della dimensione del waist, per caratterizzare completamente il fascio, come si può vedere dai grafici 3.9.

Per stimare questi parametri servono almeno quattro misure [15]: una prima del waist, due altre dalla parte opposta per trovare, o estrapolare, la posizione dove si ottiene la stessa larghezza e una sul waist, che risulta essere a metà tra i due valori a destra e a sinistra del waist trovati precedentemente. Se invece si dispone di una CCD, come nel nostro caso, per trovare il waist è sufficiente far scorrere la telecamera lungo il percorso ottico procedendo per piccoli intervalli, trovando il minimo della dimensione del fascio.

Per trovare la larghezza del fascio abbiamo utilizzato l'osservazione diretta mediante la CCD dove possibile, ricavando dal profilo trasverso la dimensione del

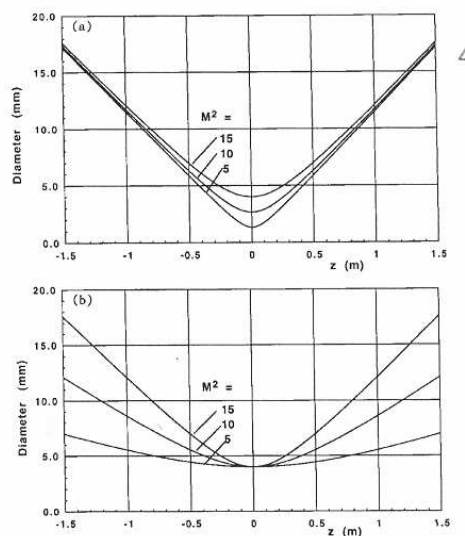


Figura 3.9: Nella prima figura più fasci a pari divergenza possono avere beam waist diversi, in funzione di M^2 . Nella seconda sono rappresentati fasci con uguale beam waist e diversa divergenza.

waist. Un altro metodo utilizzato, per avere una conferma del valore letto dalla CCD, è quello del *coltello*. Si fa passare una estremità ben definita, come una lama o una fenditura rettangolare, davanti alla sezione del fascio, misurando l'energia in funzione della parte occultata. Si ottiene quindi una funzione integrale della forma del fascio; mediante un fit di tale funzione è possibile ottenere il waist del fascio, supponendo una funzione integranda di tipo gaussiano. Esempi di questo metodo si vedono nel grafico 3.10

Rispetto ad una osservazione diretta tramite CCD questo metodo ha il difetto di avere una presa dati ed elaborazione molto più lunga, limitando fortemente il numero di misure da prendere per ottenere le informazioni su waist, M^2 e divergenza. Ha però il vantaggio di non dipendere, entro gli ampi margini imposti dall'energy meter, dalla lunghezza d'onda della radiazione misurata, a differenza del rendimento della CCD che ha una efficienza che è funzione della lunghezza d'onda.

3.2.2 Misure

Per ottimizzare le prestazioni dei cristalli non-lineari è necessaria una pompa che abbia una buona qualità spaziale; una dimensione piccola, per massimizzare l'intensità fino alla soglia di danneggiamento del cristallo, ma non troppo, per ridurre l'effetto del walk off; e la minore divergenza possibile. Per sfruttare al meglio la pompa ho utilizzato sia lenti singole che sistemi telescopici di lenti. Una volta posizionati lungo il percorso, trovando le posizioni migliori con il programma di simulazione Zemax descritto nella sezione 3.4.4, abbiamo ogni volta misurato la divergenza e la dimensione del fascio nei punti chiave del percorso, in particolare all'ingresso dell'OPG e dell'OPA-SHG, per ottimizzare l'allineamento del sistema. Ad esempio la divergenza del fascio in uscita dal laser Orion è di 1.24 ± 0.05 mrad, per cui si è corretto questo valore inserendo prima un sistema telescopico formato da una lente di focale 200mm e una da 175mm, poi, al posto del sistema telescopico, un'unica lente di focale 1000mm trovando

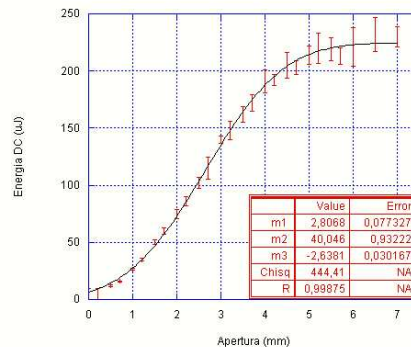


Figura 3.10: Esempio di misura tramite il metodo del coltello. In rosso sono riportati i dati sperimentali e in nero il fit. In questo caso il grafico è stato utilizzato per misurare il waist del segnale della down conversion a 90 cm da una lente di focale 100mm posta 10 cm dopo il PPLN. Il parametro m1 è il waist del fascio misurato

per tentativi la posizione migliore, misurando di volta in volta la dimensione e la divergenza ottenute. Abbiamo utilizzato un procedimento di minimizzazione della divergenza analogo anche per il laser Handy YAG. Per migliorare la qualità spaziale della pompa in ingresso all’OPG e all’OPA abbiamo utilizzato un filtro spaziale (descritto nella sezione 3.4.3).

Ho misurato il tempo di riscaldamento del laser utilizzato in laboratorio (figura 3.11). È necessario attendere circa 45 minuti prima di avere un impulso stabile, a causa delle derive termiche all’interno del mezzo attivo. Una volta esaurito questo tempo il laser emette degli impulsi che variano circa del 10-15% rispetto al valore medio dell’energia. In particolare il laser Handy YAG emette talvolta degli impulsi molto meno energetici rispetto alla media, quando l’impulso che viene generato dal Q-Switch nel mezzo attivo viene fortemente tagliato dall’iride contenuta all’interno della cavità. Anche per questo laser il tempo di riscaldamento è di circa 45 minuti.

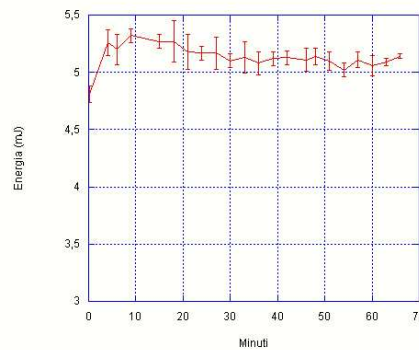


Figura 3.11: Grafico dell’energia del laser Orion in funzione del tempo

Per misurare la durata temporale degli impulsi del laser, abbiamo utilizzato un

fotodiodo veloce collegato ad uno spettrometro. Dall'immagine ricavata sullo spettrometro è stato possibile misurare la larghezza a metà altezza per i due laser utilizzati. La durata dell'impulso del laser Orion è risultata essere 7 ± 1 ns, mentre per l'Handy YAG 12 ± 1 ns. La durata dell'impulso in uscita dall'OPG, misurato allo stesso modo, risulta più breve (3.5 ± 0.5 ns per l'Orion e 6 ± 1 ns per l'Handy YAG) in quanto il processo non-lineare dipende dall'intensità della pompa nello spazio e nel tempo, generando quindi un impulso più stretto rispetto alla pompa in ingresso.

Abbiamo misurato il parametro M^2 per il laser Orion. Per ottenerlo, si è misurata la dimensione del fuoco di una lente da 100 e da 300mm di focale, confrontando i risultati con quelli previsti per un fascio gaussiano della medesima dimensione iniziale w_i . Nel fuoco di una lente ho un waist w_f dato da:

$$w_f = \frac{\lambda f}{\pi w_i} \quad (3.17)$$

Ho misurato sperimentalmente una dimensione iniziale di 1.19 ± 0.02 mm; trovato il fuoco delle due lenti, ho misurato una dimensione di 0.186 ± 0.003 mm per la prima lente e di 0.573 ± 0.007 mm per la seconda. Un fascio gaussiano della dimensione misurata avrebbe dovuto misurare, rispettivamente, 0.028 mm e 0.085 mm. Il fattore M^2 che si ricava risulta essere 42 ± 1 e quindi la qualità spaziale di tale fascio è molto brutta.

Durante il lavoro in laboratorio è stato necessario correggere l'allineamento degli specchi della cavità del laser Orion, in quanto l'energia in uscita dal laser era diventata inferiore al massimo dichiarato. Dopo il riallineamento, l'energia massima ottenuta dal laser Orion è di 24.4 ± 0.3 mJ.

Per ridurre il numero di modi contenuti nell'impulso laser abbiamo provato ad inserire un'iride all'interno della cavità: in questo modo sono state aggiunte forti perdite per tutti i modi più larghi della dimensione dell'iride. Si è potuto utilizzare questa tecnica solo con il laser Handy YAG, in quanto l'Orion ha una cavità completamente occupata dal mezzo attivo e dalla cella di Pockels, senza spazio sufficiente per inserire un'iride. Per questo motivo non abbiamo potuto continuare ad utilizzare tale laser e si è dovuto ricorrere ad una nuova sorgente laser. I modi presenti nella cavità sono dei modi di Laguerre-Gauss: il più piccolo risulta essere quello gaussiano, i successivi hanno dimensione trasversa via via più grande. Inserendo l'iride nella cavità abbiamo, quindi, introdotto perdite aggiuntive per i modi presenti nella cavità, specialmente per quelli molto più larghi di quello gaussiano, che sono andati sotto soglia, facendo avvicinare di più il profilo trasverso dell'impulso ad una curva gaussiana. Questo miglioramento della qualità spaziale è, però, costato una riduzione dell'energia massima per impulso disponibile per il sistema. Abbiamo quindi studiato sperimentalmente l'energia in funzione della dimensione dell'iride e della qualità spaziale, scegliendo come compromesso tra potenza e qualità un massimo di 78 ± 7 mJ.

