



*Università degli studi di Palermo*

FACOLTA' DI INGEGNERIA

Dipartimento di Ingegneria Elettrica, Elettronica e delle Telecomunicazioni

XXII Ciclo del dottorato in Ingegneria Elettronica e delle Telecomunicazioni

**Componenti non lineari in ottica integrata: nuovi  
spunti per l'elaborazione tutto-ottica dei segnali**

*Elena D'Asaro*

**Coordinatore del Corso di Dottorato**

Prof. Stefano Riva Sanseverino

**Tutor**

Prof. Stefano Riva Sanseverino

**SSD: ING-INF/01**

## Ringraziamenti

A conclusione del mio lavoro di tesi, desidero ringraziare tutte le persone che mi hanno sostenuto durante lo svolgimento del mio percorso di dottorato.

Ringrazio il Prof. Stefano Riva Sanseverino che mi ha dato la possibilità di entrare a conoscenza del mondo della ricerca, in particolare, nel campo dell'ottica non lineare, dandomi la possibilità di frequentare il CRES, a cui sono molto legata affettivamente. Esprimo la mia grande riconoscenza per il Prof. Gaetano Assanto, da cui ho imparato molto grazie alla sua grande conoscenza scientifica, e che mi ha consentito di proseguire il mio percorso a Roma presso il NooEL (*Nonlinear Optics and OptoElectronics Lab*).

Inoltre, voglio ricordare che è stata per me di grande importanza la presenza del Prof. Alessandro Busacca, che per tutta la durata del PhD, e non solo, con competenza, chiarezza e disponibilità, mi ha sempre fornito un valido aiuto.

Un ringraziamento al Dr. Salvatore Stivala e al Dr. Alessia Pasquazi per le meticolose spiegazioni che mi hanno dato riguardo il funzionamento della sorgente pulsata e per le successive collaborazioni.

Sinceri ringraziamenti vanno a tutti i componenti del gruppo del NooEL, il Dr. Alessandro Alberucci, Dr. Armando Piccardi, Dr. Vito Sorianello e Raouf Barboza, con cui ho instaurato un bellissimo rapporto di amicizia, sempre disponibili e prodighi di buoni consigli e Jisha Chandroth Pannian e Usman Sapaev che hanno collaborato con il

nostro Laboratorio. Infine, auspico per Beatrice, inserita da poco inserita nel gruppo, che raggiunga eccellenti risultati.

Ringrazio, inoltre, tutti i miei amici che mi sono sempre stati vicino.

Infine, un enorme ringraziamento va ai miei genitori, che mi hanno sempre sostenuto e non hanno mai smesso di credere in me aiutandomi a raggiungere questo traguardo, a mia sorella, mia grande amica e mio cognato Giuseppe che nei momenti di sconforto sono stati per me di grande aiuto.

# Indice

<b>Introduzione</b> .....	5
<b>Lista delle figure</b> .....	9
<b>1 Ottica non lineare</b> .....	12
1.1 Introduzione all'ottica non lineare .....	12
1.2 La duplicazione di frequenza .....	13
1.3 La suscettività ottica non lineare del secondo ordine .....	14
1.3.1 Formulazione elettromagnetica .....	16
1.4 Seconda armonica e desincronismo di fase .....	18
1.5 Il Quasi Phase-Matching (QPM) .....	21
1.5.1 Efficienza di conversione .....	24
1.5.2 Effetti del duty cycle sull'efficienza di conversione .....	25
1.5.3 Ampiezza di banda .....	26
1.6 Configurazioni di QPM .....	26
1.7 La generazione di seconda armonica retropropagante .....	28
1.8 Il Poling periodico superficiale .....	31
1.8.1 Inversione dei domini tramite poling elettrico .....	31
1.9 Non linearità di tipo "random" .....	33
1.10 Non linearità del terzo ordine .....	34
1.11 Solitoni spaziali .....	36

---

<b>2</b>	<b>Sorgente Ottica Integrata nell'ultravioletto</b> .....	38
2.1	Introduzione .....	38
2.2	Proprietà del materiale .....	38
2.3	Realizzazione del dispositivo .....	39
2.4	Caratterizzazione non lineare del dispositivo .....	41
2.5	Conclusioni .....	45
<b>3</b>	<b>Autofocalizzazione di fasci ottici tramite random</b>	
	<b>Quasi-Phase-Matching</b> .....	46
3.1	Introduzione .....	46
3.2	Fabbricazione del campione e setup sperimentale .....	47
3.3	Autofocalizzazione del fascio .....	50
3.4	Conclusioni .....	51
<b>4</b>	<b>Autoconfinamento della luce in mezzi Kerr</b> .....	53
4.1	Introduzione .....	53
4.2	Proprietà del materiale e setup sperimentale .....	54
4.3	Il modello .....	55
4.4	Autoconfinamento dei fasci e interazione .....	56
4.5	Conclusioni .....	60
<b>5</b>	<b>Conclusioni</b> .....	62
<b>A</b>	<b>Pubblicazioni</b> .....	64
	<b>Bibliografia</b> .....	67

## Introduzione

Obiettivo di questo lavoro di tesi è stato quello di approfondire gli aspetti tecnologico-applicativi dell'ottica non lineare, con particolare riferimento alle non linearità del secondo e del terzo ordine. Per ciò che riguarda i processi quadratici, sono state studiate e analizzate le interazioni parametriche per la generazione della seconda armonica in avanti (F-SHG) e indietro (B-SHG) in cristalli ferroelettrici quali il niobato di litio (LN) e il tantalato di litio (LT).

Attenzione è stata rivolta allo studio dei solitoni ottici spaziali, fasci auto-confinati di sezione trasversale spaziale finita i quali, durante la propagazione, non divergono per diffrazione ma sono "autoconfinati". Una classe di solitoni analizzati è quella dei solitoni quadratici dovuti a processi parametrici nei mezzi noncentrosimmetrici; un'altra classe riguarda il confinamento in mezzi del terzo ordine di tipo *Kerr*.

Una parte di questo lavoro di tesi ha riguardato la realizzazione di una sorgente ottica nel campo dell'ultravioletto (UV).

Con lo sviluppo della tecnologia ottica moderna si è reso necessario disporre di sorgenti laser compatte, accordabili fra il blu e l'ultravioletto, da utilizzare in svariati campi: dalle applicazioni industriali quali l'ispezione di wafer, al *data-storage* di memorizzazione, al *processing* e al *patterning* di celle solari o di *packaging*; all'analisi non invasiva nell'ambito dei beni culturali; alla caratterizzazione strutturale e morfologica in ambito biomedico, per la cura di dermatiti e in oculistica. La conversione di frequenza ottica basata sull'impiego di materiali ottici non lineari svolge

un ruolo chiave nella realizzazione di queste sorgenti, rendendo questo tema di ricerca particolarmente attuale.

In questo scenario hanno ricevuto un forte impulso gli studi incentrati sulle tecniche di *Quasi-Phase-Matching* (QPM) mediante l'inversione periodica dei domini ferroelettrici ("*poling*"). Si tratta di processi che permettono il sincronismo di fase nell'interazione delle onde alle diverse frequenze coinvolte. La tecnologia del *poling* periodico è ancora oggi la migliore candidata per generare in maniera efficiente le lunghezze d'onda non coperte dall'emissione dei semiconduttori attraverso processi parametrici, garantendo robustezza e compattezza. I progressi nelle tecniche litografiche e nei materiali hanno permesso di ottenere periodi di *poling* sempre inferiori, tali da permettere la realizzazione di duplicatori di frequenza dall'IR al visibile e all'UV.

L'elevato controllo tecnologico dei domini su una scala ridotta e profondità di decine di micron, e la fabbricazione di guide d'onda compatibili con i domini, hanno permesso di generare seconda armonica in cristalli a stato solido nella regione spettrale dell'UV alla lunghezza d'onda record di 365.4 nm, con un'ottima efficienza di conversione.

L'attività sperimentale sulla fabbricazione dei dispositivi è stata da me svolta nel Laboratorio di Optoelettronica del CRES (Centro per la Ricerca Elettronica in Sicilia) di Monreale (PA). I diversi passi tecnologici verso la realizzazione della maschera periodica isolante necessaria a modulare il campo elettrico applicato durante il processo di *poling* sono stati eseguiti in camera bianca. Per effettuare il *poling* sono stati applicati campi elettrici superiori al valore di campo coercitivo del cristallo ( $21 \text{ kV/mm}$ ) e, con un opportuno controllo della corrente, si è ottenuto *poling* superficiale ottimale con profondità di decine di micron. Per i dispositivi è stata scelta la configurazione guidante, preferibile quando occorre mantenere intensità luminose elevate per evidenziare effetti ottici non-lineari. La tecnica utilizzata per realizzare le guide d'onda è quella dello scambio protonico. Quest'ultimo rappresenta, probabilmente, il metodo più adatto alla preparazione di guide ottiche a basse perdite in LN e in LT, con ottime caratteristiche lineari e non.

Compattezza ed efficienza delle sorgenti sono state conseguite, dunque, con soluzioni integrate, combinando lo scambio protonico e la tecnica del *poling* periodico superficiale.

I materiali ferroelettrici utilizzati sono stati il niobato di litio e il tantalato di litio, cristalli tra i più studiati in fotonica per via delle interessanti proprietà dielettriche: buon coefficiente elettro-ottico, buon coefficiente non-lineare quadratico, elevata banda di trasparenza (nel LN da 330 a 5000nm circa, nel LT da 280 a 5000nm), etc. Inoltre si sono rivelati i mezzi più indicati per la realizzazione di reticoli a polarizzazione periodica, con i quali avere il quasi accordo di fase per la generazione di seconda armonica collineare mediante il coefficiente  $d_{33}$  del tensore quadratico, il valore più alto in LN e in LT.

L'inversione dei domini ferroelettrici è ottenuta mediante una tensione applicata lungo l'asse cristallino  $z$ . Tuttavia, l'enucleazione dei domini può presentare una distribuzione casuale o "random", particolarmente se il periodo è piccolo, dando luogo a una distribuzione bidimensionale (2D) disordinata del *mark-to-space* ratio (MTSR) sovrapposta alla periodicità QPM prescelta (tramite la geometria degli elettrodi). Il MTSR che si ottiene, dunque, ha spesso una distribuzione non-uniforme e stocastica, a causa del carattere aleatorio della nucleazione. Recentemente, lo studio sulla conversione parametrica in mezzi quadratici ove è presente un effetto  $\chi^{(2)}$  random ha suscitato particolare interesse, anche con riferimento alla risposta a larga banda. A tal proposito, lo studio della configurazione con pompa e seconda armonica non collineari ha consentito di evidenziare il fenomeno del QPM random (rQPM), che permette la generazione di lunghezze d'onda a larghissima banda con buona efficienza e la realizzazione di sorgenti accordabili per possibili applicazioni nelle telecomunicazioni, nella sicurezza e nella spettroscopia.

Dallo studio della SHG lontano dalla risonanza QPM, utilizzando eccitazioni alla frequenza fondamentale (FF) comprese tra 900 e 990nm e fasci d'ingresso di bassa potenza e profilo gaussiano, grazie alla componente casuale nella distribuzione dei domini nel reticolo QPM è stata osservata SHG con un andamento *random* nel campo lontano e distribuzione sensibile alla lunghezza d'onda a FF. Studiando la SHG in regime impulsato ad alte potenze di picco è stato evidenziato il ruolo del *cascading* quadratico nell'effetto di auto focalizzazione indotta sia a FF che a SH. Aumentando la potenza di picco della FF, in uscita dalla guida è stato osservato "self focusing" e la generazione di un fascio solitonico a due colori.

Relativamente ai mezzi cubici è stata esaminata l'interazione coerente tra solitoni ottici spaziali in un vetro agli ossidi di metalli pesanti del sistema ternario ( $\text{Nb}_2\text{O}_5\text{-GeO}_2\text{-PbO}$ ), caratterizzato da una risposta di tipo *Kerr* ultraveloce (10 volte maggiore rispetto alla silice) e con assorbimento multifotone. Controllando la fase relativa tra i fasci iniettati sono state ottenute attrazione, repulsione e scambio di energia, dimostrando per la prima volta l'interazione coerente di due solitoni spaziali bidimensionali (2D) stabili in un mezzo di tipo *Kerr* nella prima finestra per le comunicazioni in fibra.

L'ultimo argomento di ricerca affrontato, non ancora ultimato e per questo motivo non presente in questa tesi, ha riguardato lo studio del processo di Backward-SHG, in cui il fascio a frequenza fondamentale (FF) e quello generato a seconda armonica (SH) si propagano in direzioni opposte. Gli esperimenti sono stati condotti in un campione di LN *bulk* microstrutturato e in un ampio intervallo di lunghezze d'onda, evidenziando i picchi di risonanza che corrispondono a vari ordini di QPM, in accordo con la teoria. Ulteriori misure e un approfondito studio teorico sono necessari per garantire maggiore attendibilità dei risultati.

Gli esperimenti riguardanti lo studio della propagazione dei fasci solitonici (in vetro, in random QPM) e quelli su BSHG sono stati condotti presso il NooEL (*Nonlinear Optics and OptoElectronics Lab* presso l'Università Roma Tre) utilizzando come sorgente un amplificatore/oscillatore parametrico ottico (OPA/OPO), pompato da un treno di impulsi e da singoli impulsi amplificati e raddoppiati in frequenza provenienti da un laser Nd:YAG a  $1.064\mu\text{m}$  che genera impulsi della durata di  $25\text{ps}$  a frequenza di ripetizione di  $10\text{Hz}$  e con energie di picco pari a  $50\text{mJ}$ . L'OPA/OPO è accordabile nell'intervallo di lunghezze d'onda  $0.72\div 2.1\mu\text{m}$ , produce impulsi con una larghezza di riga inferiore a  $2\text{cm}^{-1}$  e potenze di picco molto elevate ( $>100\text{MW}$ ).

## Lista delle figure

1.1	Schema di SHG .....	13
1.2	Generazione di seconda armonica in un materiale con diverse condizioni di phase matching. Curva (a): la condizione di phase matching è verificata ( $\Delta k = 0$ ). Curva (b): condizione di quasi phase matching. Curva (c): la condizione di phase matching non è verificata ( $\Delta k \neq 0$ ) .....	20
1.3	Configurazioni di SHG basate sul QPM: (a) configurazione copro pagante; (b) configurazione retro propagante; (c) e (d) configurazione contro propagante .....	26
1.4	Schema delle fasi di poling: nucleazione (a), propagazione delle punte (b), tip termination (c), unione rapida dei domini (d), espansione laterale (e), stabilizzazione (f) .....	32
2.1	Immagine al microscopio elettronico a scansione (SEM) di un campione di LT (in seguito all'attacco chimico in acido fluoridrico) con struttura periodica con domini di dimensione un micron, che mostra la profondità dei domini ottenuti tramite poling .....	40
2.2	Immagine al microscopio elettronico a scansione (SEM) che mostra un dettaglio di un campione di LT con guida a canale sovrapposta alla struttura reticolare .....	41
2.3	Schema del banco sperimentale .....	42