3.3 Ottiche polarizzanti

3.3.1 Le lamine $\lambda/2$

Le lamine $\lambda/2$ introducono uno sfasamento tra le componenti della polarizzazione del campo E di π .

Il ritardo indotto da una lamina birifrangente di spessore e è data da:

$$\phi = \frac{2\pi e}{\lambda}(n' - n) \quad (3.18)$$

dove n e n' sono i due indici di rifrazione della lamina birifrangente.

Tarando adeguatamente lo spessore si possono ottenere gli sfasamenti voluti.

Esistono due tipi di lamine: *Zero order* e *Multi order*. Una lamina Zero order differisce da una lamina Multi order in quanto la particolare tecnologia di costruzione consente il corretto funzionamento della lamina su una banda più larga di lunghezze d'onda.

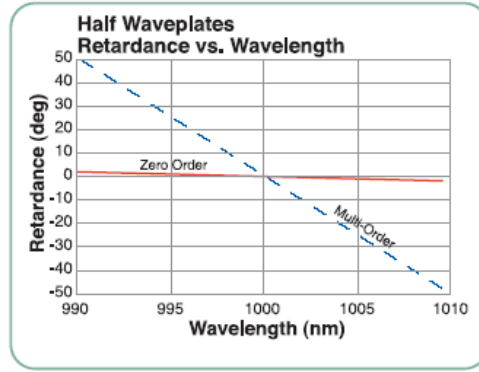


Figura 3.12: Prestazioni di lamine a mezz'onda

In questa esperienza queste lamine sono servite per due scopi. Il primo è quello di regolare l'energia in ingresso nell'OPG e OPA. Tramite una lamina a mezz'onda e una Brewster plate è possibile regolare l'energia dell'impulso di pompa verso i due cristalli: poiché la Brewster plate elimina la componente verticale, è possibile ruotare la polarizzazione del laser d'ingresso in modo da aumentare la componente verticale e, quindi, ridurre l'intensità trasmessa. Il secondo impiego è quello di ruotare la polarizzazione dei fasci in ingresso all'OPG e OPA in modo da massimizzare il processo non-lineare scegliendo la corretta polarizzazione della luce.

3.3.2 La Brewster plate

La Brewster plate è una lamina che sfrutta la polarizzazione per riflessione per separare due polarizzazioni ortogonali.

Detti r e i gli angoli di rifrazione e incidenza e E_t e E_n le componenti del campo incidente parallele e perpendicolari al piano di incidenza, si ottiene per il campo riflesso:

$$E'_t = E_t \frac{\tan(i - r)}{\tan(i + r)} \quad (3.19)$$

$$E'_n = -E_n \frac{\sin(i - r)}{\sin(i + r)} \quad (3.20)$$

Dalla equazione 3.19 si ricava che la componente E'_t si annulla per $i + r = \frac{\pi}{2}$ (*legge di Brewster*). Poiché la componente incidente è uguale a quella riflessa più quella rifratta si ha che la componente E_t è trasmessa senza riflessioni, mentre E_n è solo riflessa.

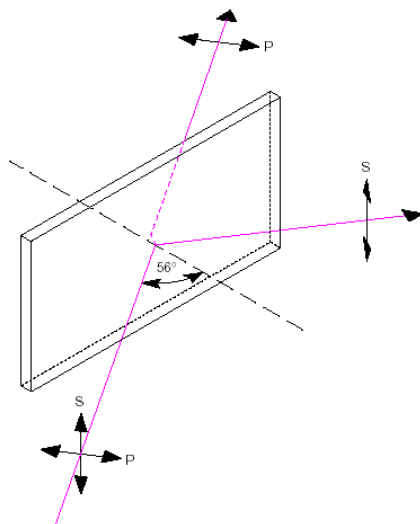


Figura 3.13: Schema di funzionamento di una Brewster plate

Con questo tipo di lamine si elimina una componente della polarizzazione riflettendola al di fuori dell'apparato sperimentale. Particolare attenzione va posta quando l'intensità trasmessa raggiunge il minimo, perché tende a deformare il fascio.

3.4 Ottica lineare

3.4.1 Sistemi telescopici

Per regolare la dimensione del fascio all'ingresso dei cristalli non-lineari, così come per ottimizzare la divergenza del fascio, abbiamo usato sistemi di lenti di diversa focale (f_1 e f_2) per realizzare sistemi telescopici. Un sistema telescopico è formato da due lenti poste in modo da avere un fuoco in comune: in questo modo si ottiene un ingrandimento per dei fasci gaussiani di f_2 / f_1 [17]. È possibile inoltre correggere la divergenza del fascio spostando leggermente una lente fuori dalla condizione ottimale descritta precedentemente. Un fascio gaussiano largo w_i nel fuoco di una lente f ha una dimensione pari a:

$$w_{fuoco} = \frac{f\lambda}{w_i\pi n} \quad (3.21)$$

Per fasci non gaussiani questa dimensione risulta più larga di un fattore M . Per fasci energetici, come quello in uscita dal laser Handy YAG a circa 80 mJ, bisogna prestare attenzione alla dimensione del waist nel fuoco delle lenti, in quanto può superare la rigidità dielettrica dell'aria provocandone la ionizzazione. Questo effetto dissipa molta energia e peggiora la qualità del fascio, quindi ho provveduto ad evitare che ciò accadesse scegliendo opportunamente la focale delle lenti da usare dove il fascio risultava più intenso.

Un ulteriore uso del sistema telescopico è quello di realizzare un filtro spaziale

per migliorare la qualità spaziale. Questo procedimento è descritto nella sezione 3.4.3.

Per progettare il sistema ottico che realizzasse il processo di generazione e amplificazione parametrica è possibile usare un modello di ottica geometrica in tutto il percorso salvo che nei punti di fuoco delle lenti. In questo modo è possibile utilizzare un metodo matriciale molto comodo, descritto nella sezione sottostante. Per avere poi una completa visione del sistema ho utilizzato un simulatore per avere dei risultati per tutta la lunghezza del cammino ottico dei fasci di pompa, descritto nella sezione 3.4.4

3.4.2 Formalismo matriciale dell'ottica geometrica

In ottica geometrica un sistema ottico qualsiasi, in cui è valida l'approssimazione parassiale, può essere rappresentato da una matrice di trasferimento ABCD [17]

$$\begin{pmatrix} r_{out} \\ n_{out}\alpha_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ n_{in}\alpha_{in} \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

in cui r_{out} , r_{in} sono le distanze del raggio dall'asse del sistema ottico, α_{out} , α_{in} sono gli angoli fra il raggio e l'asse, n_{out} , n_{in} sono gli indici di rifrazione dei mezzi. La propagazione attraverso lo spazio libero in rappresentazione matriciale è:

$$\begin{pmatrix} r_{out} \\ n\alpha_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{z}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ n\alpha_{in} \end{pmatrix} \quad (3.23)$$

dove z rappresenta la distanza percorsa dal fascio ed n l'indice di rifrazione del mezzo. La propagazione attraverso una lente (in approssimazione di lente sottile) è:

$$\begin{pmatrix} r_{out} \\ n\alpha_{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{in} \\ n\alpha_{in} \end{pmatrix} \quad (3.24)$$

dove f è la focale della lente.

Tale rappresentazione è valida anche per i fasci gaussiani per distanze superiori al Rayleigh range dal beam waist.

3.4.3 Pulizia spaziale

Per migliorare la qualità spaziale abbiamo inserito lungo il percorso ottico dei filtri spaziali. Sfruttando l'ottica di Fourier è possibile eliminare le componenti spaziali ad alta frequenza ricorrendo ad un sistema telescopico e ad una fenditura.

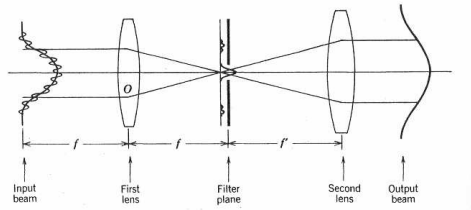


Figura 3.14: Come mostrato in figura, il rumore ad alta frequenza sovrapposto al segnale gaussiano viene focalizzato di meno da una lente, quindi con un'iride è possibile rimuoverlo dal segnale.

Ipotizziamo di avere un fascio gaussiano sovrapposto a del rumore, o a modi

di ordine superiore di intensità inferiore, a frequenza spaziale diversa da quella del fascio gaussiano. Tramite una lente è possibile scomporre tali frequenze sul piano focale della lente [17]. Su questo piano può essere posta una fenditura che fa passare le frequenze spaziali basse, tipicamente quelle del fascio gaussiano, e che elimina le alte frequenze, che disturbano il fascio. Ponendo una seconda lente alla distanza focale dal piano focale della prima lente si ricostruisce il fascio di partenza, pulito dalle frequenze spaziali più alte. Sperimentalmente è necessario porre molta attenzione al posizionamento dell'iride o della fenditura che realizza il filtro spaziale, che deve essere posta esattamente nel fuoco effettivo del sistema di lenti utilizzato per non deformare il fascio. Per mettere in pratica questo procedimento queste aperture sono state montate su strutture dotate di attuatori micrometrici per regolarne finemente la posizione.