2.4	Spot in uscita: a) della FF e b) della seconda armonica (in (b) è presente radiazione da diffrazione di spigolo) .....	42
2.5	Curva di risonanza della seconda armonica generata in funzione della lunghezza d'onda immessa .....	43
2.6	Dipendenza della potenza a seconda armonica dalla potenza FF, alla lunghezza d'onda FF di massima efficienza (730.740 nm) .....	44
3.1	Immagine al SEM dei domini invertiti sul campione di LT .....	48
3.2	Setup sperimentale .....	48
3.3	(a) Profilo del fascio a FF alla faccia d'ingresso del campione e (b) profilo del corrispondente fascio in uscita. I profili (a bassa potenza) sono stati acquisiti con telecamera CCD .....	49
3.4	Profilo del fascio d'uscita (a) a frequenza fondamentale e (b) a SH al variare della potenza d'ingresso alla FF .....	50
3.5	Andamento del waist del fascio a FF al variare della potenza in ingresso alla lunghezza d'onda di (a) 991nm e (b) 985nm .....	51
4.1	Andamento della trasmissione (a) e dell'indice di rifrazione (b) del vetro HMO in funzione della lunghezza d'onda .....	54
4.2	Setup sperimentale .....	55
4.3	Propagazione non lineare del fascio in un campione di HMO della lunghezza di 5.75mm: profilo in ingresso (immagine a sinistra) e profili in uscita per potenza di picco iniziale $P < P_{CR}$ (diffrazione lineare a 0.1 $\mu$ J), $\approx P_{CR}$ (auto-confinamento a 3.2 $\mu$ J) e $P > P_{CR}$ (riformazione del fascio a 4 $\mu$ J) .....	56
4.4	Curva di trasmissione del vetro HMO al variare dell'energia/impulso in ingresso per un singolo fascio. I simboli corrispondono ai dati sperimentali e la curva alla simulazione .....	57
4.5	Attrazione di due solitoni spaziali con energia pari a 3.2 $\mu$ J/impulso e distanza iniziale di 40 $\mu$ m. Profili dei fasci singoli in uscita (in alto) e dei solitoni interagenti (in basso), acquisiti con telecamera CCD (a) e simulati (b); (c) profili corrispondenti misurati e simulati lungo la direzione x; (d) simulazione della propagazione dei due solitoni lungo	

	il piano $xz$ ; (e) simulazione di due fasci in fase auto-confinati con distanza iniziale di $70\mu\text{m}$ , eccitazione di $3.2\mu\text{J}$ e propagazione maggiore di $5\text{cm}$ : la fusione dei fasci porta alla generazione di un singolo fascio auto-confinato senza formazione di lobi laterali .....	58
4.6	Repulsione di due solitoni spaziali con energia pari a $3.2\mu\text{J}/\text{impulso}$ con distanza iniziale di $40\mu\text{m}$ . Pofili dei fasci in uscita singoli (in alto) e dei solitoni interagenti (in basso), acquisiti con telecamera CCD (a) e simulati (b); (c) profili corrispondenti misurati e simulati lungo la direzione $x$ ; (d) simulazione della propagazione dei due solitoni nel piano $xz$ .....	59
4.7	Curva di trasmissione del vetro HMO al variare dell'energia/impulso in ingresso per due identici fasci interagenti con fase relativa $\phi = 0$ (curva verde) e $\phi = \pi$ (curva rossa). I simboli corrispondono ai dati sperimentali e le curve alle simulazioni .....	59
4.8	Scambio di energia tra due solitoni spaziali con energia pari a $3.2\mu\text{J}/\text{impulso}$ con una distanza iniziale di $40\mu\text{m}$ per una differenza di fase pari a $\pi/2$ (terza riga) e $3\pi/2$ (ultima riga). Pofili dei fasci in uscita singoli (in alto) e dei solitoni interagenti (in basso), acquisiti con telecamera CCD (a) e simulati (b); (c) profili corrispondenti misurati e simulati lungo la direzione $x$ ; simulazione della propagazione dei due solitoni nel piano $xz$ per $\phi = \pi/2$ (d) e $\phi = 3\pi/2$ (e) .....	60

# Capitolo 1

## Ottica non lineare

### 1.1 Introduzione all'ottica non lineare

L'ottica non lineare tratta quei fenomeni per cui la polarizzazione di un mezzo non varia in modo semplicemente lineare con la sollecitazione elettromagnetica. La sua comparsa nel mondo della fisica sperimentale si fa risalire all'esperimento di Franken (1961), ma esso non sarebbe stato possibile se non si fossero già sviluppate le tecnologie dei laser ad alta intensità, in grado di stimolare le non linearità dei materiali [1].

Ogni fenomeno ottico non lineare può essere riassunto in due azioni: un fascio ottico induce una risposta non lineare del mezzo in cui si propaga e il mezzo reagisce alterando la propagazione del campo ottico.

Un campo elettrico intenso all'interno di un mezzo può determinare la separazione di cariche o la deformazione della distribuzione di elettroni con la conseguente formazione di dipoli elementari. La media di tali dipoli nell'unità di volume è la polarizzazione elettrica del materiale  $P(t)$ .

Il motivo per cui la polarizzazione gioca un ruolo chiave nella descrizione di fenomeni in ottica non lineare è che essa può agire come sorgente di nuove componenti del campo elettrico.

Se  $P(t)$  dipende linearmente con il campo elettrico applicato vale la relazione:

$$P(t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \quad (1.1)$$

dove la costante di proporzionalità  $\chi^{(1)}$  è conosciuta come suscettività lineare ed  $\varepsilon_0$  è la costante dielettrica del vuoto [2].

In ottica non lineare la polarizzazione indotta non è in genere proporzionale al campo elettrico applicato, ma può essere espressa come serie di potenze:

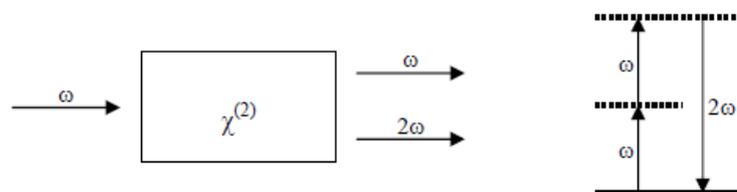
$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \varepsilon_0 (\chi^{(2)} \mathbf{E}^2 + \chi^{(3)} \mathbf{E}^3 + \dots) = \mathbf{P}^{(1)} + \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} = \mathbf{P}^L + \mathbf{P}^{NL} \quad (1.2)$$

dove  $\mathbf{P}^L$  e  $\mathbf{P}^{NL}$  sono, rispettivamente, la parte lineare e non lineare della polarizzazione,  $\chi^{(m)}$  rappresenta il tensore di suscettività all' $m$ -esimo ordine.

Il termine di polarizzazione non lineare del secondo ordine è responsabile della seconda armonica (*frequency doubling*), della generazione di frequenza somma e differenza, dell'amplificazione e dell'oscillazione parametrica. Al termine non lineare del terzo ordine compete, invece, la generazione della terza armonica, il mescolamento a quattro onde, l'automodulazione di fase e l'indice di rifrazione non lineare [3].

## 1.2 La duplicazione di frequenza

La generazione di seconda armonica (SHG, *Second Harmonic Generation*) è schematicamente illustrata in Figura 1.1:



*Figura 1.1 – Schema di SHG.*

L'espressione della polarizzazione non lineare del secondo ordine per questo tipo di interazione è data da:

$$P^{(2)}(t) = (\varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2(t) + c.c.) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} EE^* + (\varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 e^{-2j\omega t} + c.c.) \quad (1.3)$$

e consta di due termini, con il secondo a frequenza  $2\omega$ . Quest'ultimo origina la generazione della seconda armonica, mentre il primo determina la rettificazione ottica, ove un campo elettrico statico viene generato in un cristallo non lineare quadratico.

### 1.3 La suscettività ottica non lineare del secondo ordine

Si consideri l'interazione non lineare di due campi ottici. Il primo, avente frequenza  $\omega_1$  e campo elettrico lungo la direzione  $j$ , è dato da [3]:

$$E_j^{\omega_1}(t) = \text{Re}(E_j^{\omega_1} e^{i\omega_1 t}) = \frac{1}{2}(E_j^{\omega_1} e^{i\omega_1 t} + c.c.) \quad (1.4)$$

mentre il secondo campo a frequenza  $\omega_2$  è dato da:

$$E_k^{\omega_2}(t) = \text{Re}(E_k^{\omega_2} e^{i\omega_2 t}) = \frac{1}{2}(E_k^{\omega_2} e^{i\omega_2 t} + c.c.) \quad (1.5)$$

Si consideri la componente di polarizzazione a  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ , lungo la direzione  $i$ , definita come:

$$P_i^{\omega_3=\omega_1+\omega_2}(t) = \text{Re}(P_i^{\omega_3} e^{i\omega_3 t}) \quad (1.6)$$

Spesso le onde elettromagnetiche coinvolte nelle interazioni ottiche hanno una frequenza più piccola della frequenza di risonanza del materiale. In questo caso, la suscettività non lineare è essenzialmente indipendente dalla frequenza. Sotto queste condizioni, al posto della  $\chi^{(2)}$  si fa quasi sempre riferimento al coefficiente ottico non lineare del secondo ordine  $d$ . Quest'ultimo, per l'interazione in esame, è  $d_{ijk}^{\omega_3=\omega_1+\omega_2}$ , ed è definito mediante la seguente relazione:

$$P_i^{\omega_3} = 2d_{ijk}^{\omega_3=\omega_1+\omega_2} E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} \quad (1.7)$$

in cui si è utilizzata la convenzione per cui i termini con indici ripetuti vengono sommati.

Soltanto i cristalli non-centrosimmetrici possiedono un tensore  $d_{ijk}$  non nullo. Nei cristalli centro simmetrici un cambiamento dei segni di  $E_j^{\omega_1}$  e di  $E_k^{\omega_2}$  determina un cambiamento di segno in  $P_i^{\omega_3=\omega_1+\omega_2}$ , ma non ne modifica l'ampiezza.

Dalla (1.7)

$$d_{ijk}^{\omega_3=\omega_1+\omega_2} E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} = -d_{ijk}^{\omega_3=\omega_1+\omega_2} (-E_j^{\omega_1}) (-E_k^{\omega_2}) \quad (1.8)$$

E, dunque,  $d_{ijk} = 0$ .

Di solito, il cristallo è trasparente in un *range* di frequenze che contiene  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  e  $\omega_3$ . Questo implica la mancanza di isteresi nella dipendenza del vettore  $\mathbf{P}$  dal campo elettrico  $\mathbf{E}$  e, quindi,  $\mathbf{P}$  è una funzione ad un solo valore di  $\mathbf{E}$ . Pertanto, la polarizzazione non lineare può essere espressa dalla seguente espressione:

$$P_i(t) = 2d_{ijk} E_j(t) E_k(t) \quad (1.9)$$

in cui  $d_{ijk}$  è indipendente dalla frequenza.

Scambiare di posto  $E_j$  ed  $E_k$  nella precedente espressione non determina alcun cambiamento del fenomeno fisico. È possibile, dunque, sostituire  $i$  pedici  $j$  e  $k$  con un unico pedice  $m$ , adottando quella la “notazione piezoelettrica”. In tal modo si ha:

$$d_{i(jk)} = d_{im} \quad (1.10)$$

dove

$$\begin{array}{cccccc}
 jk & xx & yy & zz & yz & xz & xy \\
 & & & & zy & zx & yx \\
 m & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6
 \end{array} \tag{1.11}$$

Il tensore forma una matrice risultante  $3 \times 6$  che permette di ottenere la polarizzazione  $\mathbf{P}$  a partire dai valori di  $\mathbf{E}^2$ :

$$\begin{array}{l}
 \left| \begin{array}{l} P_x \\ P_y \\ P_z \end{array} \right| = \left| \begin{array}{cccccc} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{array} \right| \left| \begin{array}{l} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_z E_y \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{array} \right|
 \end{array} \tag{1.12}$$

Ad esempio, per il tantalato di litio ( $\text{LiTaO}_3$ ), a causa della simmetria, soltanto tre coefficienti non-lineari sono indipendenti:

$$\begin{array}{l}
 \left| \begin{array}{l} P_x \\ P_y \\ P_z \end{array} \right| = \left| \begin{array}{cccccc} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{array} \right| \left| \begin{array}{l} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_z E_y \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{array} \right|
 \end{array} \tag{1.13}$$

### 1.3.1 Formulazione elettromagnetica

Le equazioni di Maxwell:

$$\begin{aligned}
 \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}
 \end{aligned} \tag{1.14}$$

e le relazioni costitutive:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \\
 \mathbf{J} &= \sigma \mathbf{E} \\
 \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{H}
 \end{aligned}
 \tag{1.15}$$

rappresentano il punto di partenza per descrivere in maniera formale l'interazione tra le diverse onde elettromagnetiche nel processo di conversione di frequenza [3-4]. Nelle precedenti espressioni,  $\mu_0$  è la permeabilità del vuoto e  $\sigma$  è la conduttività.

Eliminando il campo magnetico dalle equazioni di Maxwell si perviene alla seguente equazione

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu_0 \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}
 \tag{1.16}$$

Nel seguito si supporrà che le onde elettromagnetiche siano piane e monocromatiche e che si propaghino lungo l'asse  $z$ . Le espressioni semplificate per le componenti di  $\mathbf{P}$  ed  $\mathbf{E}$  sono:

$$\begin{aligned}
 E(t) &= \frac{1}{2} [E(\omega) e^{i(\omega t - kz)} + c.c.] \\
 P(t) &= \frac{1}{2} [P(\omega) e^{i(\omega t - kz)} + c.c.]
 \end{aligned}
 \tag{1.17}$$

Assumendo che la variazione dell'ampiezza del campo con  $z$  sia abbastanza graduale (SVEA, *Slowly Varying Envelope Approximation*), è possibile ridurre la (1.16) a una equazione differenziale ordinaria

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\alpha E + \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{i \mu_0 c \omega}{2n} P
 \tag{1.18}$$

dove  $\alpha = \frac{1}{2} \mu_0 \sigma c$  è il coefficiente di perdita del campo elettrico,  $c$  è la velocità della luce nel vuoto ed  $n$  è l'indice di rifrazione. Nel processo di miscelazione in ottica

quadratica, tre onde si accoppiano tra loro per la presenza di  $P$  a secondo membro. Utilizzando la precedente espressione, supponendo di trascurare la dipendenza temporale  $\left(\frac{\partial}{\partial t} = 0\right)$  e che il mezzo sia privo di perdite ( $\alpha = 0$ ), si perviene alle tre equazioni (*coupled-wave equations*) [4-5]:

$$\begin{aligned}\frac{dE_1}{dz} &= i \frac{\omega_1}{n_1 c} d_{eff} E_2^* E_3 e^{i\Delta k z} \\ \frac{dE_2}{dz} &= i \frac{\omega_2}{n_2 c} d_{eff} E_1^* E_3 e^{i\Delta k z} \\ \frac{dE_3}{dz} &= i \frac{\omega_3}{n_3 c} d_{eff} E_1 E_2 e^{-i\Delta k z}\end{aligned}\tag{1.19}$$

dove  $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$  è il desincronismo di fase e  $d_{eff}$  è il coefficiente non-lineare efficace, funzione della direzione di propagazione all'interno del cristallo e delle diverse direzioni di polarizzazione dei campi interagenti [6].

#### 1.4 Seconda armonica e desincronismo di fase

Il processo di generazione di seconda armonica può essere interpretato come caso limite dell'interazione tra tre onde [7], in cui due frequenze sono uguali,  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$  e  $\omega_3 = 2\omega$ . Pertanto, in questo caso, il sistema delle tre equazioni si riduce a [3]:

$$\begin{aligned}\frac{dE_1}{dz} &= i \frac{\omega}{n_1 c} d_{eff} E_2^* E_1 e^{i\Delta k z} \\ \frac{dE_2}{dz} &= i \frac{\omega}{n_2 c} d_{eff} E_1^2 e^{-i\Delta k z}\end{aligned}\tag{1.20}$$

dove il desincronismo di fase vale:

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 = \frac{4\pi(n_2 - n_1)}{\lambda}\tag{1.21}$$

Nell'ipotesi in cui la quantità di potenza persa dall'onda fondamentale per conversione nel campo di seconda armonica [3] sia trascurabile, l'integrazione della seconda delle tre equazioni a una distanza  $L$  (lunghezza d'interazione) fornisce la seguente espressione [4]:

$$I_2 = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2 L^2 I_1^2}{n_2 n_1^2 \epsilon_0 c^3} \sin^2 \left( \frac{\Delta k L}{2} \right) \quad (1.22)$$

dove  $I_1$  e  $I_2$  sono rispettivamente l'intensità del campo fondamentale e quella del campo a seconda armonica.

Si evince che, se il desincronismo di fase non è nullo, l'intensità del campo a seconda armonica cresce e decresce periodicamente durante la propagazione attraverso il materiale.

A causa della dispersione normale del mezzo,  $n_2 > n_1$  e le diverse velocità di fase della fondamentale e della seconda armonica conducono a uno sfasamento tra i due campi ( $\Delta k \neq 0$ ) e quindi a un periodico cambiamento della direzione del flusso di potenza da un campo all'altro.

La condizione:

$$\Delta k = k_2 - 2k_1 = 0 \quad (1.23)$$

prende il nome di *phase matching* e rappresenta la conservazione del momento tra due fotoni a frequenza  $\omega$  e un fotone a frequenza  $2\omega$ .

Si definisce *lunghezza di coerenza*  $l_c$  la distanza dopo la quale i campi associati alle onde fondamentale e seconda armonica, hanno accumulato uno sfasamento pari a  $\pi$  [8-9]. Pertanto  $l_c$  è definita dalla relazione:

$$\Delta k \cdot l_c = \pi \quad (1.24)$$

da cui si ottiene:

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda}{4(n_2 - n_1)} \quad (1.25)$$

che esprime la lunghezza di coerenza in funzione della lunghezza d'onda  $\lambda$  della fondamentale e degli indici di rifrazione  $n_1$  ed  $n_2$ .

Dopo una distanza pari alla lunghezza di coerenza, la potenza ottica che era stata convertita a frequenza  $2\omega$  viene di nuovo trasferita nel campo a frequenza  $\omega$ .

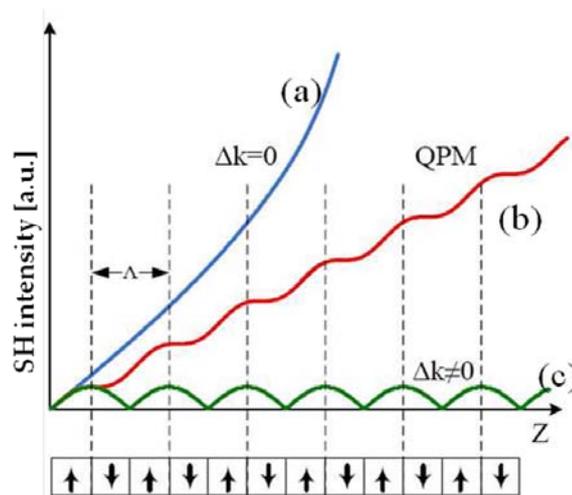


Figura 1.2 – Generazione di seconda armonica in un materiale con diverse condizioni di phase matching. Curva (a): la condizione di phase matching è verificata ( $\Delta k = 0$ ). Curva (b): condizione di quasi phase matching. Curva (c): la condizione di phase matching non è verificata ( $\Delta k \neq 0$ ).

Ogni  $l_c$  l'energia comincerà a scorrere nella direzione opposta, dando origine ad uno scambio di energia periodico tra l'onda fondamentale e l'onda a seconda armonica. Questa situazione è illustrata nella curva c di Figura 1.2, in cui è mostrato l'andamento di periodica crescita e diminuzione dell'intensità della seconda armonica lungo la lunghezza di interazione.

Si osservi che  $l_c$  coincide con la metà del suddetto periodo e che la potenza di seconda armonica che si può ottenere all'uscita del dispositivo non può essere maggiore del valore che essa assume dopo una lunghezza pari ad  $l_c$  rispetto all'inizio del mezzo non-lineare (dove l'onda di seconda armonica è nulla ed è presente solo l'onda fondamentale) [8].

## 1.5 Il Quasi Phase-Matching (QPM)

La generazione di seconda armonica presenta un'intrinseca limitazione: ogniqualvolta il desincronismo di fase non è nullo (PM), l'energia ceduta dalla fondamentale alla seconda armonica ritorna nuovamente alla fondamentale ogni volta che si è percorsa una distanza pari al doppio della lunghezza di coerenza, cioè, tutte le volte che la differenza di fase tra le due onde ritorna ad essere un multiplo pari di  $\pi$ . Il continuo slittamento di fase tra le onde, determinato dalle diverse velocità di fase, comporta un'alternanza della direzione del flusso di potenza. Pertanto, l'intensità dell'onda di seconda armonica non può crescere lungo tutta la lunghezza d'interazione, ma raggiunge il suo massimo alla lunghezza di coerenza e poi diminuisce nuovamente. Per ovviare a questo problema, affinché, dunque, la condizione di PM venga mediamente soddisfatta lungo tutto il cristallo, è stata messa a punto la tecnica del *Quasi Phase Matching* (QPM), la quale consente di ottenere una crescita continua dell'intensità di seconda armonica lungo il mezzo non lineare compensando la dispersione della velocità di fase. Tale concetto, introdotto da Armstrong con Bloembergen et al nel 1962 [10] e, successivamente, da Franken e Ward nel 1963 [11], a causa di difficoltà tecnologiche, si riuscì a realizzare solo in seguito. Nel QPM le due onde hanno velocità di fase diverse ma, mediante una periodicità strutturale realizzata modulando l'ampiezza o il segno del coefficiente non lineare effettivo  $d_{eff}$ , ovvero della suscettività  $\chi^{(2)}$ , si corregge periodicamente il desincronismo di fase accumulato, permettendo il continuo trasferimento di potenza dalla fondamentale alla seconda armonica e quindi, una crescita monotona dell'intensità a frequenza doppia. Infatti, invertendo ripetutamente la differenza di fase relativa esistente tra l'onda fondamentale e la seconda armonica dopo un numero dispari di lunghezze di coerenza si può azzerare periodicamente il desincronismo di fase, in modo che la relazione media di fase sia tale da far aumentare l'intensità a seconda armonica in funzione della lunghezza d'interazione. L' $m$ -esimo ordine di QPM richiede una modulazione di periodo  $2ml_c$ . È anche possibile realizzare QPM di ordine pari alternando domini di differenti lunghezze. La tecnica utilizzata in questa tesi per invertire periodicamente la fase è quella del *poling* periodico, la quale, tramite l'applicazione selettiva ad un cristallo ferroelettrico di un campo elettrico di intensità superiore al campo coercitivo, provoca una inversione periodica della

polarizzazione spontanea, ottenendo così la modulazione periodica del segno del coefficiente non lineare.

Per descrivere la teoria del QPM si ipotizza di essere nelle condizioni di bassa efficienza di conversione, che sia l'onda fondamentale che quella di seconda armonica siano piane e monocromatiche, che l'interazione sia ottenuta con CW o con impulsi lunghi, che la focalizzazione del fascio sia lasca, che valga l'approssimazione di variazione lenta delle ampiezze dei campi e che non ci siano perdite per assorbimento per le due onde coinvolte. Sotto tali ipotesi è possibile scrivere per la SHG:

$$\frac{\partial E_{2\omega}(z)}{\partial z} = \Gamma d(z) e^{-j\Delta k z} \quad (1.26)$$

in cui si è fatta la posizione:

$$\Gamma = j \frac{\omega E_{\omega}^2(z)}{n_{2\omega} c} \quad (1.27)$$

Il valore del campo elettrico alla seconda armonica, dopo la lunghezza L nel cristallo, è dato dal seguente integrale:

$$E_{2\omega} = \Gamma \int_0^L d(z) e^{-j\Delta k z} dz \quad (1.28)$$

Assumendo che  $d(z)$  abbia valori  $+d_{eff}$  e  $-d_{eff}$ , e che il passaggio da un valore all'altro avvenga ad una distanza  $z_j$ , l'integrale può essere riscritto come segue:

$$E_{2\omega} = j \frac{\Gamma d_{eff}}{\Delta k} \sum_{k=1}^N g_k \left( e^{-j\Delta k z_k} - e^{-j\Delta k z_{k-1}} \right) \quad (1.29)$$

in cui  $N$  è il numero di domini e  $g_k$  rappresenta il segno di  $d$  nel  $k$ -esimo dominio. Se la lunghezza di ogni dominio è pari ad un multiplo dispari della lunghezza di coerenza:

$$e^{-j\Delta k z_k} = e^{-jm\pi} = (-1)^m \quad (1.30)$$

il campo a seconda armonica alla distanza  $L$  sarà:

$$E_{2\omega} \approx j\Gamma g_1 d_{eff} \frac{2}{m\pi} L \quad (1.31)$$

Normalizzando la funzione  $d(z)$  rispetto al coefficiente non lineare effettivo:

$$g_z = \frac{d(z)}{d_{eff}} \quad (1.32)$$

e assumendo che i valori di  $g(z)$  siano compresi in  $[-1, 1]$  per valori di  $z$  in  $\in ]0, L[$

$$E_{2\omega} = \Gamma d_{eff} LG(\Delta k) \quad (1.33)$$

in cui  $G(\Delta k)$  è definita come:

$$G(\Delta k) = \frac{1}{L} \int_0^L g(z) e^{-j\Delta k z} dz \quad (1.34)$$

Indicando con  $\Lambda$  il periodo del reticolo che modula la non linearità, la funzione  $g(z)$ , periodica di periodo  $\Lambda$ , può essere sviluppata in serie di Fourier:

$$g(z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m \cdot e^{jK_m z} \quad (1.35)$$

in cui

$$K_m = \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad (1.36)$$

è il vettore d'onda del reticolo (*grating vector*) relativo all' $m$ -esima armonica.

L'espressione del campo a seconda armonica assume, dunque, la forma:

$$E_{2\omega}(z) \approx \Gamma d_Q L e^{-j \frac{\Delta k_Q^m L}{2}} \sin c \left( \frac{\Delta k_Q^m L}{2} \right) \quad (1.37)$$

in cui si è definito un nuovo desincronismo di fase e un nuovo coefficiente non lineare relativi all' $m$ -esima armonica, espressi rispettivamente dalle:

$$\Delta k_Q^m = \Delta k - k_m = k_{2\omega} - 2k_\omega - K_m \quad (1.38)$$

$$d_Q = d_{eff} \cdot G_m \quad (1.39)$$

I parametri di progetto sono, dunque: l'ordine  $m$  di QPM ed il periodo  $\Lambda$  del reticolo.

Per ottenere la condizione di perfetto accordo di fase  $\Delta k_Q^m = 0$  si deve imporre un periodo reticolare pari a:

$$\Lambda = \frac{2m\pi}{\Delta k} = \frac{m\lambda}{2(n_{2\omega} - n_\omega)} = 2ml_c \quad (1.40)$$

Quest'ultima relazione, in particolare, mette in evidenza che per più piccola lunghezza d'onda del segnale di pompa, minore dovrà essere il passo del reticolo che occorre realizzare, con le conseguenti difficoltà tecnologiche. Uno dei vantaggi del QPM è che, qualunque sia il disaccordo di fase  $\Delta k$ , è sempre possibile trovare un periodo reticolare che lo compensi.

### 1.5.1 Efficienza di conversione

L'efficienza di conversione in QPM, data dalla seguente espressione:

$$\eta = \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \frac{8\pi d_Q^2}{n_{2\omega} c \varepsilon_0 n_\omega^2 \lambda_\omega^2 A_{eff}} \cdot P_\omega \cdot L^2 \cdot \sin c^2 \left( \frac{\Delta k_Q^m L}{2} \right) \quad (1.41)$$

risulta proporzionale al quadrato della lunghezza del dispositivo e alla potenza del fascio immesso in guida.

### 1.5.2 Effetti del duty cycle sull'efficienza di conversione

Assumendo che la funzione  $g(z)$ , l'espressione normalizzata del coefficiente non lineare in funzione della posizione, sia un'onda rettangolare di periodo  $\Lambda$  (con valori  $\pm 1$ ), al variare di  $z$  e che  $l$  sia il tratto di  $z$  in cui la funzione mantiene il suo valore pari ad 1, si definisce *duty cycle* o *mark-to-space-ratio*  $D$  del reticolo il rapporto tra  $l$  e  $\Lambda$ .

$$D = \frac{l}{\Lambda} \quad (1.42)$$

Considerando lo sviluppo in serie di Fourier di  $g(z)$ , il coefficiente  $G_m$  sarà dato dalla relazione:

$$G_m = \frac{2}{m\pi} \sin(\pi m D) \quad (1.43)$$

per cui il coefficiente non lineare assumerà la forma:

$$d_Q = d_{eff} \cdot G_m = \frac{2d_{eff}}{\pi m} \sin(\pi m D) \quad (1.44)$$

Per valori dispari di  $m$  il migliore *duty cycle* è pari al 50%, cioè una modulazione di forma quadrata. In questa condizione, il coefficiente non lineare sarà:

$$d_Q = \frac{2d_{eff}}{\pi m} \quad (1.45)$$

Chiaramente l'efficienza di conversione, dipendente da questo coefficiente, raggiunge il valore massimo per QPM del primo ordine.

### 1.5.3 Ampiezza di banda

L'ampiezza di banda del duplicatore di frequenza risulta pari a:

$$\partial\lambda = \frac{0.4429\lambda}{L} \left[ \frac{n_{2\omega} - n_{\omega}}{\lambda} + \frac{\partial n_{\omega}}{\partial\lambda} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_{2\omega}}{\partial\lambda} \right]^{-1} \quad (1.46)$$

Dunque, cristalli più lunghi presentano una minore tolleranza alle variazioni di frequenza. Inoltre, l'ampiezza di banda, che sembrerebbe crescere con la lunghezza d'onda, risulta maggiore a lunghezze d'onda più piccole perché, in corrispondenza a queste, la dispersione si riduce.

### 1.6 Configurazioni di QPM

Per ottenere generazione di seconda armonica mediante la tecnica del *Quasi Phase Matching*, esistono diverse configurazioni [12], come mostrato in Figura 1.3.

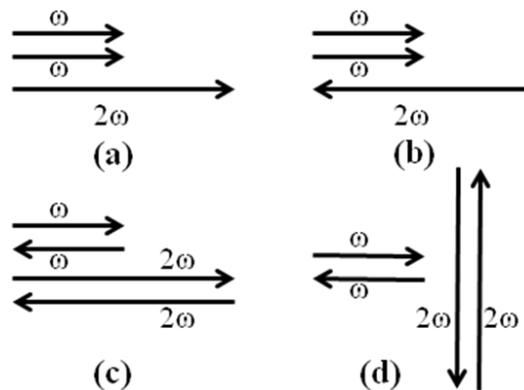


Figura 1.3 – Configurazioni di SHG basate sul QPM: (a) configurazione copro pagante; (b) configurazione retro propagante; (c) e (d) configurazione contropropagante.

Nella configurazione copropagante (forward-QPM) l'onda fondamentale e quella di seconda armonica si propagano lungo la stessa direzione. La dispersione tra le due onde è compensata dalla modulazione periodica del coefficiente non-lineare del materiale, e, tale periodicità interviene nell'equazione di conservazione del momento attraverso il

vettore d'onda  $K_m$ . La conservazione del momento, per questa configurazione, è espressa dalla seguente equazione:

$$k_2 - 2k_1 = K_m \quad (1.47)$$

dalla quale è possibile ricavare il periodo  $\Lambda$  affinché sia realizzata la condizione di QPM:

$$\Lambda = m \frac{\lambda}{2(n_2 - n_1)} \quad (1.48)$$

I risultati ottenuti precedentemente sono relativi a questo tipo di configurazione.

Nella configurazione retropropagante (*backward-QPM* o B-SHG), la seconda armonica si propaga nel verso opposto a quello dell'onda alla frequenza fondamentale (FF). Quindi, poiché in questa configurazione l'onda fondamentale e quella di seconda armonica si propagano in direzioni opposte, la conservazione del momento è espressa dall'equazione:

$$k_2 + 2k_1 = K_m \quad (1.49)$$

e il periodo vale:

$$\Lambda = m \frac{\lambda}{2(n_2 + n_1)} \quad (1.50)$$

Nella configurazione contropropagante (*counterpropagating-QPM*) sono presenti due onde che viaggiano in direzioni opposte (contropropaganti) rispetto alla frequenza fondamentale e che, interagendo nel mezzo non-lineare, possono generare due onde contropropaganti alla frequenza della seconda armonica. In questo caso, le onde di seconda armonica possono avere la stessa direzione di propagazione di quelle fondamentali oppure possono propagarsi normalmente alla superficie delle guide d'onda. Poiché i momenti relativi alle onde fondamentali sono uguali in modulo e opposti in verso, l'equazione di conservazione fornisce:

$$K_m = k_2 \quad (1.51)$$

e pertanto il periodo di inversione dei domini è uguale a:

$$\Lambda = m \frac{\lambda}{2n_2} \quad (1.52)$$

### 1.7 La generazione di seconda armonica retropropagante

In base alla teoria del BSHG, se è possibile realizzare una inversione dei domini con una periodicità sufficientemente piccola, data dalla (1.50), allora può realizzarsi *quasi phase matching* tra un'onda incidente alla frequenza fondamentale e un'onda di seconda armonica viaggianti in direzioni opposte. L'accordo in fase tra tali onde è garantito dalla scelta del periodo  $\Lambda$ .

La BSHG è stata studiata e osservata in precedenza in niobato di litio congruente con poling periodico (PPLN) [12-14]. In questi esperimenti i reticoli per ottenere il QPM, aventi un periodo di 3–4 $\mu$ m, hanno consentito solo ordini elevati di risonanza e, quindi, basse efficienze di conversione. In particolare, nel 1997 Kang et al. hanno dimostrato per la prima volta una generazione di seconda armonica in configurazione retropropagante in PPLN *bulk* con una efficienza di conversione massima di circa 0.02% [13]. L'andamento della potenza della seconda armonica retropropagante al variare della lunghezza d'onda  $\lambda$  della fondamentale, ha evidenziato dei picchi in corrispondenza ai valori di  $\lambda$  di 1490, 1600 e 1700 nm circa, per i quali si ha rispettivamente l'ordine 19°, 18° e 17° di QPM. Inoltre si è osservata chiaramente una diminuzione dell'efficienza di seconda armonica all'aumentare dell'ordine di QPM. Kang et al. hanno anche ricavato un'espressione per l'efficienza di conversione per la configurazione retropropagante (nel caso *bulk*), nell'ipotesi di sorgente laser ad impulsi molto stretti. Poiché la fondamentale e la seconda armonica si propagano in direzioni opposte, la lunghezza di interazione efficace per il processo è determinata dalla durata dell'impulso della pompa. E' stata ricavata, per l'efficienza di conversione in termini di densità di energia per impulso, la seguente espressione:

$$\eta = \frac{Lc\eta_0 I_\omega \tau [\chi_0^{(2)}]^2}{2n_1^2 n_2 (n_1 + n_2)^3 \Lambda^2} \quad (1.53)$$

dove  $\chi_0^{(2)}$  è la suscettività del secondo ordine di ogni dominio,  $I_\omega$  è l'intensità di picco del fascio fondamentale,  $\tau$  è l'ampiezza dell'impulso del laser,  $L$  è la lunghezza del reticolo e  $\eta_0$  è l'impedenza del vuoto.