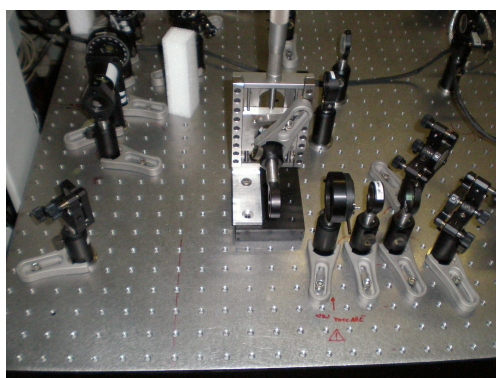


Figura 3.15: Immagine del filtro spaziale montato sul fascio di pompa

I primi filtri realizzati erano composti da due lenti da 300mm e da un'iride di diametro 0.4mm, posti sul fascio di pompa dell'OPG e dell'OPA. Una volta cambiato il laser di pompa questi filtri non sono più stati utilizzati, poiché la qualità del fascio in uscita dal laser Handy risulta migliore di quella del laser Orion e sono stati rimossi dal percorso ottico della pompa. Per migliorare ulteriormente la qualità della pompa dell'OPG, quindi quella del suo segnale, abbiamo montato un nuovo sistema di filtraggio spaziale, composto da una lente di focale 400mm seguita da una di focale 100mm, che riduce nel contempo la pompa a un quarto della sua dimensione di partenza, e un'iride del diametro di 0.25mm. Questa iride si è rivelata, però, troppo larga per ottenere un buon filtro spaziale, quindi abbiamo aggiunto una seconda iride subito dopo la prima, regolata a mano in modo da migliorare per quanto possibile la qualità spaziale della pompa, registrata dalla CCD. In futuro sarà necessario sostituire l'iride da 0.25 mm con una più stretta.

3.4.4 Simulazioni

Per avere una buona simulazione di tutti i punti del fascio di pompa lungo il suo cammino ottico ho utilizzato un simulatore di lenti, il programma *ZEMAX EE Optical Design Program*. Questo programma permette, una volta introdotti i parametri di partenza del laser (divergenza e waist), di calcolare punto per punto la propagazione del fascio, indicandone la dimensione e la divergenza. Nel simulatore sono integrate le caratteristiche di tutte le lenti utilizzate in laboratorio, ed è possibile inoltre modificare direttamente i parametri delle ottiche in modo da ottenere lenti non presenti nel suo database, come mi è effettivamente capitato di fare, o per rappresentare le condizioni iniziali del fascio. Da questo

programma è possibile estrarre sia uno schema di propagazione generale basato sull'ottica geometrica, sia i parametri del fascio (dimensione e divergenza) in tutti i punti di interesse, specialmente quelli in cui vengono poi montati i cristalli non-lineari.

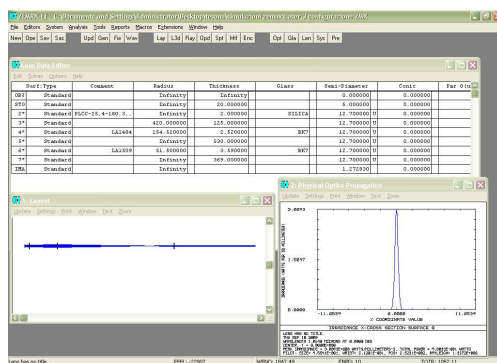


Figura 3.16: Schermata del programma di simulazione Zemax

3.5 L'OPG

L'OPG è il cuore del sistema laser che è stato realizzato. In esso avviene la generazione del segnale che poi servirà all'eccitazione del positronio e quindi ho studiato sperimentalmente in modo approfondito il suo comportamento e il fascio in uscita che è in grado di generare.

L'OPG che è stato realizzato è basato sul Quasi Phase Matching di un cristallo di PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate). Questo cristallo è stato scelto per la sua buona efficienza di conversione e per la capacità di tunare la lunghezza d'onda generata in modo fine tramite la temperatura del cristallo. I principi di funzionamento sono stati spiegati nel capitolo precedente. In questo capitolo tratterò le osservazioni sperimentali fatte e i metodi che hanno portato a questi risultati.

3.5.1 Il PPLN

Il PPLN che ho usato in questo lavoro è un *OPO 3* della Stratophase. I dati tecnici forniti dal produttore sono riportati nella tabella sottostante.

Spessore	0.5 ± 0.05 mm
Lunghezza	40 ± 0.5 mm
Larghezza	10 ± 0.5 mm
Periodicità	29.50, 29.75, 30.00, 30.25, 30.50, 30.75, 31.25, 31.7 μ m

Ogni canale, contenente una periodicità diversa, è separato dal successivo da uno strato largo 0.2 mm di materiale bulk. Il cristallo deve essere tenuto ad una temperatura costante, in quanto la lunghezza d'onda generata varia con la temperatura, come mostrato nella sezione 3.5.4. Ho quindi utilizzato un forno, acquistato assieme al cristallo, comandato tramite computer. Per scaldare e raffreddare il cristallo dalla temperatura ambientale a quella di lavoro (circa 180°C) e viceversa, bisogna utilizzare un aumento della temperatura limitato e

controllato dal calcolatore, per evitare di danneggiare il cristallo. Questo porta ad una attesa di circa 15 minuti affinché il cristallo raggiunga la temperatura di lavoro e, una volta terminato il lavoro giornaliero, un tempo pari per raffreddarlo a temperatura ambiente. La dimensione del canale, 0.5 mm, impone un vincolo sulla dimensione trasversale massima del fascio di pompa; se superata, il fascio in uscita assume forma rettangolare.

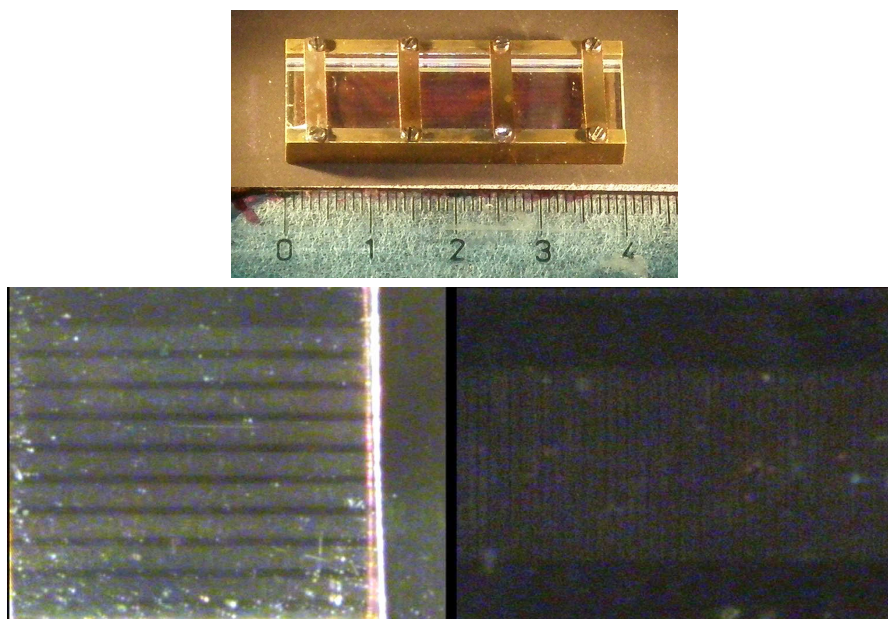


Figura 3.17: Immagine del cristallo PPLN e ingrandimenti successivi dei canali periodicamente invertiti.

Abbiamo testato due configurazioni diverse per la pompa in ingresso. La prima consisteva in una pompa larga, 1 mm di larghezza a metà altezza, limitata da un'iride posta immediatamente prima del PPLN con diametro 0.5 mm, misurati con un calibro. Questa configurazione permette di estrarre molta energia dal fascio di pompa, sfruttando completamente la dimensione del canale. Il fascio generato, però, ha una pessima qualità spaziale (figura 3.18), dovuta alle pareti del canale all'interno del PPLN.

Abbiamo optato, quindi, per una diversa configurazione della pompa, in modo che essa abbia un waist più piccolo di 0.5 mm, in modo da ottenere una migliore qualità spaziale. Per ottenere questo sono state utilizzate diverse lenti convergenti, finendo per sceglierne una da 300 mm di focale, ponendo il cristallo nel fuoco di tale lente. In questo modo ottengo nel cristallo una dimensione a metà altezza del fascio di 0.19 ± 0.01 mm. L'energia utilizzata, però, è inferiore: l'intensità di soglia, per non danneggiare il cristallo, è proporzionale al quadrato del waist della pompa, quindi un fascio con $1/5$ del waist avrà una energia, a pari intensità, di $1/25$ di quella ottenibile con una pompa più larga. Per questo motivo siamo ricorsi al successivo stadio di amplificazione.