Una trattazione matematica rigorosa dell'interazione non-lineare tra l'onda fondamentale e quella di seconda armonica retropropagante è fornita in [15] in cui a partire dalle equazioni (1.19) (*coupled-wave equations*) per la fondamentale e la seconda armonica, si ricavano le espressioni dell'efficienza di conversione. Ding et al. in [12] hanno analizzato il processo di generazione di seconda armonica in configurazione retropropagante, usando una sorgente laser (alla frequenza della fondamentale) avente impulsi con profilo a *sinc* o gaussiano. Tali forme di impulsi possono essere usate per approssimare i profili degli impulsi della maggior parte dei laser funzionanti in *Q-switching* e *mode-locking*. In particolare, nel caso di impulsi gaussiani, l'intensità di uscita della seconda armonica è:

$$I_{2\omega} = \frac{\eta_0 [\chi_0^{(2)}]^2 I_\omega^2 \tau^2 c^2}{2n_1^2 n_2 (n_1 + n_2)^4 \Lambda^2} H(t) \quad (1.54)$$

dove  $H(t)$  è il profilo temporale dell'intensità di seconda armonica:

$$H(t) = \left[ P(\sqrt{2}M_b - \sqrt{2}T) + P(\sqrt{2}T) - 1 \right]^2 \quad (1.55)$$

in cui  $P(x)$  è l'integrazione della funzione di probabilità gaussiana normalizzata.

Recenti miglioramenti tecnologici hanno permesso la fabbricazione di reticoli con periodo sub-micrometrico in KTP sia in guida d'onda che in *bulk*, consentendo la BSHG ad ordini inferiori [16, 17]. La BSHG ottenuta da sorgente continua (CW) in PPLN *bulk* è stata recentemente studiata per due ordini di risonanza in [18], su un campione con periodo 3.2 $\mu$ m.

Sono diversi i vantaggi della configurazione retropropagante rispetto a quella copropagante [12]. Per periodi corti si può avere QPM per la configurazione retropropagante, mentre quella copropagante non sarebbe accordabile all'interno del *range* di trasparenza del materiale; la B-SHG può essere utilizzata per rilevare il periodo dei domini, come dimostrato recentemente da Stivala ed altri [18]. Come dimostrato da Ding [13], l'efficienza di conversione per il caso retropropagante può essere grande sia per ordini pari che per ordini dispari di QPM, a differenza del caso copropagante.

Poiché in questa configurazione è intrinsecamente presente un'azione di *feedback*, è semplice intuire come questo tipo di configurazione si presti naturalmente alla realizzazione di dispositivi totalmente ottici che presentano fenomeni di bistabilità, di *switching* [15] e di auto-oscillazione [19]. La presenza del *feedback* è dovuta alla natura spazialmente reversibile del processo. Per un'onda fondamentale che si propaga verso destra, viene generata un'onda di seconda armonica (*upconversion*) che si propaga verso sinistra. Tale onda, dopo aver percorso un certo tratto ed avere accumulato un certo sfasamento, può riconvertirsi nella fondamentale (*downconversion*). L'alternanza dei processi di *upconversion* e *downconversion* determina un anello di reazione non-lineare [19]. Le proprietà di bistabilità ottenibili mediante l'interazione retropropagante, non possono essere realizzate nel caso della configurazione copropagante, a meno che non si introduca un *feedback* esterno [15].

L'ampiezza di banda, in questo caso, è data da:

$$\delta\lambda = \frac{0.4429\lambda}{L} \left| \frac{n_2 + n_1}{\lambda} + \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} + \frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \right|^{-1} \quad (1.56)$$

Poiché i termini di dispersione sono sommati invece di essere sottratti, l'ampiezza di banda per l'interazione retropropagante è molto più piccola di quella per l'interazione copropagante, quando l'intensità di ingresso è piccola. Tuttavia, Matsumoto nel 1995 [15] ha dimostrato che nell'interazione di tipo *backward*, il desincronismo di fase diminuisce all'aumentare della potenza di ingresso, mentre, nel caso *forward*, si ha un aumento con la potenza. Pertanto, per il caso retropropagante, all'aumentare dell'intensità si ha una riduzione del desincronismo di fase e quindi la banda di accettazione della lunghezza d'onda risulta maggiore rispetto al caso copropagante.

## 1.8 Il Poling periodico superficiale

In questo lavoro di tesi, il reticolo per la modulazione del coefficiente  $d_{33}$  è stato realizzato in campioni ferroelettrici mediante il *Surface Periodic Poling* (SPP). La tecnologia del SPP, brevettata nel 2002 [20] e direttamente derivata da quella del *periodic poling* (PP), non realizza l'inversione periodica dei domini in tutta la profondità del cristallo-substrato ma solamente in uno strato superficiale che va dai 2 ai  $10 \mu\text{m}$ , spessore sufficiente a garantire una buona sovrapposizione fra le guide e il reticolo periodico per il quale, con la tecnica detta, si è riusciti ad ottenere anche un *mark-to-space ratio* (mtr) di 50:50, che permette il massimo dell'efficienza di conversione.

La tecnologia del *poling* periodico di superficie (SPP) dei ferroelettrici è l'unica che permette di ingegnerizzare l'inversione dei domini sino a periodi di 200 nm, quindi la migliore candidata per generare in maniera efficiente le lunghezze d'onda richieste tramite processi parametrici QPM anche contropropagativi, garantendo robustezza e compattezza della sorgente.

### 1.8.1 Inversione dei domini tramite poling elettrico

Se a un cristallo ferroelettrico si applica un campo elettrico esterno, l'inversione dei domini avviene quando il campo viene applicato con verso opposto rispetto alla polarizzazione spontanea  $\mathbf{P}_s$  e supera il valore di soglia del campo elettrico interno dovuto a  $\mathbf{P}_s$ : questo campo critico viene usualmente indicato come campo coercitivo  $E_c$  e, per  $\text{LiNbO}_3$  o  $\text{LiTaO}_3$  disponibili commercialmente, è dell'ordine di  $21\text{kV/mm}$  a temperatura ambiente.

Sulle facce del cristallo vengono realizzati due elettrodi. Uno è periodico per ottenere regioni contigue con verso opposto di  $\mathbf{P}_s$  necessarie per il QPM; l'altro è uniforme. Gli elettrodi sono collegati ad un generatore di alta tensione che, quando la differenza di potenziale eccede la tensione coercitiva, fa scorrere attraverso il circuito corrente che trasferisce al campione la quantità di carica  $Q_{pol}$  necessaria per invertire la polarizzazione. Se si indica con  $A$  la superficie totale dei domini che devono essere invertiti, si ha [21]

$$Q_{pol} = \int I_{pol} dt = 2 \cdot A \cdot P_s \quad (1.57)$$

dove  $I_{pol}$  è la corrente trasferita al cristallo durante il processo.

La dinamica dell'inversione dei domini può essere schematizzata secondo le fasi di Figura 1.4.

Dapprima si ha la “nucleazione”, ovvero si creano nuclei di cristallo invertito, soprattutto in prossimità dei bordi degli elettrodi periodici; la densità dei nuclei dipende dal tipo di elettrodi impiegati (liquidi o elettrodi realizzati con metalli etc.) e dall'intensità del campo applicato: se tale campo è prossimo alla tensione coercitiva, i nuclei si creano con bassa densità, mentre aumentando la differenza di potenziale si ottiene nucleazione che tende ad uniformarsi sotto gli elettrodi. E' stato osservato che c'è un numero massimo di siti di nucleazione disponibili nel cristallo, per cui oltre un certo valore del campo esterno non si ottiene ulteriore aumento della densità [22].

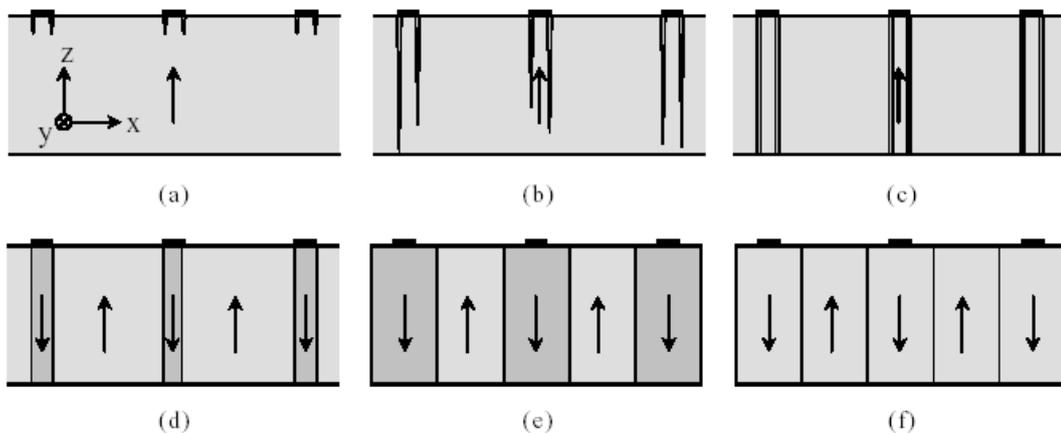


Figura 1.4 – Schema delle fasi di poling: nucleazione (a), propagazione delle punte (b), tip termination (c), unione rapida dei domini (d), espansione laterale (e), stabilizzazione (f).

La fase successiva é l'espansione dei nuclei invertiti (sotto i bordi dell'elettrodo) verso la faccia opposta del cristallo: ciò può avvenire in direzione non esattamente parallela all'asse z, così che le pareti tendono ad allargarsi anche nel piano x-y e alcuni domini originati da elettrodi adiacenti possono fondersi insieme, alterando la periodicità dell'inversione e, quindi, riducendo l'efficienza del QPM; ciò si verifica tanto più

spesso quanto minore è il periodo di inversione e diventa critico per periodi  $<10 \mu\text{m}$ , mentre per periodi  $>15 \mu\text{m}$  la fusione di domini adiacenti è trascurabile [22]. Questo fenomeno è dovuto principalmente a disomogeneità del cristallo e a interazioni elettrostatiche tra i domini adiacenti e che vanno a sovrapporsi al campo applicato dall'esterno [23].

Quando i nuclei invertiti si sono estesi lungo lo spessore del cristallo, fino a raggiungere la faccia opposta a quella da cui è partita la nucleazione, si osserva un forte allineamento delle pareti dei domini lungo l'asse  $z$ ; terminato ciò, si ha una rapida inversione di tutta la regione sottostante gli elettrodi, con allargamento anche sotto le zone coperte dall'isolante. Tale fenomeno, proporzionale al campo medio presente nel substrato, è principalmente dovuto ad "effetti di bordo" in prossimità degli elettrodi.

L'eccessivo allargamento dei domini, come detto in precedenza, modifica il *duty-cycle* del QPM e riduce l'efficienza dell'interazione tra i campi coinvolti nel processo non lineare. In pratica, durante la fabbricazione si otterrà un *duty-cycle* medio  $\bar{D}$  diverso da quello ideale 50:50 [24], con oscillazioni casuali intorno a questo valor medio.

Un accorgimento spesso usato per ottenere il *duty-cycle* 50:50 ottimale per il QPM consiste nel riprodurre sulla superficie del substrato una successione elettrodo-isolante con dimensione dell'elettrodo inferiore rispetto a quella dell'isolante. Il rapporto tra le due larghezze dipende dal periodo che si vuole implementare: ad esempio, per periodi brevi dell'ordine di  $4\text{-}5 \mu\text{m}$  (necessari per ottenere radiazione blu tramite generazione di seconda armonica) si usa un rapporto 17:83 [25]; per periodi dell'ordine di  $30 \mu\text{m}$  è sufficiente un rapporto di circa 39:41 [26].

## 1.9 Non linearità di tipo "random"

Di grande interesse sono i fenomeni legati alle non-linearità di tipo "random".

Lo studio sui mezzi quadratici ove è presente una distribuzione casuale o *random* ha suscitato particolare interesse per i potenziali vantaggi che ne possono scaturire con riferimento ai processi parametrici non-lineari [27].

Nei mezzi non lineari, infatti, la distribuzione casuale delle proprietà dielettriche è spesso considerata un inconveniente a causa delle perdite che introduce e quindi delle basse efficienze ottenibili. Nel caso degli effetti parametrici, tuttavia, essa fornisce

potenziali applicazioni con riferimento alla risposta a larga banda [27-36] e al monitoraggio degli impulsi ultra-corti [37].

A partire dagli studi eseguiti da Freund [38] e Dolino [39], i processi di interazione a tre onde (*Three Wave Mixing*) nei cristalli ferroelectrici sono stati oggetto di studi nei sistemi non uniformi (*random*) [27-30,40-47].

Con riferimento alla generazione di seconda armonica (SHG), molti studi sono stati effettuati su niobato di stronzio e bario (SBN), un cristallo ferroelectrico in cui, durante la fase di crescita, si genera una distribuzione *random* dei domini. In esso, è stato analizzato il ruolo di tali microdomini sovrapposti a un pattern regolare [40].

Mentre la tecnica del QPM analizzata nei paragrafi precedenti, presuppone l'impiego di una geometria di interazione collineare, in cui, cioè, i vettori d'onda delle onde a FF e a SH sono paralleli l'uno con l'altro; nelle interazioni di tipo "random", affinché sia soddisfatta la legge di conservazione del momento, la geometria utilizzata è di tipo non-collineare.

### 1.10 Non linearità del terzo ordine

Mentre gli effetti del secondo ordine si possono presentare soltanto nei cristalli non-centrosimmetrici, le interazioni del terzo ordine si possono manifestare sia nei mezzi centrosimmetrici che in quelli non-centrosimmetrici.

In un mezzo isotropo la non-linearità del secondo ordine non è presente ( $\chi^{(2)} = 0$ ). Considerando il caso di un'onda monocromatica, con il campo elettrico dato da:

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2} A(x, y, z, t) \exp[i(\omega t - \beta x)] + c.c. \quad (1.58)$$

il contributo del terzo ordine alla polarizzazione non-lineare è dato da:

$$P^{(3)} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3 = \frac{1}{8} \varepsilon_0 \chi^{(3)} A^3 \exp[i(3\omega t - 3\beta x)] + \frac{3}{8} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |A|^2 A \exp[i(\omega t - \beta x)] + c.c. \quad (1.59)$$

Nell'equazione 1.59 il primo termine descrive la risposta alla frequenza  $3\omega$  (generazione della terza armonica); il secondo termine descrive il contributo della

polarizzazione, alla stessa frequenza dell'onda incidente, della dipendenza dell'intensità dall'indice di rifrazione. Nel caso di un'onda piana, trascurando il contributo dovuto al primo termine, la polarizzazione  $P^{(3)}$  è data da:

$$P^{(3)} = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} |A|^2 E \quad (1.60)$$

e la polarizzazione totale si può scrivere come:

$$P = \varepsilon_0 \chi E + P^{(3)} = \varepsilon_0 \chi_{eff} E \quad (1.61)$$

in cui

$$\chi_{eff} = \chi + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |A|^2 \quad (1.62)$$

La suscettività lineare  $\chi$  è legata alla permittività elettrica relativa  $\varepsilon_r$  e all'indice di rifrazione lineare del mezzo  $n_0$  dalla seguente espressione:

$$\chi = \varepsilon_r - 1 = n_0^2 - 1 \quad (1.63)$$

Allo stesso modo,  $\chi_{eff} = n^2 - 1$ , in cui  $n$  è l'indice di rifrazione totale. Supponendo che l'effetto non-lineare dovuto a  $\chi_3$  sia piccolo, ricordando che l'intensità dell'onda incidente è  $I = \frac{1}{2} c n_0 \varepsilon_0 |A|^2$ , l'indice di rifrazione  $n$  si può scrivere come:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.64)$$

in cui  $n_2$  è il coefficiente Kerr [2, 48], dato da:

$$n_2 = \frac{3}{4\varepsilon_0 c n_0^2} \chi^{(3)} \quad (1.65)$$

I mezzi in cui è valida l'equazione 1.65 sono chiamati mezzi *Kerr*. Se  $n_2 > 0$  la non-linearità è focalizzante, se  $n_2 < 0$  la non-linearità è defocalizzante.

## 1.11 Solitoni spaziali

Uno dei fenomeni ottici non-lineari che negli ultimi decenni ha affascinato la comunità scientifica riguarda la propagazione dei fasci ottici auto-confinati [49-55].

Nel 1964, Chiao e al. hanno mostrato per la prima volta la possibilità di compensare la diffrazione lineare [49], mentre, nel 1970, Grischkowsky ha dimostrato sperimentalmente il confinamento non-lineare nel Potassio (vapore) [56]. Nel 1973, Bjorkholm e Askin hanno osservato per la prima volta la propagazione di un solitone ottico spaziale [57].

Negli anni sono stati osservati vari tipi di solitoni nelle varie branche della fisica: in ottica [54-58-59], in chimica [60-61], in idrodinamica [62], nella fisica del plasma [63-64-65]. Nonostante i meccanismi non-lineari siano differenti per ogni campo, il fenomeno si verifica sempre quando la divergenza di un'onda che si propaga viene contro-bilanciata da alcuni effetti non-lineari.

Dal punto di vista matematico, i solitoni sono le soluzioni di una classe di equazioni dispersive non-lineari [66]: una delle più studiate è l'equazione di Schrodinger non-lineare (NLSE) [67], che, nel caso (1+1)D è data da:

$$i \frac{\partial u}{\partial q} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial p^2} \pm f(|u|^2) = 0 \quad (1.66)$$

in cui  $u$  è il campo vettoriale sotto osservazione,  $q$  è la coordinata di propagazione (se la coordinata  $q$  è il tempo, si parla di *solitoni temporali*; se, invece,  $q$  è la coordinata spaziale, si parla di *solitoni spaziali*),  $p$  la coordinata trasversale ed  $f$  una funzione non-lineare generica che descrive la risposta del mezzo.

A seconda del segno dell'ultimo termine, si distinguono i solitoni di tipo "*bright*" e i solitoni di tipo "*dark*": il segno "+" è relativo ad una non-linearità di tipo focalizzante,

mentre, il segno “-” ad una non-linearità di tipo de focalizzante. Un’ulteriore classificazione può essere fatta in base al tipo di risposta del mezzo, e, dunque, della funzione  $f$ : sono stati studiati i solitoni ottici spaziali nei mezzi Kerr [57],  $\chi^{(2)}$  [68], termici [69-70], fotorifrattivi [71], riorentazionali [72] e nei cristalli liquidi [73].

Una classe di solitoni analizzati in questa tesi riguarda i solitoni ottici spaziali di tipo *bright* in mezzi caratterizzati da una risposta *Kerr*. In particolare, la propagazione e l’interazione tra solitoni spaziali in vetri non lineari con risposta di tipo puramente *Kerr* è di interesse nell’ambito del processo ultraveloce tutto-ottico dei segnali [74-80]. Nei mezzi di tipo *Kerr*, tuttavia, risultano stabili soltanto i solitoni di tipo (1+1)D, mentre i solitoni di tipo (2+1)D (bidimensionali) sono instabili e soggetti al collasso catastrofico [49-50]. Per una propagazione solitonica stabile, in quest’ultimo caso, è necessario un effetto di stabilizzazione supplementare, come ad esempio, la saturazione o la non-località, che tende a bloccare il fenomeno del collasso [52-55].

## Capitolo 2

# Sorgente Ottica Integrata nell'ultravioletto

### 2.1 Introduzione

In questo capitolo si discute sul duplicatore di frequenza ottenuto per *Quasi-Phase-Matching* in tantalato di litio, con generazione nella regione spettrale dell'ultravioletto. In particolare, sono descritte le caratteristiche del cristallo ferroelettrico utilizzato, i passi tecnologici per la realizzazione del dispositivo e la caratterizzazione non-lineare del dispositivo ottenuto con la discussione dei risultati.

### 2.2 Proprietà del materiale

Il Tantalato di Litio (LT), uno dei materiali più usati in ottica integrata non lineare insieme al LN [48] è un cristallo uniassico positivo con proprietà ferroelettriche.

È caratterizzato da eccellenti proprietà ottiche lineari e non-lineari, elevata soglia al danno fotorifrattivo [81], trasparenza estesa nell'UV sino a 280nm [82], elevati coefficienti ottici non lineari ( $d_{33}=15.1\text{pm/V}$  a 852nm [83]) ed elettro-ottico ( $r_{33}=30\text{pm/V}$ ). La tecnica dello scambio protonico (PE) rende possibile la realizzazione di guide d'onda di buona qualità [84] grazie alla bassa temperatura di Curie. Inoltre, è possibile strutturare con il *poling* periodico la non linearità del cristallo per ottenere,

tramite QPM, duplicatori di frequenza in tutto l'intervallo spettrale di trasparenza del materiale [85-90]. Queste caratteristiche hanno reso il LT il miglior candidato dielettrico per la realizzazione di efficienti duplicatori di frequenza nel campo dell'UV [91-94]. Sono questi i motivi principali che hanno portato alla scelta di questo cristallo per la dimostrazione di SHG nell'UV intorno a 362nm in una guida a canale con QPM.

### 2.3 Realizzazione del dispositivo

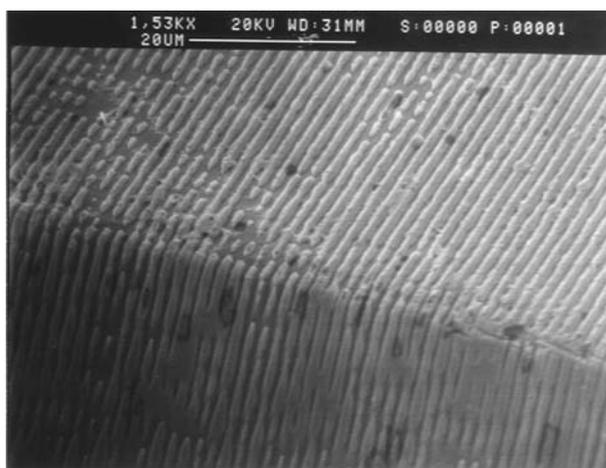
Per la fabbricazione del dispositivo è stato necessario prima effettuare il *poling* e poi definire le guide d'onda a canale.

Al fine di realizzare la maschera periodica isolante per modulare il campo elettrico applicato durante il *poling*, sulla faccia  $-z$  dei campioni di LT congruente (di spessore  $500\mu\text{m}$ ) è stato depositato per "*spin-coating*" uno strato di *photoresist* e definito fotolitograficamente il reticolo periodico di  $2\mu\text{m}$  su una lunghezza di  $1\text{cm}$ . Dopo lo sviluppo, il campione con il pattern periodico è stato mantenuto per una notte alla temperatura costante di  $90^\circ\text{C}$  (*soft baking*) e poi alla temperatura costante di  $140^\circ\text{C}$  per 3 ore (*hard baking*). Dato che i trattamenti termici sono molto critici in questi materiali, le temperature di lavoro sono state raggiunte gradualmente per evitare problemi dovuti all'effetto piroelettrico e, dunque, la formazione di *poling dot* o stress meccanici nel substrato. Per ridurre il problema dell'allargamento dei domini durante il processo di *poling* (maggiormente evidente quanto più il periodo del reticolo dei domini è piccolo, come in questo caso), è stato utilizzato un resist *hard - baked* come dielettrico perché si è osservato che i processi di *hard - baking* migliorano le caratteristiche del *photoresist* in termini di costante dielettrica [95].

Per effettuare il *poling*, il campione è stato ricoperto con un gel conduttore per assicurare un adeguato contatto elettrico. È stato applicato un campo elettrico superiore al valore coercitivo ( $21\text{ kV/mm}$ ) utilizzando un generatore di forme d'onda (Agilent 3220A) amplificato (Trek 662). Le forme d'onda della tensione di *poling* e della corrente circolante sono state monitorate con un oscilloscopio digitale, e, mediante opportuno controllo della corrente circolante, si è raggiunto il *poling* superficiale ottimale [96-97], con profondità di domini  $> 40\mu\text{m}$ . La Figura 2.1 mostra l'immagine al

microscopio elettronico a scansione di un campione di LT in seguito all'attacco chimico in acido fluoridrico.

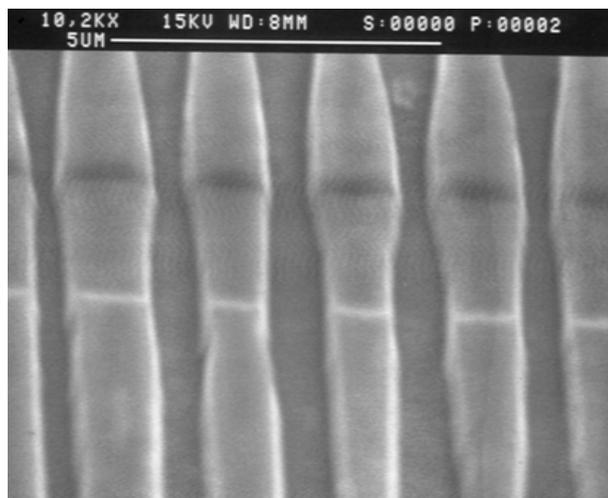
Si è agito sul *mark-to-space ratio* della maschera isolante per ottenere *duty cycle* di QPM il più possibile vicino al valore ideale di 50:50, per l'ottenimento di un'efficiente generazione di seconda armonica.



*Figura 2.1 – Immagine al microscopio elettronico a scansione (SEM) di un campione di LT (in seguito all'attacco chimico in acido fluoridrico) con struttura periodica con domini di dimensione un micron. Si nota la profondità dei domini ottenuti tramite poling.*

Successivamente, dopo aver depositato per *sputtering* una maschera di  $\text{SiO}_2$  (dello spessore di  $400\text{\AA}$ ) e aperto in essa, mediante fotolitografia standard e attacco chimico, schiere di canali larghi da 2 a  $7\mu\text{m}$ , le guide d'onda a canale sono state ottenute con la tecnica dello scambio protonico in provetta sigillata [98, 99, 100]. Lo scambio è stato effettuato alla temperatura di  $300\text{ }^\circ\text{C}$  per una durata di 6 giorni, in una miscela di acido benzoico diluito con una frazione del 3.6% in peso di benzoato di litio, ottenendo guide d'onda PE in fase  $\alpha$  [101], preservando le proprietà ottiche non lineari e l'orientazione dei domini del cristallo. Dalla caratterizzazione della guida d'onda planare formata sulla faccia "Z+" del campione, usando la tecnica dell'accoppiamento a prisma, è risultato che esse supportano un modo fondamentale TM alla lunghezza d'onda di pompa ( $730.8\text{nm}$ ), con un indice efficace ( $N_{\text{eff}}$ ) di 2.1826 (l'indice di substrato è 2.1816), e vari modi alla seconda armonica. In seguito, è stata verificata la compatibilità della guide

d'onda PE a canale in fase  $\alpha$  con il processo di *poling* con campo elettrico elevato: la Figura 2.2 mostra una guida della larghezza di  $3\mu\text{m}$  sovrapposta alla struttura periodica. Le facce d'ingresso e d'uscita del campione sono state lappate e lucidate in modo da ottimizzare l'accoppiamento “*end fire*” in guida.



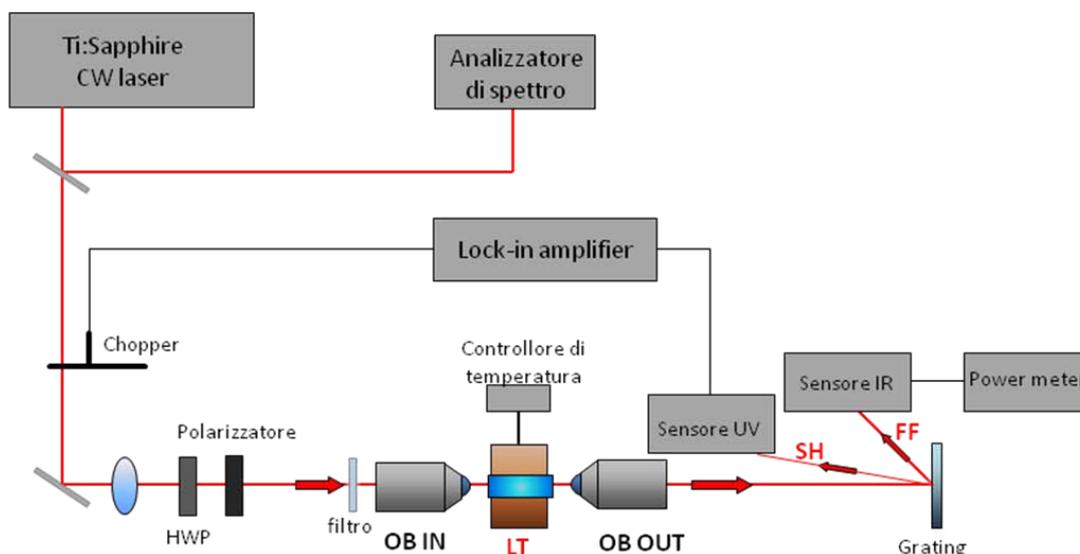
*Figura 2.2 – Immagine al microscopio elettronico a scansione (SEM) che mostra un dettaglio di un campione di LT con guida a canale sovrapposta alla struttura reticolare.*

## **2.4 Caratterizzazione non lineare del dispositivo**

Le misure riportate si riferiscono a una guida a canale di larghezza  $7\mu\text{m}$ . Come sorgente a frequenza fondamentale è stato adoperato un laser  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  pompato da un laser ad Argon, così da poter disporre di una eccitazione accordabile nell'intervallo di lunghezze d'onda tra 700 e 980nm. La radiazione emessa dal laser attraversa una lamina dielettrica posta ad un angolo superiore all'angolo di *Brewster* in modo da inviare una parte del fascio a un analizzatore di spettro ottico. In questo modo durante gli esperimenti è possibile conoscere la lunghezza d'onda della sorgente.

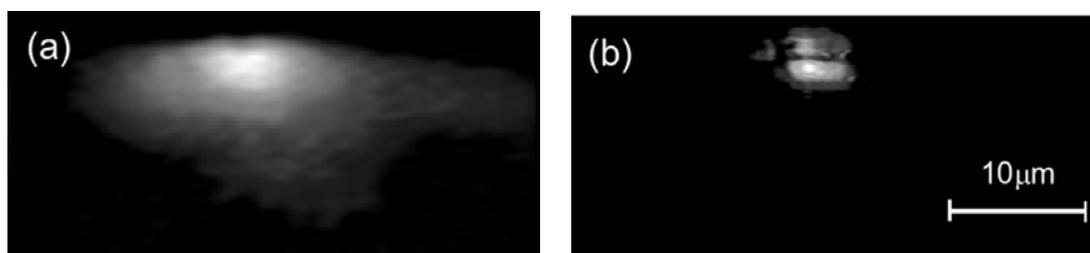
In ingresso al dispositivo è stato posto un filtro per eliminare l'eventuale luce residua dalla linea del laser ad Argon. In uscita, un filtro attenua fortemente il residuo di frequenza fondamentale rispetto alla seconda armonica generata. Il segnale in uscita dal filtro viene quindi inviato a un reticolo di diffrazione che disperde le componenti, in modo da poter misurare il segnale a seconda armonica mediante un fotorivelatore con

risposta nell'UV. Le perdite di Fresnel in uscita dalla guida sono del 13.6% e del 16.2% rispettivamente alla lunghezza d'onda fondamentale e alla seconda armonica.



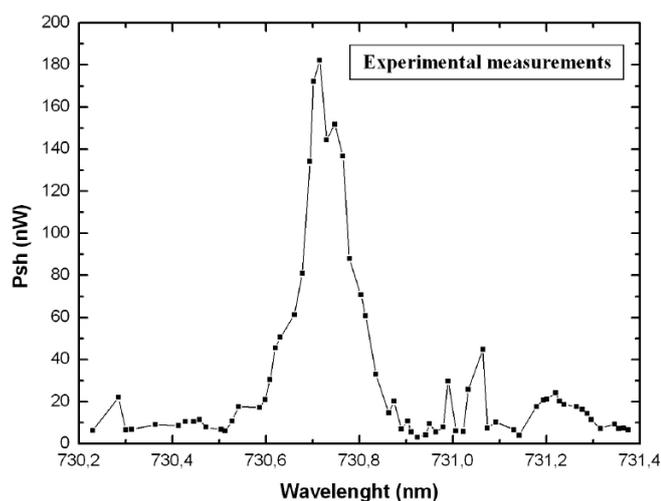
*Figura 2.3 – Schema del banco sperimentale*

Le misure sono state eseguite mantenendo il campione a una temperatura controllata di  $250 \pm 0.1^\circ\text{C}$  per ridurre o eliminare l'effetto fotorifrattivo. Il segnale a SH generato nel campo dell'UV è stato misurato con un fotorivelatore al silicio ad elevata sensibilità, collegato ad un *chopper* e ad un amplificatore *lock-in* per ridurre il rumore. Gli spot in uscita alla frequenza fondamentale e alla seconda armonica sono stati registrati con una telecamera CCD (*charged coupled device*): in Figura 2.4(a) e 2.4(b) sono mostrati i profili modali, rispettivamente, a FF e SH per la guida a canale da  $7\mu\text{m}$ .



*Figura 2.4 – Spot in uscita: a) della FF e b) della seconda armonica (in (b) è presente radiazione da diffrazione di spigolo).*

La massima efficienza di conversione è stata ottenuta alla lunghezza d'onda FF di  $730.74nm$ , come si può notare dalla Figura 2.5 che mostra l'andamento dell'efficienza di conversione in funzione della lunghezza d'onda. La risposta al variare della lunghezza d'onda segue la funzione "sinc" attesa in regime di basso svuotamento. Nonostante la guida d'onda PE sia multimodale nella regione dell'UV e il valore degli indici efficaci  $N_{eff}$  degli ordini più alti a SH siano molto vicini al valore del modo fondamentale  $TM_{00}$ , quest'ultimo domina il processo grazie a un integrale di sovrapposizione molto più elevato. Inoltre, alla lunghezza d'onda di massima efficienza, le misure sono state effettuate confrontando la potenza a seconda armonica con la potenza fondamentale in uscita dalla guida, ottenendo i risultati di Figura 2.6 che mostrano come la potenza a SH abbia un andamento parabolico all'aumentare della potenza a FF.