La polarizzazione della pompa in ingresso al PPLN deve essere verticale; poiché la radiazione che esce dal sistema $\lambda/2$ - Brewster Plate ha polarizzazione orizzontale, è necessario posizionare una ulteriore lamina $\lambda/2$ prima di mandare la radiazione di pompa all'interno del PPLN. La pompa propaga in direzioni leggermente diverse per una polarizzazione orizzontale o verticale a causa del walk

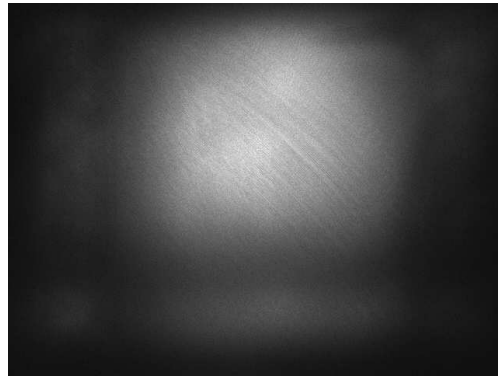


Figura 3.18: Immagine del fascio all'uscita del PPLN nella configurazione di pompa larga.

off, quindi non è una buona scelta, in caso di misure ad alta precisione, quella di misurare la pompa in assenza di generazione girando la polarizzazione. Una seconda controindicazione è dovuta al coating del cristallo, che risulta anch'esso sensibile alla polarizzazione. Analizziamo ora più in dettaglio il funzionamento del cristallo e i metodi utilizzati per la misura

3.5.2 Simulazioni

Per risolvere le equazioni riguardanti l'ottica non-lineare del capitolo precedente si è utilizzato un programma per simulare il comportamento dei cristalli in funzione dei parametri misurati. Il programma in questione è SLNO (SNLO nonlinear optics code available from A. V. Smith, Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM 87185-1423, reperibile all'indirizzo internet <http://www.sandia.gov/imrl/XWEB1128/xxtal.htm>).

Questo programma permette di calcolare molti dei parametri da utilizzare nella simulazione, come l'indice di rifrazione in funzione di lunghezza d'onda e temperatura, l'angolo di Phase Matching per la SHG e l'OPA, la velocità di gruppo e di fase all'interno del cristallo per i fasci ordinari e straordinari, nonché la generazione parametrica tramite Quasi Phase Matching e il guadagno dell'amplificazione parametrica e della SHG. I valori teorici presentati nei paragrafi successivi sono stati ottenuti tramite questo programma.

3.5.3 Allineamento

Il cristallo non-lineare necessita di un preciso allineamento a causa della dimensione ridotta, 0.5 mm, del canale di generazione parametrica. Una volta soddisfatta questa richiesta non c'è la necessità di un allineamento più preciso per trovare un angolo di matching, come nel caso della SHG e dell'OPA. Il forno contenente il PPLN è quindi stato montato su un supporto dotato di viti di allineamento, analoghe a quelle utilizzate per l'allineamento degli specchi, sulla base, in modo da regolare l'inclinazione del cristallo sull'asse longitudinale e trasverso al fascio laser di pompa (figura 3.20).

Il supporto è dotato di vite micrometrica per uno spostamento trasversale del cristallo, utile per scegliere il canale dove far passare la pompa. Una prima mi-

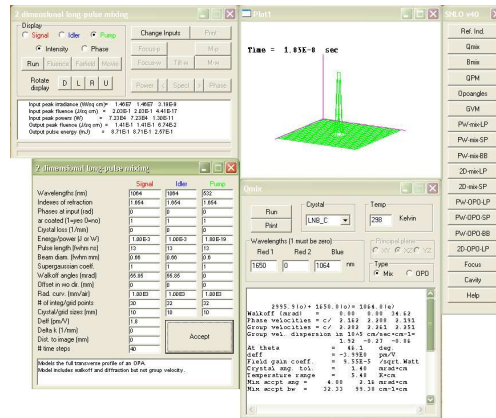


Figura 3.19: Immagine del programma di simulazione SLNO

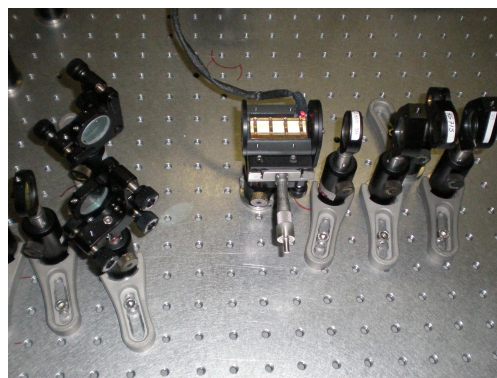


Figura 3.20: Immagine della configurazione sperimentale del forno contenente il PPLN e delle ottiche di allineamento, in ingresso, e filtraggio, in uscita.

sura di allineamento è stata fatta osservando il debole fascio a 1064 nm riflesso dalla superficie di ingresso. Operando sugli specchi di allineamento si è fatto sovrapporre, con buona approssimazione, il fascio in ingresso con quello riflesso. Una volta ridotto il waist della pompa al di sotto delle dimensioni del canale è stato possibile vedere gli effetti di un cattivo allineamento, in particolare esso fa riflettere la pompa sui bordi interni dei canali, generando una struttura a macchie verticali che peggiora l'efficienza e la qualità spaziale (figura 3.21). Nel caso di cattivo allineamento orizzontale, parte della pompa passa in una zona non periodicamente invertita posta tra i canali dell'OPG, producendo delle macchie laterali nell'immagine della pompa trasmessa dal PPLN, riducendo anche in questo caso la qualità spaziale e l'efficienza del segnale generato. Per correggere questo problema è sufficiente ruotare il cristallo per mezzo delle viti di allineamento fino ad ottenere un buon profilo, visibile tramite la CCD.

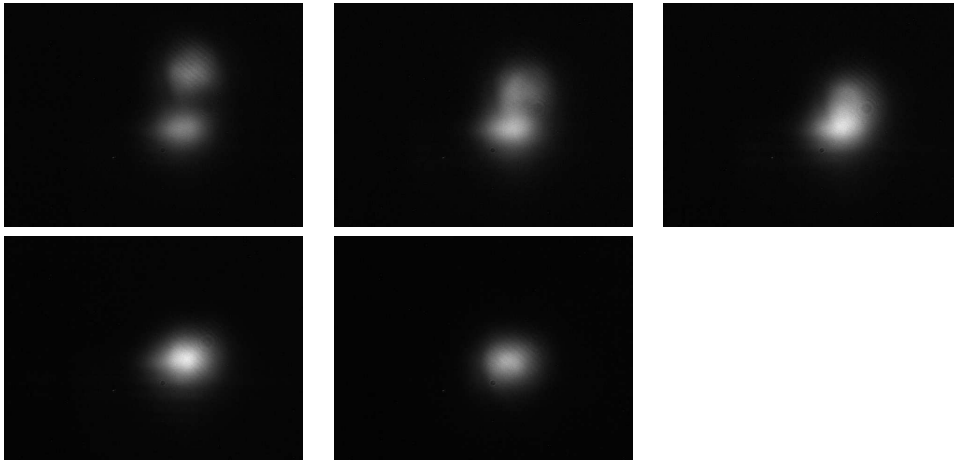


Figura 3.21: Nelle immagini in successione è possibile vedere una struttura nell'immagine che indica una riflessione all'interno del PPLN; che via via viene ridotta migliorando l'allineamento

3.5.4 Dipendenza dalla periodicità e dalla temperatura

La caratteristica principale del PPLN è che è possibile variare in modo facile e veloce la lunghezza d'onda generata. Per cambiare la lunghezza d'onda si può agire più grossolanamente sulla periodicità dei domini o più finemente sulla temperatura. Nel primo caso imposto una buona efficienza del quasi phase matching per un largo spettro di lunghezza d'onda a mia scelta, nel secondo modifico di poco l'indice di rifrazione, secondo le equazioni di Sellmeier, favorendo una lunghezza d'onda piuttosto che un'altra nella stessa condizione di periodicità del quasi phase matching. Ho preso dati sperimentali per creare il grafico 3.22 dove sono riportati i valori della lunghezza d'onda (e relativo spettro, considerando che il monocromatore è a bassa risoluzione) in funzione della temperatura e della periodicità del dominio e li ho confrontati con la simulazione effettuata con SLNO per i valori dichiarati dal costruttore di periodicità dei domini e alla temperatura scelta.