*Figura 2.5 – Curva di risonanza della seconda armonica generata in funzione della lunghezza d'onda immessa.*

Dalla curva di risonanza della SHG in Figura 2.5, stimando una larghezza del picco (FWHM)  $\delta\lambda = 0.152nm$ , si è potuto risalire all'effettiva lunghezza della zona periodicamente polarizzata [97], che risulta maggiore di  $9.5mm$ . Si può dunque affermare che il campione abbia periodo QPM pressoché uniforme per quasi tutta la lunghezza ( $1cm$ ).

L'efficienza normalizzata di conversione, pari a

$$\eta = \frac{P_{SH}}{P_{FF}^2 L_{eff}^2} \quad (2.1)$$

risulta di circa  $7.5\%W^{-1}cm^{-2}$ , considerando pari a  $1cm$  la lunghezza del campione che effettivamente contribuisce alla conversione di lunghezza d'onda. Si tratta di un dato approssimato per difetto, in quanto un limite dell'esperimento è che il laser con cui sono state eseguite le misure ha una larghezza di riga non molto stretta ( $0.06nm$ ). Il valore ricavato dell'efficienza normalizzata risulta notevolmente più elevato rispetto a quelli riportati in [94] e in [90] rispettivamente per LT *bulk* e per guide realizzate tramite *Reverse PE* in LT stechiometrico.

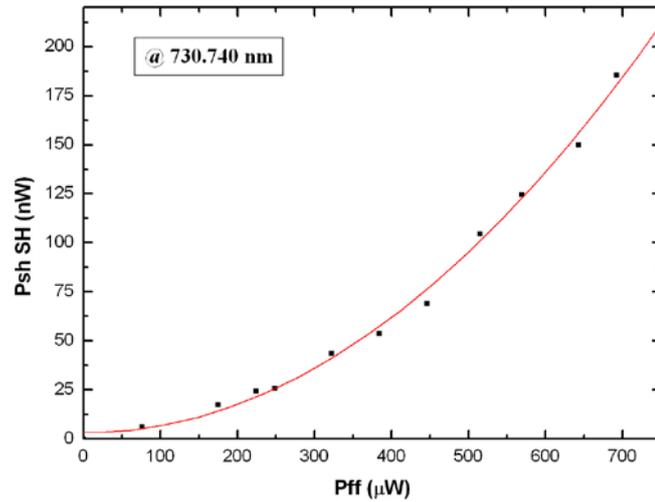


Figura 2.6 – Dipendenza della potenza a seconda armonica dalla potenza FF, alla lunghezza d'onda FF di massima efficienza (730.740 nm).

Per stimare la non linearità quadratica delle guide d'onda in LT sono stati messi a confronto i dati sperimentali e l'efficienza di conversione teorica relativa alla QPM-SHG del primo ordine,

$$\eta = \frac{4}{\pi^2} d_{33}^2 \frac{8\pi^2 \eta_0 f_{SHG}}{\lambda_{FF}^2 N_{FF}^2 N_{SH}}, \quad (2.2)$$

in cui  $\eta_0$  è l'impedenza nel vuoto,  $N_{FF}$  e  $N_{SH}$  sono gli indici di rifrazione effettivi alle lunghezze d'onda di FF e SH, rispettivamente,  $f_{SHG}$  è l'integrale di sovrapposizione non lineare

$$f_{SHG} = \frac{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} e_{SH}^*(x, y) e_{FF}^2(x, y) dx dy \right]^2}{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |e_{FF}(x, y)|^2 dx dy \right]^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |e_{SH}(x, y)|^2 dx dy}, \quad (2.3)$$

in cui  $e_{FF}(x, y)$  e  $e_{SH}(x, y)$  sono i profili trasversali adimensionali alle due lunghezze d'onda. Calcolando l'area effettiva  $1/f_{SHG} = 130 \mu m^2$  dai profili d'uscita della Figura 2.4, tramite l'equazione 2.2, si è ottenuta una non linearità efficace  $d_{eff} = 4.4 pm/V$  ed una non linearità del materiale  $d_{33} = 6.9 pm/V$ . Nonostante sia stato trascurato l'assorbimento alle lunghezze d'onda di FF e SH, quest'ultimo valore risulta coerente con quello riportato ( $d_{eff} = 4.7 pm/V$ ) da *Meyn et al.* per il caso di cristallo orientato *bulk* [94].

## 2.5 Conclusioni

È stato realizzato per la prima volta un dispositivo in Tantalato di Litio (LT) per generare UV tramite Quasi Phase Matching (QPM), con guide ottiche a canale e *poling* periodico con profondità di almeno  $40 \mu m$  in strutture con periodo di  $2 \mu m$ . L'elevato controllo tecnologico dei domini del LT su scala molto ridotta con profondità di decine di micron e la realizzazione della fabbricazione delle guide d'onda compatibili con i domini ha permesso di ottenere generazione di seconda armonica alla lunghezza d'onda record di  $365.4 nm$ , con un'ottima efficienza di conversione normalizzata pari a  $7.5\% W^{-1} cm^{-2}$ , valore più alto tra quelli presenti in letteratura.

## Capitolo 3

# Autofocalizzazione di fasci ottici tramite random Quasi-Phase-Matching

### 3.1 Introduzione

La propagazione di fasci solitonici nei mezzi con andamento *random*, recentemente, è stato oggetto di notevole interesse in relazione alla localizzazione di Anderson [102-104]. Nel campo dell'ottica, però, gli studi sperimentali sono stati abbastanza limitati a causa delle perdite lineari dovute allo scattering causato dal disordine, che impediscono la propagazione di onde coerenti per grandi distanze. Inoltre, gli effetti del disordine sulla risposta non-lineare non sono molto semplici da individuare in quanto sovrapposti agli effetti lineari (inclusa la modulazione delle proprietà lineari, che spesso assume un ruolo essenziale).

In diversi lavori è stata riportata la generazione di un fascio solitonico a due colori sfruttando la generazione della seconda armonica [54, 68, 105-108] in strutture guidanti unidimensionali (1D) mediante il *Birefringent Phase matching* (BPM) o il *Quasi Phase matching* (QPM) [68, 109, 110].

Nei cristalli ferroelettrici la tecnologia del *poling* periodico tramite applicazione di campo elettrico, come già discusso in questa tesi, rappresenta l'approccio più

appropriato alla realizzazione di duplicatori di frequenza di volume o in guida d'onda tramite processi parametrici [8,10]. Tuttavia, l'enucleazione dei domini può presentare una distribuzione "random", [111] particolarmente se il periodo è piccolo, dando luogo a strutture con una distribuzione bidimensionale (2D) disordinata del *mark-to-space ratio* (MTSR) sovrapposta alla periodicità QPM prescelta (tramite la geometria degli elettrodi). Il MTSR che si ottiene, dunque, ha una distribuzione stocastica e introduce una modulazione non-uniforme (*random*) della suscettibilità del secondo ordine, e, dunque, della risposta non-lineare, senza modificare la risposta lineare se non in misura trascurabile. Proprio per questo motivo, questi mezzi sono adatti allo studio della propagazione non-lineare delle onde in mezzi non-uniformi.

Dallo studio della SHG lontano dalla risonanza QPM in tantalato di litio, usando eccitazioni a frequenza fondamentale (FF) comprese tra 900 e 990nm e fasci d'ingresso di bassa potenza e profilo gaussiano, per effetto della componente casuale nella distribuzione dei domini nel reticolo QPM è stata recentemente osservata SHG con un andamento *random* nel campo lontano e distribuzione sensibile alla lunghezza d'onda alla FF [45].

Durante il lavoro di tesi, dopo avere osservato il fenomeno di SHG per QPM al primo ordine [112] su un substrato di tantalato di litio, è stato studiato il fenomeno della SHG tramite *random* QPM a lunghezze d'onda fuori dalla risonanza, in regime impulsato e ad alte potenze di picco, evidenziando per la prima volta il ruolo del *cascading* quadratico [108, 113] nell'effetto di auto-focalizzazione indotto sia a FF che a SH in presenza di distribuzione stocastica dell'MTSR.

### **3.2 Fabbricazione del campione e setup sperimentale**

Gli esperimenti sono stati condotti su una guida d'onda planare in  $\text{LiTaO}_3$  della lunghezza di  $1\text{cm}$ , con *poling* periodico superficiale progettato per la SHG mediante QPM. Per realizzare la maschera periodica isolante necessaria a modulare il campo elettrico applicato durante il processo di *poling*, sulla faccia "z-" del campione di LT congruente (con taglio di tipo Z, spessore  $500\ \mu\text{m}$  e lunghezza  $1\text{cm}$ ), è stato depositato per *spin-coating* uno strato di photoresist e definito fotolitograficamente il pattern periodico di  $2\ \mu\text{m}$ .

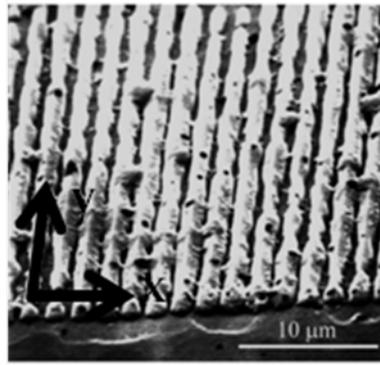


Figura 3.1 – Immagine al SEM dei domini invertiti sul campione di LT.

Per il *poling* è stato applicato un campo elettrico superiore al valore coercitivo del cristallo ( $21kV/mm$ ) con un opportuno controllo della corrente circolante [48]. Il campione, progettato per SHG mediante QPM, presenta un *mark-to-space ratio* variabile in maniera casuale, come mostrato in Figura 3.1.

Dopo il *poling* è stata realizzata la guida d'onda planare sulla faccia “+Z” del campione con la tecnica dello scambio protonico in provetta sigillata. Lo scambio è stato effettuato in una miscela di acido benzoico diluito con una frazione del 3.6% in peso di benzoato di litio, alla temperatura di  $300\text{ }^{\circ}C$  per 6 giorni. Le facce d'ingresso e d'uscita del campione sono state lucidate in modo da ottimizzare l'accoppiamento *end-fire*.

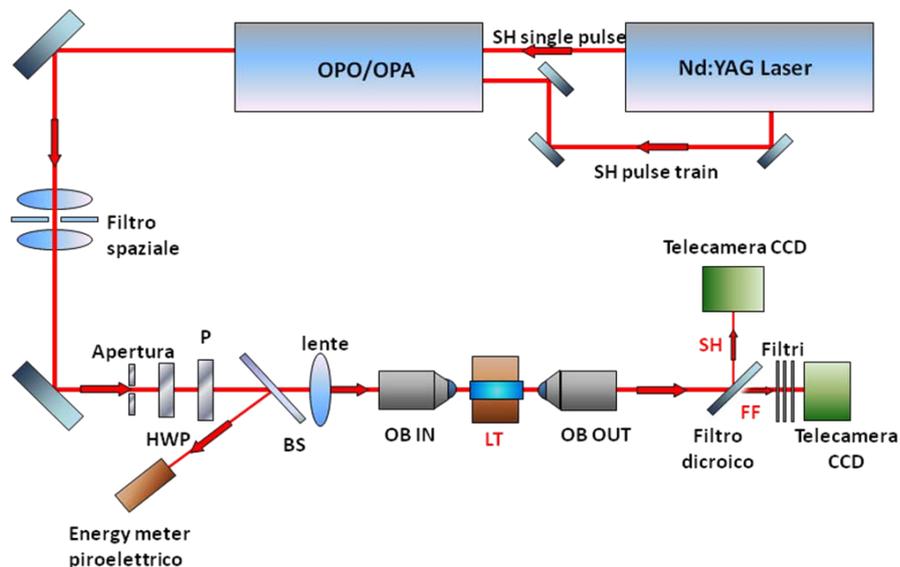


Figura 3.2 – Setup sperimentale

Il fascio della sorgente laser ad elevata potenza è stato “ripulito” con un filtro spaziale in modo da ottenere il modo  $TEM_{00}$ , poi focalizzato mediante un telescopio cilindrico (lente cilindrica e obiettivo da microscopio) per ottenere un fascio ellittico all’ingresso della guida planare sulla faccia “z+” del campione (Figura 3.2). La polarizzazione e la potenza sono stati controllati con l’uso di una lamina a mezz’onda (HWP) e di un polarizzatore (P), con attenuatori a filtri a densità neutra. Una parte del fascio è stata “spillata” con un *beam splitter* (BS) per misurarne l’energia tramite un *energy-meter* piroelettrico o un fotorivelatore, collegati a un *boxcar averager*. Le misure sono state eseguite lanciando all’ingresso della guida planare del PP-LT un fascio con un *waist* di  $4\mu\text{m}$  lungo la direzione  $y$  e di  $15\mu\text{m}$  lungo  $x$  (misurato con il metodo *knife-edge*) in modo da avere propagazione su distanze superiori a 6 lunghezze di *Rayleigh* (Figura 3.3(a)). Il fascio in uscita (Figura 3.3(b)), dopo un obiettivo da microscopio 10x, è stato separato nelle componenti a FF e a SH con un filtro dicroico.

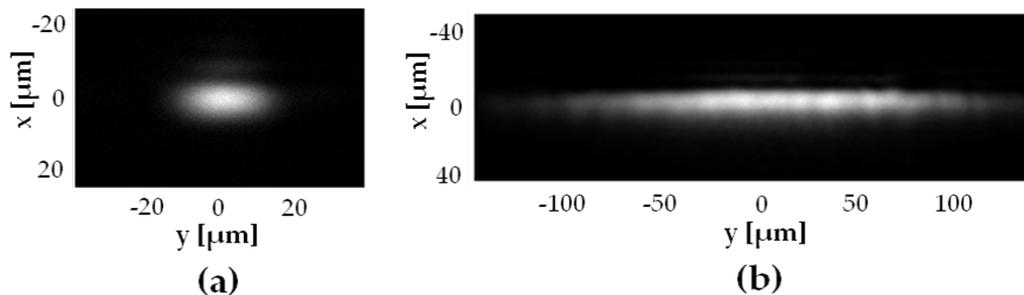


Figura 3.3 – (a) Profilo del fascio a FF alla faccia d’ingresso del campione e (b) profilo del corrispondente fascio in uscita. I profili (a bassa potenza) sono stati acquisiti con telecamera CCD.

In questo modo, entrambe le componenti armoniche sono state misurate filtrando le fluttuazioni di segnale maggiori del 10%, e visualizzate tramite telecamera CCD ad elevata sensibilità. Il misuratore di energia, il *boxcar averager* e le telecamere sono interfacciati con un computer, e l’utilizzo di programmi sviluppati in piattaforma Labview ha permesso di raccogliere e mediare i dati.

È stata studiata la risposta del campione fuori risonanza nell’intervallo di lunghezze d’onda tra 980 e 995nm.

### 3.3 Autofocalizzazione del fascio

Pompando alla lunghezza d'onda di 985nm è stata preliminarmente osservata la SHG in presenza di *Random-Quasi-Phase-Matching* (RQPM) in guida planare: all'interno della regione periodica è risultato evidente un *pattern* di SH fortemente dipendente dalla lunghezza d'onda della FF, con un profilo d'intensità divergente e a campana lontano dalla regione in *quasi-phase-matching*.

Aumentando la potenza di picco della FF, grazie al processo di *cascading* quadratico dovuto al *detuning* di fase per RQPM, si è potuto osservare un progressivo restringimento del fascio a FF all'uscita della guida, come illustrato dalle immagini in Figura 3.4(a). Il *waist* misurato passa da circa  $130\mu\text{m}$  in regime quasi-lineare (bassa potenza) a circa  $37\mu\text{m}$  per potenze di picco  $> 130\text{kW}$  evidenziando un effetto di auto focalizzazione. Un fenomeno analogo è visibile per la SH in uscita dalla guida planare (Figura 3.4(b)).