Per ottenere tale grafico ho impostato la temperatura tramite il programma di controllo del forno del PPLN e variato, tramite vite micrometrica, la posizione

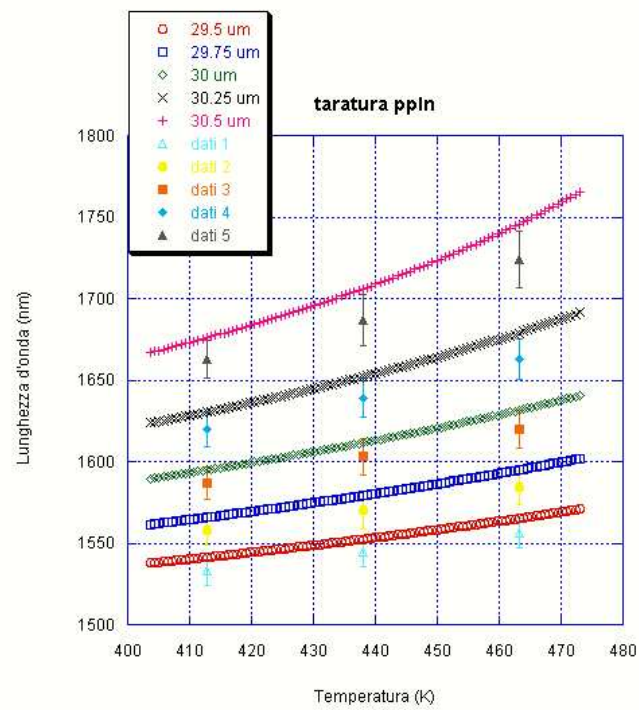


Figura 3.22: Andamento della lunghezza d'onda generata in funzione della periodicit  dei domini e della temperatura. I punti singoli corrispondono alle misure sperimentali, le linee continue alla previsione teorica per la periodicit  dichiarata.

del cristallo, centrando di volta in volta un canale diverso. Dopo aver verificato di raggiungere la massima efficienza a parità di energia di ingresso, che garantisce di occupare un solo canale data la dimensione del fascio di pompa, ho preso le misure tramite il monocromatore, rilevando i dati del massimo e della posizione spettrale del valore di energia a metà altezza rispetto al massimo registrato. Il grafico sperimentale segue l'andamento previsto dalla teoria, anche se la radiazione generata è leggermente spostata rispetto alla posizione dove la teoria prevedeva la generazione, probabilmente a causa dell'imperfezione con cui sono stati realizzati i domini, la cui periodicità non è esattamente quella riportata dai valori tabulati, e per l'errore inevitabilmente commesso sulla taratura del monocromatore, che porta ad un errore sistematico sulla lettura delle lunghezze d'onda.

Lo spettro generato dall'OPG è stato misurato successivamente con uno spettrometro ad alta risoluzione, descritto nella sezione 3.1.3. Si è così misurato uno spettro di 4.5 nm, con una risoluzione dello spettrometro di 0.3 nm.

3.5.5 Efficienza di conversione

Abbiamo misurato l'efficienza di generazione del segnale a circa 1650 nm sia nella configurazione con il waist della pompa largo sia quando l'ho ridotto. Per ottenere i grafici in figura 3.24-3.23 abbiamo allineato il sistema, massimizzando l'energia tramite la corretta posizione del fascio all'interno del PPLN e della giusta polarizzazione di pompa. Abbiamo quindi variato l'energia in ingresso tramite il sistema $\lambda/2$ -Brewster Plate e l'abbiamo misurata con l'energy meter.

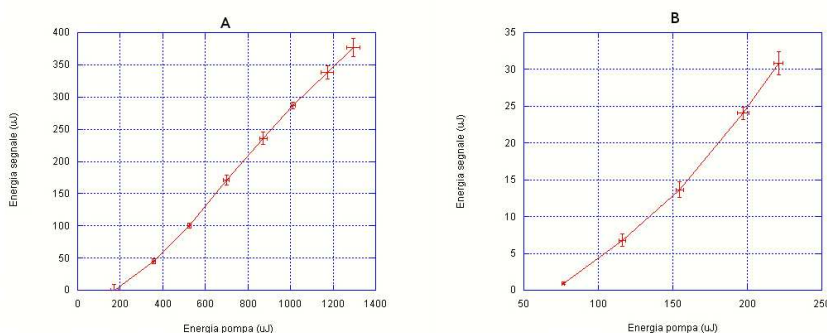


Figura 3.23: Grafici sperimentali dell'energia del fascio a 1650 nm in funzione dell'energia di pompa. Il grafico A è stato preso nella condizione di pompa con ampio waist, il grafico B per una pompa più stretta

In uscita dal PPLN è posto uno specchio interferenziale per il 1064 nm a 45° , separando così il fascio di pompa trasmesso dal cristallo con il fascio generato. Ho misurato sia il fascio riflesso, a 1064 nm, che quello trasmesso, composto sostanzialmente dal segnale e dall'idler, più una piccola componente, non rilevabile tramite l'energy meter, ma sufficiente ad essere vista a occhio nudo, di generazione di seconda armonica della pompa (di colore verde, a 532 nm) e di frequency mixing della pompa con il segnale e l'idler (visibile nella misura con lo spettrometro tramite viewing card ma ancora al di sotto della soglia di energia misurata dall'energy meter, a circa 650 nm per il mixing con il segnale e 780 nm per l'idler). Considerando che questi contributi di generazione al di fuori delle condizioni di phase matching e quasi phase matching danno un contributo energetico non rilevato dall'energy meter, il fascio trasmesso dallo specchio per

il 1064 nm ha una energia che viene distribuita sul segnale, a circa 1650 nm, e sull'idler, a circa 3000 nm. Quindi l'energia totale misurata è suddivisa sui due fasci in proporzione alle lunghezze d'onda: il segnale ha una frazione dell'energia totale pari a $1064/1650$, mentre l'idler ne ha una pari a $1064/3000$, poiché nel processo non-lineare vengono generati un pari numero di fotoni di segnale e idler. Tenuto conto di ciò ho fatto le misure che sono riportate nel grafico, mostrando che il sistema può avere una efficienza di conversione della pompa nel segnale fino al 30%.

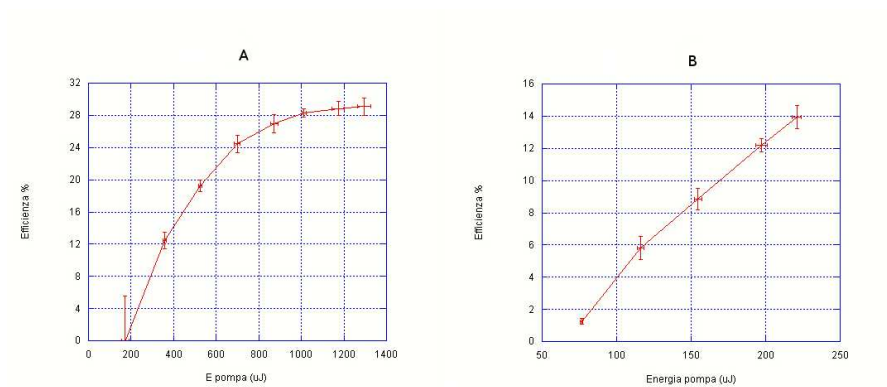


Figura 3.24: Grafici sperimentali dell'efficienza percentuale di generazione del fascio a 1650 nm. Il grafico A è stato preso nella condizione di pompa con ampio waist, il grafico B per una pompa più stretta

Il produttore del cristallo non ha fornito, assieme al cristallo, un valore di riferimento dell'intensità per la rottura del cristallo. Ho quindi provveduto a ricavarla sperimentalmente. La prova è stata fatta con la configurazione della pompa con waist largo. La prima prova è stata fatta con una energia totale di ingresso della pompa pari a 10 mJ, con una larghezza a metà altezza di 1 mm e iride stretta a 0.5 mm prima del PPLN, per una durata di 60 minuti, lungo il canale più esterno. Il cristallo è rimasto danneggiato. Una seconda prova è stata fatta a 5 mJ di ingresso sul settimo canale (e con una uscita di 0.38 ± 0.01 mJ di segnale e idler) per 80 minuti, al termine dei quali ho smontato il cristallo dal forno e l'ho analizzato al microscopio: non ho registrato alterazioni del cristallo. Ho provato a fare una terza prova per 210 minuti sullo stesso canale con la stessa energia, senza riportare alcun danno. Il valore di intensità di sicurezza della pompa in ingresso è, quindi, pari a circa il 10% dell'efficienza di conversione.

3.5.6 Qualità spaziale e divergenza del fascio in uscita

Le misure effettuate più di frequente sul fascio di uscita dal PPLN sono misure di dimensione e divergenza, effettuate sia tramite osservazione diretta dalla CCD, da cui è possibile estrarre la larghezza a metà altezza e la forma dell'impulso come descritto nella sezione 3.1.2, sia tramite il metodo del coltello, per verificare la lettura della CCD (un esempio di presa dati di questo tipo è riportato nella figura 3.10).