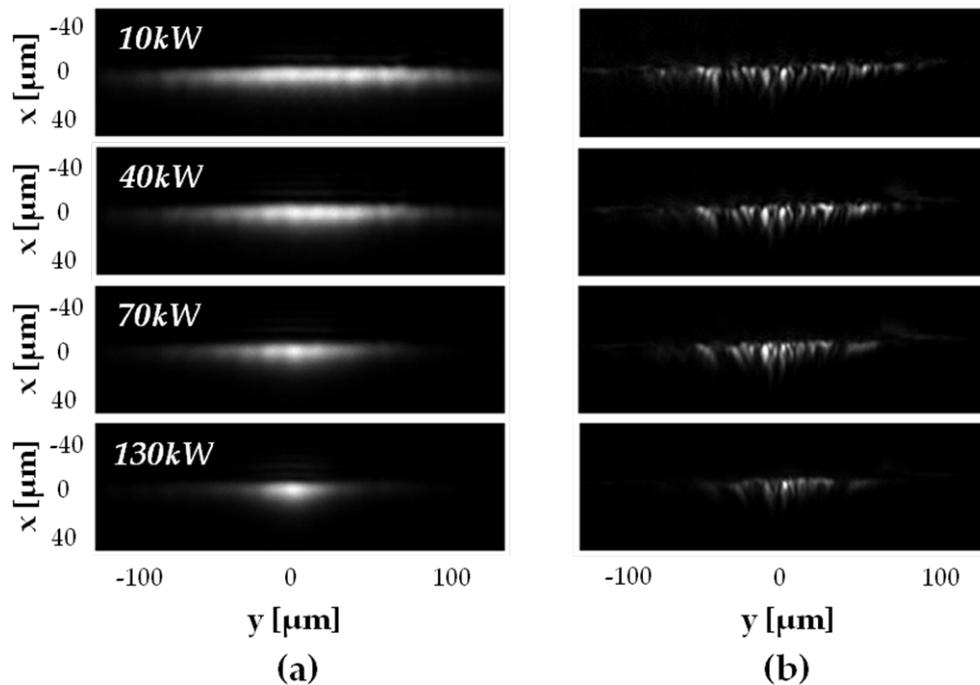


Figura 3.4- Profilo del fascio d'uscita (a) a frequenza fondamentale e (b) a SH al variare della potenza d'ingresso alla FF.

I risultati delle simulazioni numeriche in regime di alta potenza, in particolare in regime di auto-confinamento, considerando un fascio gaussiano in ingresso a frequenza

fondamentale, mostrano un comportamento dipendente dal grado di disordine: più elevato è il grado di disordine maggiori sono le perdite dei solitoni [114].

Inoltre, il confinamento nel caso di basso disordine non cambia per varie realizzazioni del processo *random*, mentre, nel caso di elevato grado di disordine, i risultati cambiano per ogni tipo di realizzazione.

La Figura 3.5 mostra l'andamento del *waist* della gaussiana che interpola la sezione orizzontale delle immagini acquisite alla FF al variare della potenza d'ingresso per due valori di lunghezza d'onda, 991 e 985nm (rispettivamente Figura 3.5(a) e 3.5(b)). Questi grafici evidenziano non solo un effetto di *self-focusing*, ma anche la formazione di un solitone spaziale quadratico per potenze FF di picco > 130kW.

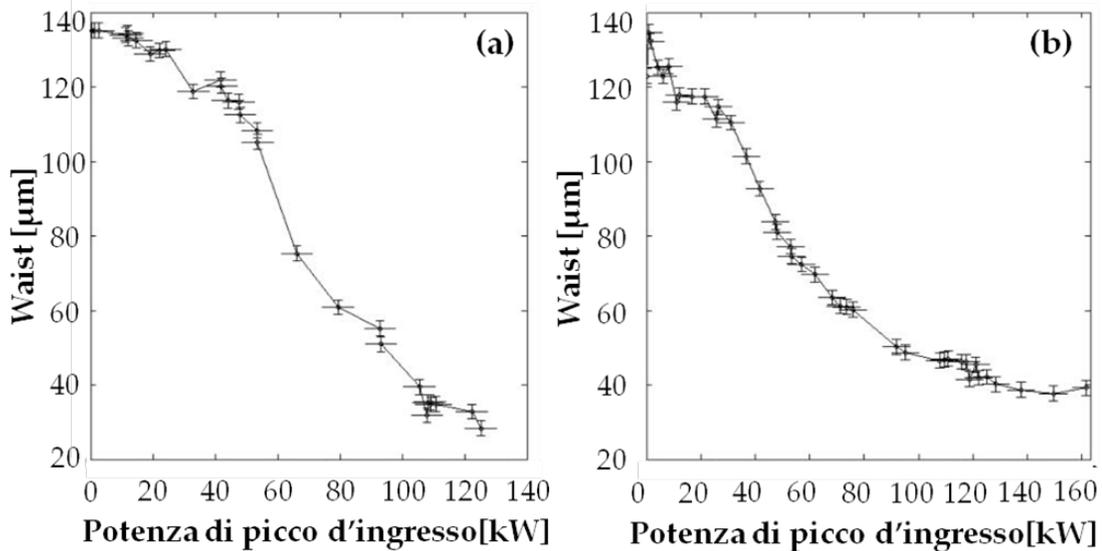


Figura 3.5- Andamento del waist del fascio a FF al variare della potenza d'ingresso alla lunghezza d'onda di (a) 991nm e (b) 985nm.

### 3.4 Conclusioni

Lo studio della configurazione con fondamentale e seconda armonica in campioni periodici a basso periodo e fuori risonanza ha consentito di evidenziare il fenomeno del QPM di tipo *random*. Sono stati dimostrati, per la prima volta, il *self-focusing* e la formazione di solitoni spaziali quadratici in guida d'onda planare di Tantalato di Litio con inversione ferroelettrica di periodo di 2μm. I fenomeni sono stati osservati nel vicino infrarosso a lunghezze d'onda tra 930 e 990nm, in presenza di *random Quasi*

*Phase Matching* lontano dalla risonanza, evidenziando il ruolo del *cascading* quadratico nell'effetto di auto-focalizzazione indotto sia a FF che a SH.

Questo approccio permette la generazione di lunghezze d'onda a larghissima banda con buona efficienza. Il fenomeno offre ampi spunti ed applicazioni fondamentali per le telecomunicazioni, la sicurezza e la spettroscopia. È stato anche mostrato che i profili in campo lontano alla seconda armonica generata per RQPM sono correlati alla distribuzione della non linearità all'interno del campione. Pertanto, la valenza applicativa dello studio del quasi-accordo di fase di tipo *random* si estende anche all'indagine non distruttiva di mezzi ferroelettrici nano-ingegnerizzati dal punto di vista non lineare.

## Capitolo 4

# Autoconfinamento della luce in mezzi Kerr

### 4.1 Introduzione

L'interazione tra solitoni spaziali è stata oggetto di studio in diversi sistemi [79, 115-127]. Nel presente lavoro di tesi è stata analizzata l'interazione tra solitoni in un vetro agli ossidi di metalli pesanti (HMO) [128] del sistema ternario ( $\text{Nb}_2\text{O}_5\text{-GeO}_2\text{-PbO}$ ), caratterizzato da una risposta di tipo Kerr ultraveloce (10 volte maggiore rispetto alla silice) e con assorbimento multifotone. In generale, i vetri con una risposta ultraveloce di tipo puramente Kerr appartengono alla classe di materiali non adatti alla propagazione di solitoni bidimensionali, richiedendo, inoltre, eccitazioni elevate a causa della ridotta non linearità. In questo caso, avendo osservato nel vetro HMO la stabilità della propagazione solitonica [129, 130] grazie alla presenza dell'assorbimento a 3 fotoni (3PA) alla lunghezza d'onda di 800 nm, è stata studiata in tale mezzo dissipativo l'interazione coerente di due fasci solitonici (2+1)D copropaganti [125, 131, 132]. Sono state osservate attrazione, repulsione e scambio di energia tra i solitoni controllando la fase relativa tra i fasci in ingresso, con una forza di interazione che dipende dalla distanza di questi ultimi.

I risultati sperimentali sono stati posti a confronto con il modello teorico dell'equazione di Schrödinger non lineare, aggiungendo un fattore correttivo che tiene conto del 3PA.

## 4.2 Proprietà del materiale e setup sperimentale

Il vetro analizzato appartiene al sistema ternario ed è composto da ossidi di niobio, germanio e piombo. È caratterizzato da estesa trasparenza spettrale dal visibile fino al medio infrarosso (Figura 4.1(a)) e da un elevato indice di rifrazione ( $> 2$ ) nello stesso intervallo di lunghezze d'onda, come appare nella Figura 4.1(b). Inoltre, presenta una risposta non-lineare alta (circa 10 volte maggiore rispetto a quella del quarzo fuso) con un valore dell'indice  $n_2$  pari a  $10^{-15} - 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$  misurato con la tecnica *DFWM* (*degenerate four-wave mixing*) alla lunghezza d'onda di  $800\text{nm}$ .

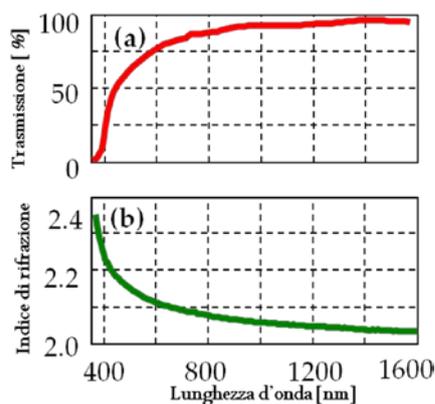
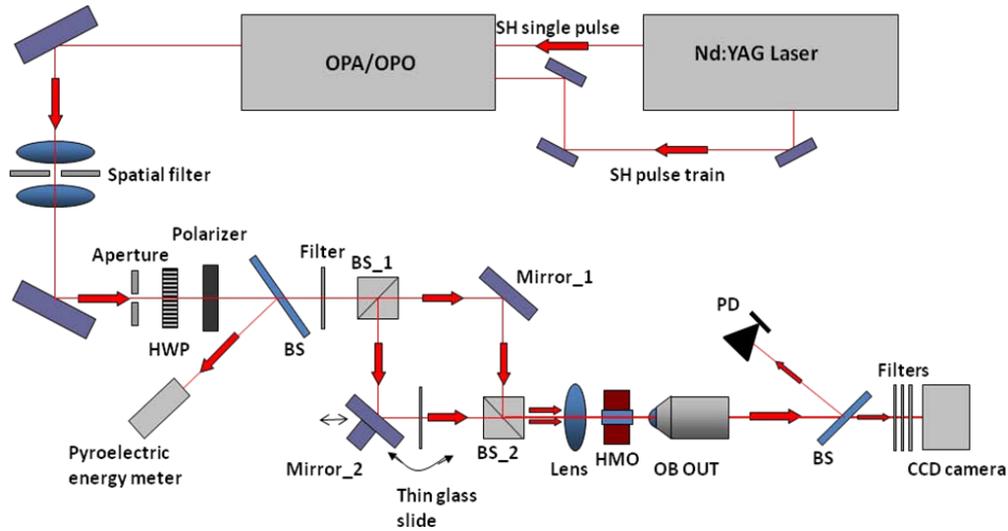


Figura 4.1 – Andamento della trasmissione (a) e dell'indice di rifrazione (b) del vetro HMO in funzione della lunghezza d'onda.

Gli esperimenti di seguito descritti sono stati condotti utilizzando la sorgente accordabile impulsata e ad elevate potenze di picco. Il fascio laser, filtrato spazialmente in modo da ottenere il modo fondamentale  $TEM_{00}$ , è stato separato in due fasci co-propaganti, utilizzando una configurazione di tipo Mach-Zehnder con due *beam-splitter* e due specchi; tramite la rotazione di un vetrino sottile, è stato possibile variare la relazione di fase tra di essi (Figura 4.2). I due fasci, distanziati l'uno dall'altro di  $40\mu\text{m}$  alla faccia di ingresso del campione di vetro  $25\text{Nb}_2\text{O}_5\text{-}25\text{PbO}\text{-}50\text{GeO}_2\text{mol}\%$ , di lunghezza  $5.7\text{mm}$ , sono stati lanciati paralleli con un *waist* di  $13\mu\text{m}$  in modo da avere propagazione superiore a 4 lunghezze di *Rayleigh*.



*Figura 4.2 – Setup sperimentale*

### 4.3 Il modello

La propagazione della luce in mezzi dielettrici con risposta di tipo Kerr può essere descritta dall'equazione di Schrödinger non lineare con un termine correttivo che tiene conto dell'assorbimento a 3 fotoni (3PA) [125, 129, 130]:

$$2ik\partial_z A + \nabla^2 A + \frac{n_2 k^2}{\eta_0} |A|^2 A + ik\beta_3 \left( \frac{n_0}{2\eta_0} \right)^2 |A|^4 A = 0 \quad (4.1)$$

essendo  $A = A(x, y, z)$  l'ampiezza del campo elettrico

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2} A(x, y, z) e^{(ikz - i\omega t)} + c.c.,$$

$k$  il numero d'onda,  $\eta_0$  l'impedenza nel vuoto,  $n_0$

l'indice di rifrazione,  $n_2$  il coefficiente Kerr (definito dalla  $n(I) = n_0 + n_2 I$  in cui  $I$  è

l'intensità) e  $\beta_3$  il coefficiente 3PA (definito da  $\frac{\partial I}{\partial z} = -\beta_3 I^3$ ).

Per le simulazioni numeriche è stato implementato un BPM (*beam propagation method*) bidimensionale con uno schema standard Crank-Nicolson. Con un'eccitazione spaziotemporale gaussiana, considerando come parametri iniziali quelli indicati nel paragrafo

4.2, sono stati trovati i seguenti valori di best fit:  $n_2 = 5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 / \text{W}$  e  $\beta_3 = 4 \times 10^{-4} \text{ cm}^3 / \text{GW}^2$ .

#### 4.4 Autoconfinamento dei fasci e interazione

In un sistema di tipo Kerr con assorbimento non lineare, un solitone ottico spaziale si può propagare se eccitato con potenza superiore alla potenza critica [133]

$$P_{CR} = \frac{\lambda^2}{2\pi n_0 n_2} \quad (4.2)$$

Per potenze più basse il fascio diffrange, per potenze più alte il fascio perde una parte della sua energia per via dell'assorbimento non-lineare [124]. La Figura 4.3 mostra il profilo in uscita di un singolo fascio che si propaga nel campione di HMO al variare della potenza di picco in ingresso (rispettivamente  $P < P_{CR}$ ,  $P \approx P_{CR}$  e  $P > P_{CR}$ ).

Nel caso specifico, è stata osservata la propagazione solitonica per valori di energia iniziale di  $3.2 \mu\text{J} / \text{impulso}$ , che corrispondono a potenze di picco di circa  $118 \text{ kW}$ . La curva di trasmissione del vetro HMO in funzione dell'energia in ingresso per un singolo fascio (Figura 4.4) mette in evidenza che la presenza dell'assorbimento a 3 fotoni previene il collasso catastrofico permettendo la formazione del solitone a circa  $3.2 \mu\text{J}$ .

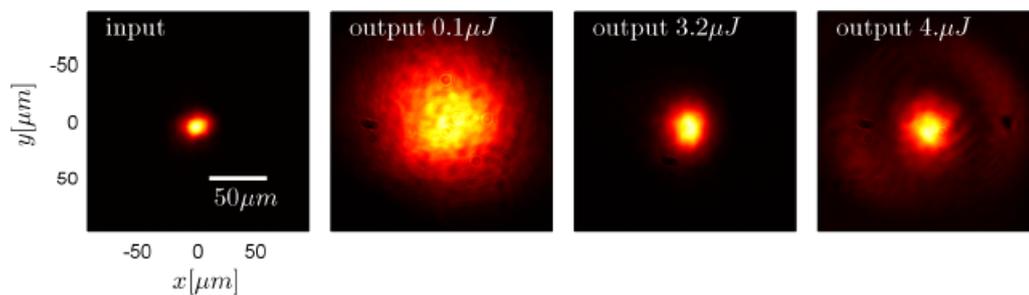
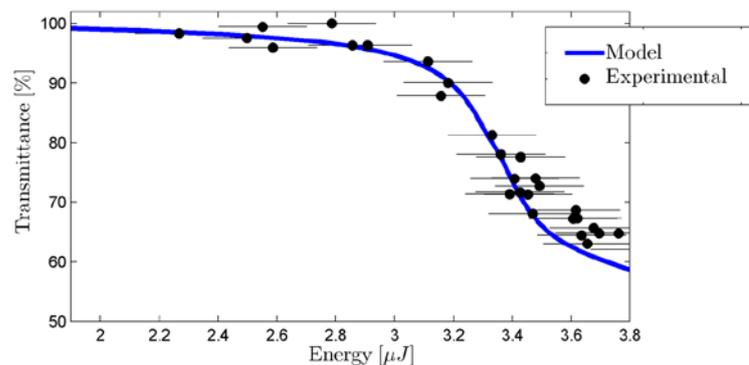


Figura 4.3 – Propagazione non lineare del fascio in un campione di HMO della lunghezza di  $5.75 \text{ mm}$ : profilo in ingresso (immagine a sinistra) e profili in uscita per potenza di picco iniziale  $P < P_{CR}$  (diffrazione lineare a  $0.1 \mu\text{J}$ ),  $P \approx P_{CR}$  (autoconfinamento a  $3.2 \mu\text{J}$ ) e  $P > P_{CR}$  (riformazione del fascio a  $4 \mu\text{J}$ ).

È stata studiata l'interazione tra due solitoni al variare dei seguenti parametri: l'energia iniziale, la separazione iniziale e la relazione di fase relativa tra i fasci. La distanza tra essi in ingresso determina la forza dell'interazione, il tipo di interazione dipende dalla fase relativa. Di seguito sono mostrati i risultati sperimentali nel caso di una distanza iniziale pari a  $40\mu\text{m}$ . In questo caso, controllando la fase relativa, è stato possibile osservare le condizioni di attrazione, repulsione e scambio di energia tra i due fasci auto-confinati.