Poiché il successivo stadio di amplificazione richiede un fascio con divergenza minima e dimensione piccola, per massimizzare l'intensità, sono state provate diverse configurazioni di lenti in uscita dall'OPG. Ogni misura di allineamento ha richiesto qualche ora per ottenere un buon risultato. Posta la lente in una

posizione, scelta tramite una simulazione con il programma Zemax o con un calcolo delle matrici di trasferimento indicate nella sezione 3.4.2, si è provveduto a misurare la divergenza del fascio e la sua dimensione all'ingresso dello stadio di amplificazione. Poiché il fascio del segnale non è gaussiano, il fuoco della lente non si trova esattamente nel punto indicato dalla simulazione, né la sua dimensione corrisponde a quella prevista per un fascio gaussiano. È stato quindi necessario trovare per tentativi la posizione migliore, misurando di volta in volta dimensione e divergenza e provando diversi sistemi di lenti, da una singola lente a dei sistemi telescopici. Non è stato possibile riuscire ad avere una divergenza minore di 1 mrad nella posizione corrispondente a dove avviene l'amplificazione parametrica. Generalmente è stato possibile focalizzare il fascio fino a 0.3-0.4 mm di larghezza a metà altezza con una divergenza di pochi mrad. Una misura di riferimento, l'ultima effettuata prima di scrivere la tesi, ha le seguenti caratteristiche, misurate nel punto dove è posto il cristallo per la SHG e l'OPA:

Larghezza a metà altezza	0.36 ± 0.02 mm
Divergenza	3 ± 1 mrad

Abbiamo misurato la qualità spaziale del fascio in uscita dal PPLN, in particolare il fattore M^2 riportato anche per il laser. La qualità del segnale generato dipende dalla qualità spaziale del laser di pompa e dalla propagazione all'interno del cristallo. Prima di effettuare la misura si è provveduto a controllare l'allineamento del cristallo, in modo da minimizzare l'effetto di un cattivo allineamento sulla qualità spaziale. Le misure sono state fatte utilizzando il laser Handy YAG mandando una pompa stretta all'interno del canale del PPLN. Una prima misura è stata fatta osservando il fascio nel fuoco e oltre il Rayleigh range. Ho ottenuto un valore di 2.3 ± 0.2 . Successivamente si è misurato questo parametro tramite un fit della dimensione registrata sulla CCD nei pressi del fuoco di una lente con focale 300 mm trovando un valore compatibile con il precedente, 2.2 ± 0.2 . Questi valori, però, non rappresentano pienamente la qualità del fascio; a grande distanza dal PPLN esso rivela una struttura a macchie separate che non si vede nel near field (immagine 3.25). Per correggere questo problema sarà necessario in futuro migliorare ulteriormente il fascio di pompa ed eventualmente realizzare un filtro spaziale anche per il segnale in uscita dall'OPG.

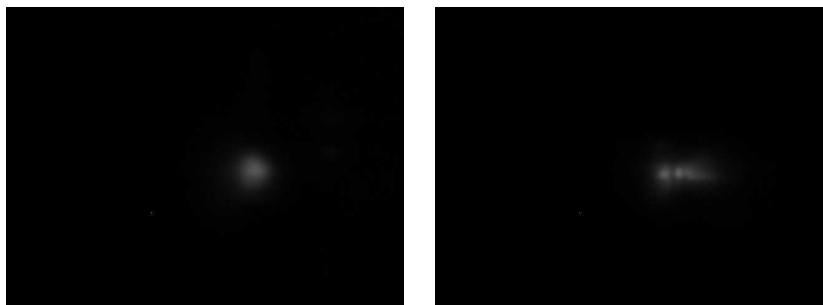


Figura 3.25: L'immagine di sinistra mostra il fascio della down conversion alla distanza di 5 cm dal PPLN, quella a destra, che mostra la sua struttura a macchie, è stata presa a 14 cm di distanza

Come per il laser, ho misurato anche per l'uscita dal PPLN la stabilità in funzione del tempo di funzionamento. Il fascio generato mantiene le stesse caratteristiche di stabilità della pompa (figura 3.26). Dopo circa 45 minuti il fascio è

diventato abbastanza stabile ed è stato possibile iniziare a prendere le misure. Anche in questo caso la variazione di energia tra gli impulsi si mantiene entro il 10% circa dell'energia media. Una fluttuazione più grande, invece, si è riscontrata nelle misure vicino alla soglia di rilevamento dello strumento.

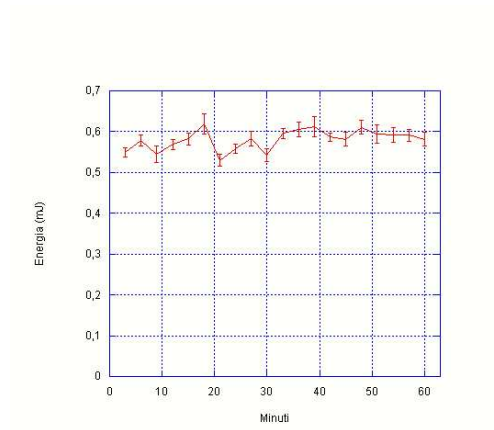


Figura 3.26: Grafico delle misure dell'energia della down conversion in funzione del tempo di funzionamento del sistema laser.

3.6 L'OPA

Poiché il segnale generato dall'OPG non è sufficientemente energetico per soddisfare le richieste del capitolo 1, è stato progettato un amplificatore parametrico ottico (OPA). L'obiettivo di questo procedimento è di ottenere una amplificazione del segnale per un fattore compreso tra 5 e 10. Il cristallo scelto per ottenere tale risultato è stato inizialmente un BBO ($\beta - BaB_2O_4$), successivamente si è scelto ancora il niobato di litio, in questo caso però bulk, con il giusto angolo di phase matching. Poiché questo secondo cristallo è pervenuto in ritardo non ho potuto effettuare misure dirette sull'amplificazione ottenuta sperimentalmente. Sono comunque state fatte tutta una serie di test all'apparato, utili per le future misure, sfruttando il BBO per la generazione di seconda armonica. Si è provato ad utilizzare il BBO per l'OPA, ma non si è riuscito ad ottenere alcuna amplificazione.

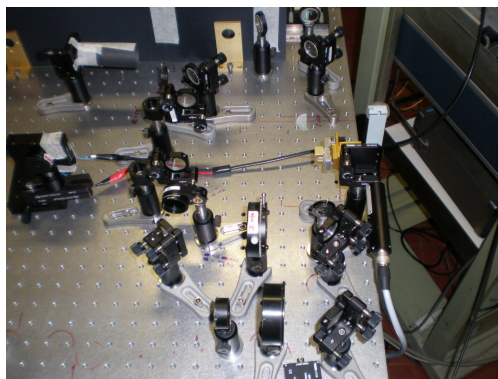


Figura 3.27: Immagine del sistema di montaggio e allineamento dell'OPA

3.6.1 Allineamento

Per prima cosa ho montato e allineato il sistema di specchi per la sovrapposizione del fascio di pompa con il segnale. L'allineamento è stato fatto prima utilizzando due iridi poste a grande distanza tra loro: ho allineato la down conversion e successivamente ho stretto le iridi in modo da far passare al loro interno il fascio. Successivamente ho tolto la down conversion e ho fatto passare la pompa, utilizzando gli specchi di allineamento per far passare il fascio attraverso le due iridi precedente preparate. Dopo questo primo allineamento grossolano ho utilizzato la CCD per un allineamento fine della sovrapposizione dei due fasci. Per fare ciò ho dovuto ridurre l'intensità del fascio di pompa e della down conversion, che hanno energie molto diverse, in particolare ho utilizzato dei filtri in riflessione prima (poiché quelli in assorbimento avrebbero avuto problemi di rottura con le intensità utilizzate per la pompa), di riflettività 96,7% e 91.9%, e successivamente dei filtri ad assorbimento, di densità ottica 2, montati su degli switch nel cammino ottico della pompa. Infine sulla CCD è montato un filtro di densità ottica 5. Così facendo ho registrato una intensità simile sulla CCD per una pompa di circa 20 mJ e un segnale di circa 50 μJ .

Abbiamo quindi misurato la dimensione del fascio di pompa e la sua divergenza nel punto dove verrà posizionato l'OPA, che risultano rispettivamente di 0.66 ± 0.01 mm e di 0.4 ± 0.1 mrad. La down conversion, invece, ha una larghezza a metà altezza di 0.36 ± 0.01 mm e una divergenza di 3 ± 1 mrad. È da

notare, però, che l'immagine sulla CCD, che nel punto di osservazione mostra un unico picco, dopo una decina di centimetri dalla posizione del cristallo mette in evidenza almeno due picchi. Dopo il cristallo sono stati posti degli specchi riflettenti per la pompa in modo da eliminarla dal successivo cammino ottico. Infine è stato posizionato un fotodiodo, debitamente schermato, per la misura dell'energia del segnale in uscita dal cristallo tramite un oscilloscopio.

3.6.2 Il BBO

Il BBO ha una forte birifrangenza uniassica e può essere facilmente utilizzato per generare la seconda armonica con un phase matching di tipo uno (pompa ordinaria e segnale generato straordinario). La sua soglia di rottura è di 1 GW/cm^2 , per cui è possibile utilizzare una pompa molto più intensa rispetto all'OPG. Le dimensioni del cristallo utilizzato in laboratorio sono $5 \times 5 \times 10 \text{ mm}$, con un angolo di phase matching di 22.9° . Il suo indice non lineare più grande [18] è $|d_{12}| = |d_{22}| = |d_{61}| = 2.2 \text{ pm/V}$, che per l'angolo utilizzato si riduce ad un $d_{eff} = 2.0 \text{ pm/V}$ (trovato con il simulatore SLNO). Una volta posizionato al giusto angolo di phase matching permette un'ottima conversione di SHG della pompa. Misurando la generazione di seconda armonica ottenuta e confrontandola con la previsione teorica è possibile prevedere qual'è l'effetto della qualità spaziale e dello spettro della pompa sull'amplificazione finale (sezione 3.6.4). Un secondo test effettuato è stato la taratura del motorino passo-passo utilizzato per trovare l'angolo di phase matching (spiegato meglio nella sezione seguente). Si è provato a misurare l'amplificazione del segnale da 1650 nm all'interno di questo cristallo, ma non si è registrato alcunché (figura 3.29). Possibili cause sono una cattiva qualità del segnale da amplificare o un angolo del cristallo che obbliga a considerare un elemento di d diverso, e quindi più piccolo, di quello considerato. Si è poi osservato il fenomeno del walk off tra la pompa e il segnale, prevista dalla teoria, simulata con SLNO e verificata sperimentalmente. (figura 3.28). Per minimizzare le perdite dovute a questo effetto si è decentrata la pompa in modo da massimizzare la lunghezza di interazione con la down conversion.



Figura 3.28: Immagini della sovrapposizione tra la pompa (più larga) e la down conversion (più stretta, il valore è dato dalla larghezza visualizzata moltiplicata per $\sqrt{2}$). A sinistra l'immagine rappresenta la condizione all'ingresso del BBO, a destra all'uscita.

3.6.3 Il motorino passo-passo

Il phase matching è molto sensibile all'angolo di ingresso della pompa e del segnale in funzione del suo asse principale. Per ottenere una buona amplificazione parametrica, o generazione di seconda armonica, è necessario trovare il giusto

angolo di phase matching con la precisione di almeno un decimo di mrad. Ho quindi montato il cristallo su un supporto dotato di viti di allineamento. La condizione di phase matching è molto più sensibile all'angolo che l'asse del cristallo ha con il piano verticale rispetto a quello con il piano orizzontale. Ho quindi scelto l'angolo sull'orizzontale manualmente, con le usuali viti di allineamento, osservando il riflesso della pompa dalla superficie di incidenza e, utilizzando questo riferimento, ho allineato il cristallo. Per scegliere il giusto angolo di phase matching con il piano verticale è stato invece necessario utilizzare un attuatore motorizzato, comandato dal computer. L'attuatore utilizzato è un ZST6 della Thorlabs, comandato tramite un T-cube stepper motor driver della stessa casa produttrice. Per regolare l'angolo, a due metri di distanza ho posizionato un laser di puntamento che si riflette su uno specchio montato sul supporto del cristallo e arriva su un righello posto al di sotto del laser di puntamento. In questo modo è stato possibile determinare lo spostamento angolare corrispondente all'avanzamento della vite di allineamento del supporto del cristallo.

Una seconda misura effettuata sull'attuatore è stata quella della sua velocità di avanzamento. Ho misurato il valore della velocità angolare di spostamento rispetto a quella di avanzamento o arretramento della vite di allineamento. Ho trovato un valore di 0.00027 mm/s per ottenere un avanzamento di 0.1 mrad/s dell'angolo del cristallo. Considerando che il laser ha un Q-Switch con frequenza 1 Hz, posso ottenere una misura ogni 0.1 mrad di avanzamento. Per implementare questo metodo è stato realizzato un programma in LabView per l'acquisizione automatica dei dati dall'oscilloscopio, da cui è possibile estrarre un grafico dell'energia in funzione dell'angolo di phase matching. Tramite questo procedimento è stato preso il grafico 3.29, che si ottiene mandando il segnale dell'OPG sul BBO insieme alla pompa precedentemente misurata.

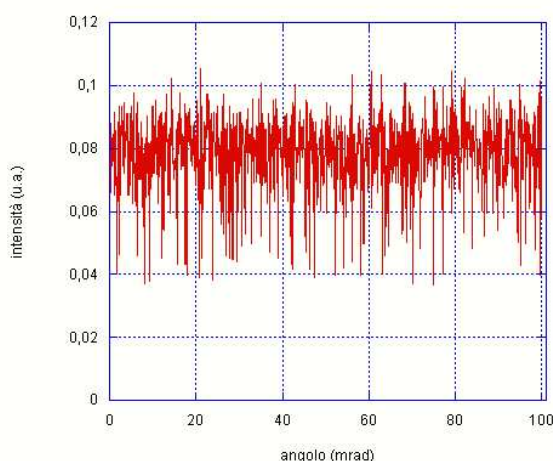


Figura 3.29: Grafico dell'intensità del segnale alla fine del BBO in funzione dell'angolo di phase matching. L'angolo di phase matching corrisponde al valore a metà del grafico, circa a 50 mrad dall'origine scelta. Come è possibile vedere non si è registrata una amplificazione.

3.6.4 La generazione di seconda armonica

Per misurare l'efficienza di generazione di seconda armonica devo misurare l'energia prodotta a 532 nm e confrontarla con la pompa a 1064 nm. Devo fare attenzione, però, a non misurare parte della pompa durante la misura della SHG, per non ottenere valori falsati. Per questo motivo ho utilizzato per primo uno specchio a 45° per eliminare la maggior parte della pompa, poi ho utilizzato uno specchio diecrico per separare la pompa dal segnale, infine ho misurato il fascio con l'energy meter. Ho misurato prima il fascio fuori dalla condizione di phase matching, per ottenere il fondo di radiazione di pompa che non sono riuscito ad escludere dalla misura, poi ho misurato il fascio nel punto dove il phase matching era migliore (cioè dove registravo più energia), trovando, per differenza, il valore dell'energia generata per SHG. Ottenuto questo valore l'ho confrontato con il valore simulato tramite SLNO per le condizioni di pompa misurate.

La prima misura è stata fatta utilizzando il laser Orion come pompa: con $500 \pm 10 \mu\text{J}$ di pompa ho ottenuto $19 \pm 2 \mu\text{J}$ di SHG contro una previsione di $36 \mu\text{J}$. L'efficienza risulta minore di quella prevista teoricamente a causa della cattiva qualità spaziale del laser Orion.

Nella seconda misura, cambiando il laser di pompa, ho utilizzato questi valori: con 2 mJ di pompa ho ottenuto $300 \pm 10 \mu\text{J}$ di segnale, contro una previsione di $308 \mu\text{J}$. Questo valore fa supporre di avere ottenuto un fascio di pompa sufficientemente buono dal punto di vista della qualità spaziale.

Un effetto che si è potuto osservare anche nel BBO è l'effetto di walk off della pompa, straordinaria, rispetto al fascio della down conversion, che è ordinario. Sarà quindi necessario prestare attenzione alla posizione relativa di pompa e segnale all'ingresso dell'OPA, per evitare che il fascio di pompa si sposti oltre il fascio della down conversion, riducendo la distanza del cristallo in cui si verifica l'amplificazione e riducendone quindi l'efficienza.

3.6.5 Il $LiNbO_3$

Il cristallo necessario per l'amplificazione della radiazione a 1650 nm è il niobato di litio ($LiNbO_3$). Questo cristallo, delle stesse dimensioni del BBO utilizzato precedentemente, ha un coefficiente non-lineare, accessibile tramite phase matching, che vale 3.6 pm/V e una soglia di danneggiamento dichiarata di 100 MW/cm^2 . Tramite una simulazione su SLNO ho trovato un angolo di phase matching di 46.1° , con un phase matching di tipo due (pompa straordinaria, segnale e idler ordinari). Utilizzando i dati finora raccolti è possibile prevedere, tramite una simulazione con SLNO, una amplificazione di un fattore 6 circa, quattro volte tanto rispetto alla simulazione con un cristallo BBO.

Conclusione

In questa tesi ho presentato il progetto e il lavoro sperimentale effettuato sull'apparato laser per l'eccitazione del positronio dal livello di Ridberg $n = 3$ ad un livello compreso tra il 20 e il 30.

L'apparato laser costruito è costituito da un primo stadio di generazione parametrica (Optical Parametric Generation, OPG). È stato progettato e realizzato in laboratorio e si basa sul *quasi phase matching* di un cristallo di PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate). In questo processo viene generato il segnale alla lunghezza d'onda richiesta, circa 1650 nm, ma con una energia non ancora sufficiente per raggiungere la saturazione della transizione da compiere. Per questo motivo l'OPG è seguito da un OPA (Optical Parametric Amplifier), che viene realizzato tramite il *phase matching* di un cristallo $\beta - BaB_2O_4$ (BBO) o un cristallo di Niobato di Litio ($LiNbO_3$). Sono state prese delle informazioni utili sul processo di phase matching tramite un processo di Second Harmonic Generation (SHG) della pompa nel BBO. Tramite queste misure è stato possibile preparare il sistema di pompa e di allineamento del cristallo, ottenendo informazioni sull'affidabilità del programma di simulazione e sulla qualità del processo dovuta ad una pompa non ideale.

Il lavoro sulla sorgente laser è consistito nel misurare le caratteristiche del laser di pompa e nell'adattarlo in dimensione, energia e qualità spaziale ai successivi processi di OPG-OPA.

Le misure sul primo laser hanno messo in evidenza che la sua qualità spaziale ed energia totale non sono sufficienti a raggiungere le richieste dell'esperimento, nonostante l'ottimizzazione effettuata alla cavità. Le caratteristiche del secondo laser, insieme all'ottimizzazione della posizione e dimensione dell'iride posta nella cavità, hanno permesso di trovare una configurazione del laser di pompa che si ritiene adatta ai successivi stadi di OPG-OPA. Nella realizzazione delle ottiche per il trasporto del fascio di pompa ai due cristalli non-lineari si è manipolato l'impulso in modo da adattarlo con precisione e stabilità alle caratteristiche del processo non-lineare dell'OPG e dell'OPA, ponendo cura alla ripartizione dell'energia sui due cristalli e alla dimensione e qualità spaziale dei fasci.

Il lavoro fatto sull'OPG è consistito nello studiare il comportamento del PPLN in funzione del laser di pompa. È stato adattato il fascio in ingresso in modo da ottimizzare le prestazioni del cristallo. Si è studiato l'uscita dell'OPG in qualità spaziale, dimensione e durata dell'impulso, energia, lunghezza d'onda generata e spettro. Tramite un monocromatore si è verificata sperimentalmente la possibilità di coprire tutte le lunghezze d'onda richieste in funzione della scelta della temperatura del cristallo e della periodicità dei suoi domini e si è trovato il punto di lavoro ottimale. Si è misurata l'efficienza di generazione del cristallo in funzione delle caratteristiche del fascio di pompa in ingresso, trovando nel

contempo una soglia di intensità del fascio in ingresso che non danneggi il cristallo. Si è poi ottimizzato il fascio in uscita dall'OPG in energia, forma e qualità spaziale per massimizzare il rendimento del successivo stadio di amplificazione parametrica. Queste ottimizzazioni hanno richiesto l'uso di diversi strumenti di misura, tra cui uno spettrometro, realizzato in laboratorio, un fotodiodo collegato ad un oscilloscopio, per una acquisizione automatica e più veloce dei dati tramite una presa dati da computer dei dati osservati sull'oscilloscopio, e una CCD utilizzata al di fuori delle sue usuali condizioni di lavoro, a causa della lunghezza d'onda della radiazione da osservare.

Infine si è lavorato sull'OPA, anche se attualmente il lavoro su di esso non è ancora giunto alla conclusione sperata. Dopo un lungo lavoro di ottimizzazione si pensa di essere arrivati a realizzare un impulso di pompa sufficientemente energetico e con la giusta qualità spaziale per l'amplificazione, come confermato da analoghe misure di SHG sul cristallo BBO. Sul difficile problema dell'allineamento del segnale della down conversion, proveniente dall'OPG, con l'impulso di pompa all'interno del cristallo per l'OPA si è convinti di aver trovato le giuste operazioni di allineamento e fatto le dovute scelte per ottimizzare l'efficienza del processo non-lineare. È stata lungamente testata l'amplificazione attraverso il cristallo BBO a disposizione del laboratorio, senza però aver avuto un'effettiva amplificazione del segnale in ingresso. Ci si è posti diversi interrogativi sulle cause di questo malfunzionamento, tra cui la forma e la qualità spaziale della pompa o del segnale, il tipo di cristallo utilizzato, l'allineamento del sistema e le condizioni di phase matching richieste dal sistema. Non è ancora stata individuata con certezza la causa del malfunzionamento, per questo motivo è stato ipotizzato di utilizzare un cristallo di $LiNbO_3$ per testare il sistema con un nuovo tipo di cristallo, nominalmente più efficiente del BBO per le lunghezze d'onda d'interesse e con una diversa posizione dei coefficienti non-lineari all'interno del tensore di non-linearità d rispetto al primo cristallo.

In conclusione il lavoro sull'OPG è risultato soddisfacente poiché si sono acquisite quasi tutte le caratteristiche e il know how su come migliorare ulteriormente le operazioni sull'OPG, come ad esempio migliorare ulteriormente la qualità spaziale della pompa o applicare un filtraggio spaziale anche dell'impulso in uscita. Per quanto riguarda l'OPA si è sicuri di essere molto vicini alla soluzione del problema.

Bibliografia

- [1] A. Kellerbauer et al., *Proposed antimatter gravity measurement with an antihydrogen beam*. Nucl.Instr. and Meth. B Vol. 266 No. 3 (2008) pag. 351
- [2] F. Castelli, I. Boscolo, S. Cialdi, M.G. Giammarchi, F. Villa, D.Comparat, *Efficient positronium laser excitation for antihydrogen production in a magnetic trap*, Preprint.
- [3] T F Gallagher, *Rydberg atoms*, Rep. Prog. Phys. 51 (1988) pag. 143
- [4] <http://doc.cern.ch/archive/electronic/cern/preprints/spsc/public/spsc-2007-017.pdf>
- [5] M.K. Oberthaler, S. Bernet, E. M. Rasel, J. Schmiedmayer, A. Zeilinger, *Inertial sensing with classical atomic beams*, Phys. Rev. A 54, pag. 3165 (1996)
- [6] E. A. Hessels, D. M. Homan, M. J. Cavagnero, *Two-stage Rydberg charge exchange: An efficient method for production of antihydrogen*, Phys. Rev. A 57, pag. 1668 (1998); A. Speck, C. H. Storry, E. A. Hessels, G. Gabrielse, *Laser-controlled production of Rydberg positronium via charge exchange collisions*, Phys. Lett. B 597, pag. 257 (2004)
- [7] K. P. Ziock, R. H. Howell, F. Magnotta, R. A. Faylor, K. M. Jones, *First observation of resonant excitation of high- n states in positronium*, Phys. Rev. Lett. 64, pag. 2366 (1990)
- [8] A. Rich, *Recent experimental advances in positronium research*, Rev. Mod. Phys. 53, pag. 127 (1981)
- [9] S. M. Curry, *Combined Zeeman and Motional Stark Effects in the First Excited State of Positronium*, Phys. Rev. A 7, pag. 447 (1973); C. D. Dermer, J. C. Weisheit, *Perturbative analysis of simultaneous Stark and Zeeman effects on $n=1 \rightarrow n=2$ radiative transitions in positronium*, Phys. Rev. A 40, pag. 5526 (1989)
- [10] B. W. Shore, *The theory of coherent atomic excitation*, John Wiley & Sons (1990); P. Meystre, M. Sargent, *Elements of Quantum Optics*, 3^o ed., Springer Verlag (2005)
- [11] Orazio Svelto, *Principles of Lasers*, 4^o ed, Kluwer Academic/Plenum Publisher
- [12] Anthony E. Siegman, *Lasers*, University Science Book Sausalito, California
- [13] Ralf Menzel, *Photonics. Linear and Nonlinear interactions of Laser Light and Matter*, Springer

-
- [14] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, R. L. Byer, *Quasi-Phase Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances*, IEEE J. Quantum Electron. Vol 28, No. 11 (1992) pag. 2631
- [15] Thomas F. Jhonston, Jr., *Beam propagation (M^2) measurement made as easy as it gets; the four-cuts method*, App. Opt. Vol.37, No. 21 (1998) pag. 4840
- [16] Yoshihiro Takagi, Tohru Kobayashi, Keitaro Yoshihara, *Multiple- and single-shot autocorrelator based on two-photon conductivity in semiconductors*, Opt. Lett. Vol. 17, No. 9 (1992) pag. 658
- [17] Miles V. Klein, Thomas E. Furtak, *Optics. 2^o ed.*, John Wiley & Sons
- [18] R. C. Eckardt et al., *Absolute and relative nonlinear optical coefficients of KDP, KD*P, BaB₂O₄, LiIO₃, MgO : LiNbO₃, and KTP measured by phase-matched second-harmonic generation*, IEEE J. Quantum Electron. Vol. 26, No.5 (1990) pag. 922

Ringraziamenti

Senza l'aiuto e i consigli di tante persone non sarei potuto arrivare dove sono ora. Vorrei quindi ringraziarle di cuore per il sostegno e le attenzioni che mi hanno dedicato.

Per prima cosa vorrei ringraziare i miei professori, che mi hanno introdotto al mondo meraviglioso della ricerca scientifica. In particolare ringrazio il dott. Simone Cialdi, con cui ho lavorato fianco a fianco dalla tesi triennale ai laboratori didattici e al lungo periodo di tesi; in particolare lo ringrazio per il tempo che mi ha dedicato, e la pazienza con cui mi ha sopportato, in questi ultimi mesi nonostante i suoi importanti impegni. Ringrazio i professori Ilario Boscolo e Fabrizio Castelli per l'aiuto nella stesura della tesi, oltre che per le discussioni fatte in ufficio come in mensa sia sul progetto AEGIS sia su tante altre cose. Ringrazio anche il tecnico di laboratorio, Daniele Cipriani, il professor Marco Giammarchi e tutti gli altri che in questo momento potrei aver dimenticato (a causa della grande fatica e stanchezza di cui il lavoro di tesi mi ha gravato).

Ringrazio i miei genitori per aver creduto in me e avermi dato la possibilità di proseguire gli studi nonostante tutti i possibili problemi della vita, spero di poter ripagare la loro fiducia un giorno. Ringrazio mio fratello Andrea (questa volta non ho scritto i ringraziamenti all'ultimo minuto sbagliandoli a scrivere ... li ho fatti al penultimo...) e tutti i miei amici che mi hanno incoraggiato e sostenuto. Infine ringrazio l'Artefice del mondo per aver fatto un mondo così bello e per avermi fatto scoprire tale bellezza anche grazie al suo studio scientifico.

GRAZIE