*Figura 4.4 – Curva di trasmissione del vetro HMO al variare dell'energia/impulso in ingresso per un singolo fascio. I simboli corrispondono ai dati sperimentali e la curva alla simulazione.*

I due solitoni co-propaganti tendono ad attrarsi l'uno con l'altro quando sono lanciati in fase. La figura 4.5 mostra i risultati misurati e simulati per valori di potenza in ingresso  $P \approx P_{CR}$ .

A causa della natura dissipativa del mezzo, la propagazione auto-confinata è possibile scegliendo correttamente la distanza iniziale dei fasci e la lunghezza di propagazione, come mostrato dalla simulazione in Figura 4.5(e).

I solitoni tendono, invece, a respingersi quando sono lanciati in opposizione di fase: dopo una distanza di propagazione di  $5.7\text{mm}$ , pari alla lunghezza del campione, la separazione lungo  $x$  aumenta da  $40$  a  $80\mu\text{m}$ , come evidenziato nella Figura 4.6.

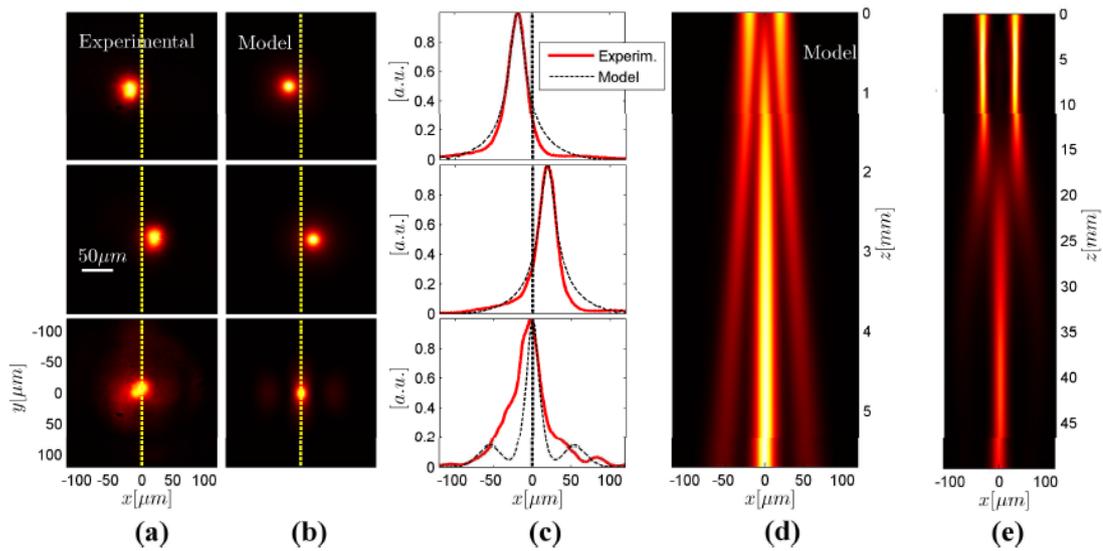


Figura 4.5 - Attrazione di due solitoni spaziali con energia pari a  $3.2\mu\text{J}/\text{impulso}$  e distanza iniziale di  $40\mu\text{m}$ . Profili dei fasci singoli in uscita (in alto) e dei solitoni interagenti (in basso), acquisiti con telecamera CCD (a) e simulati (b); (c) profili corrispondenti misurati e simulati lungo la direzione  $x$ ; (d) simulazione della propagazione dei due solitoni nel piano  $xz$ ; (e) simulazione di due fasci in fase auto-confinati con distanza iniziale di  $70\mu\text{m}$ , eccitazione di  $3.2\mu\text{J}$  e propagazione maggiore di  $5\text{cm}$ : la fusione dei fasci porta alla generazione di un singolo fascio auto-confinato senza formazione di lobi laterali.

Nella Figura 4.7 è mostrata la curva di trasmissione del vetro in funzione dell'energia totale dei due fasci impulsati sia per il caso di attrazione (curva verde) sia per il caso di repulsione (curva rossa) tra i due solitoni.

Dalle misure di trasmissione in funzione dell'energia in ingresso nei casi di singolo fascio e di fasci interagenti, si evidenzia che le perdite non lineari dei fasci interagenti risultano maggiori rispetto a quelle di un singolo fascio a parità di energia complessiva, per effetto della natura coerente dell'interazione e della dipendenza non lineare del 3PA dall'intensità.

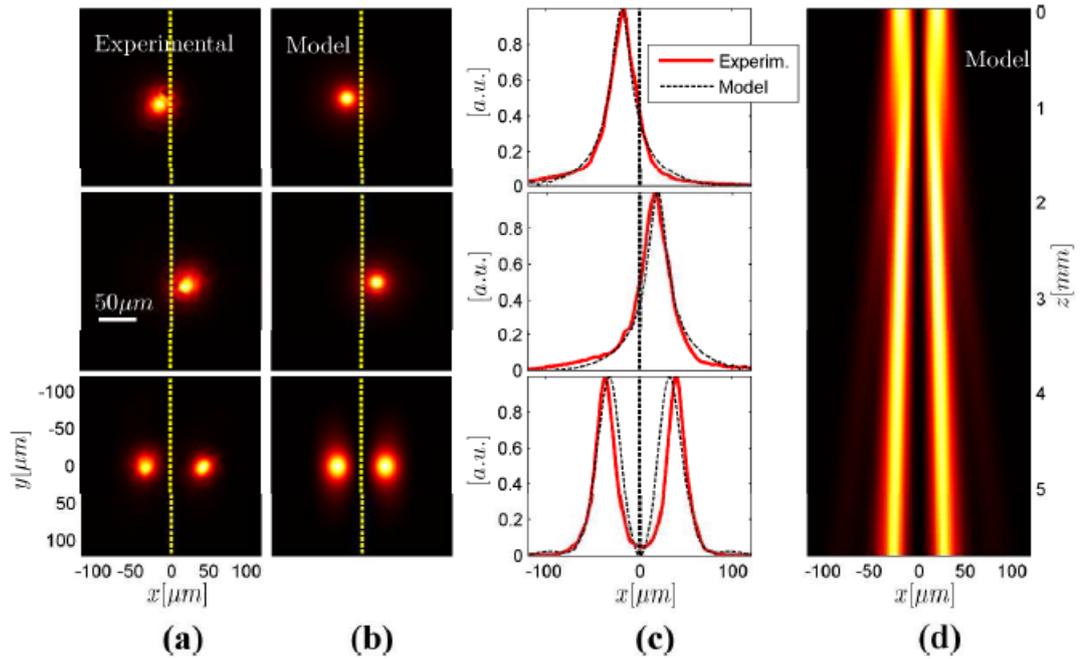


Figura 4.6 - Repulsione di due solitoni spaziali con energia pari a  $3.2\mu\text{J}/\text{impulso}$  con distanza iniziale di  $40\mu\text{m}$ . Profili dei fasci in uscita singoli (in alto) e dei solitoni interagenti (in basso), acquisiti con telecamera CCD (a) e simulati (b); (c) profili corrispondenti misurati e simulati lungo la direzione  $x$ ; (d) simulazione della propagazione dei due solitoni nel piano  $xz$ .

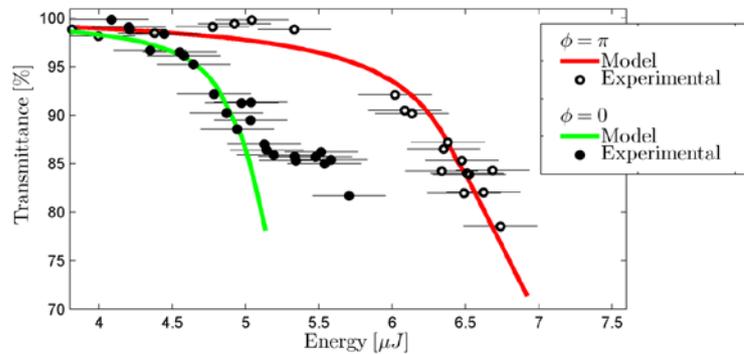


Figura 4.7 – Curva di trasmissione del vetro HMO al variare dell'energia/impulso in ingresso per due fasci identici interagenti con fase relativa  $\varphi = 0$  (curva verde) e  $\varphi = \pi$  (curva rossa). I simboli corrispondono ai dati sperimentali e le curve alle simulazioni.

Per valori intermedi della fase relativa si osserva uno scambio di energia tra i due solitoni, con un incremento (diminuzione) dell'energia (potenza) di uno alle spese dell'altro.

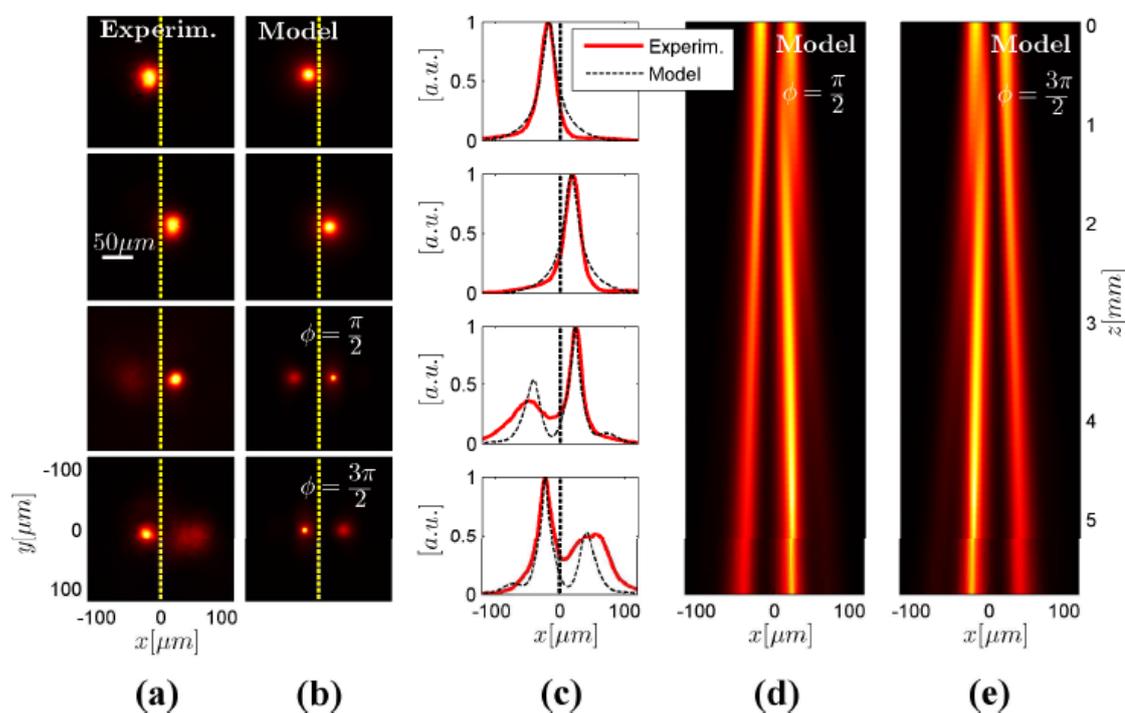


Figura 4.8 – Scambio di energia tra due solitoni spaziali con energia pari a  $3.2\mu\text{J}/\text{impulso}$  con una distanza iniziale di  $40\mu\text{m}$  e una differenza di fase pari a  $\pi/2$  (terza riga) e  $3\pi/2$  (ultima riga). Profili dei fasci in uscita singoli (in alto) e dei solitoni interagenti (in basso), acquisiti con telecamera CCD (a) e simulati (b); (c) profili corrispondenti misurati e simulati lungo la direzione  $x$ ; simulazione della propagazione dei due solitoni nel piano  $xz$  per  $\varphi = \pi/2$  (d) e  $\varphi=3\pi/2$  (e).

In particolare, la Figura 4.8 mostra i risultati sperimentali in accordo con le simulazioni numeriche per fasi relative pari a  $\pi/2$  e  $3\pi/2$ : il fascio auto-confinato in ritardo rispetto all'altro accumula energia, spillandola all'altro.

## 4.5 Conclusioni

Controllando la fase relativa tra i fasci in ingresso, eccitati con impulsi al picosecondo, sono state osservate attrazione, repulsione e scambio di energia tra fasci solitonici. Grazie a tale lavoro, è stata dimostrata per la prima volta l'interazione coerente di due solitoni spaziali 2D stabili in un mezzo di tipo Kerr nella prima finestra delle comunicazioni in fibra, regione spettrale in cui il 3PA consente la stabilizzazione dei solitoni.

I risultati ottenuti in questo mezzo sono da stimolo per la realizzazione di dispositivi ultraveloci tutto-ottici.

## Capitolo 5

### Conclusioni

In conclusione, in questo lavoro di ricerca, svolto per un anno presso il *CRES (Centro di Ricerca Elettronica per la Sicilia)*, sito in Monreale (PA) e per due anni presso il *NooEL (Nonlinear Optics and Optoelectronics Lab)* dell'Università Roma Tre (Roma), sono stati approfonditi alcuni aspetti dell'ottica non lineare, dimostrando fenomeni nuovi sia in interazioni di secondo che di terzo ordine. In questa tesi di dottorato, lo studio è stato finalizzato a comprendere e/o realizzare dispositivi ottici non lineari in grado di operare nelle bande di interesse dei sistemi di telecomunicazioni.

È stata dimostrata per la prima volta, la generazione di seconda armonica nella regione dell'ultravioletto tramite *Quasi Phase Matching* del primo ordine su un substrato di tantalato di litio micro-strutturato, sfruttando il *poling* periodico superficiale e lo scambio protonico per realizzare un duplicatore in configurazione guidata.

Dallo studio della SHG lontano dalla risonanza QPM, è stata osservata SHG con un andamento *random* nel campo lontano ed è stato evidenziato per la prima volta il ruolo del *cascading* quadratico randomico nell'effetto di auto-focalizzazione indotto sia a FF che a SH, osservando il *self focusing* e la generazione di un fascio solitario a due colori in un campione di tantalato di litio con guida planare.

E' stata esaminata l'interazione coerente tra solitoni ottici spaziali bidimensionali in un vetro agli ossidi di metalli pesanti caratterizzato da una risposta di tipo Kerr ultraveloce e con assorbimento multifotone.

Alcuni dei risultati ottenuti durante lo svolgimento del dottorato sono stati presentati a congressi internazionali, quali, il 22° *Annual Lasers and Electro Optics Society Meeting* tenutosi a Belek-Antalya (Turchia) e l'*OSA Optics & Photonics Congress* tenutosi a Karlsruhe (Germania).

## Appendice A

### Pubblicazioni

#### A.1 Articoli su rivista

- C. Conti, E. D'Asaro, S. Stivala, A. Busacca, G. Assanto. "*Parametric self-trapping in the presence of randomized quasi phase matching*". Opt. Lett. Vol.35, n.22, pp. 3760-3762 (2010).

- E. D'Asaro, S. Heidari-Bateni, A. Pasquazi, G. Assanto, J. Gonzalo, J. Solis, C. Afonso. "*Interaction of self-trapped beams in high index glass*". Opt. Exp. Vol.17, n.19, pp. 17150-17155 (2009).

- A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Stivala, A. Pasquazi and G. Assanto. "*Ultra-Violet Generation in Periodically Poled Lithium Tantalate Waveguides*". Appl. Phys. Lett. 93, 121117 (2008).

- A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Riva Sanseverino, G. Assanto. "*Stable proton exchanged waveguides in Lithium Tantalate*". Tech. Lett. Vol. 20, no. 24, pp. 2126-2128 (2008).

## A.2 Conferenze

- E. D'Asaro, A. Pasquazi, S. Heidari-Bateni, G. Assanto. "*Interaction of spatial solitons in a high-index glass*". OSA Optics & Photonics Congress. Karlsruhe (Germania). 21-24 Giugno 2010.
  
- E. D'Asaro, S. Stivala, A. Busacca, S. Riva Sanseverino C. Conti, G. Assanto. "*Autofocalizzazione via Random Quasi-Phase-Matching in guide d'onda di Tantalato di Litio*". Fotonica 2010. Pisa, 25-27 Maggio 2010.
  
- E. D'Asaro, S. Heidari Bateni, A. Pasquazi, G. Assanto. "*Interazioni coerenti tra solitoni spaziali in vetro ad alta densità ottica*". Fotonica 2010. Pisa, 25-27 Maggio 2010.
  
- A. Pasquazi, E. D'Asaro, S. Heidari-Bateni, S. Stivala, G. Assanto. "*Interacting Solitons in a High Index Glass*". Proc. of Conference On Lasers and Electro-Optics and Quantum Electronics and Laser Science Conference (CLEO-QELS 2010). San Jose (California). 16-21 Maggio 2010.
  
- E. D'Asaro, S. Heidari-Bateni, A. Pasquazi, G. Assanto, J. Gonzalo, J. Solis, C. Afonso. "*Interacting Solitons in a High Index Glass*". IEEE-LEOS 2009 annual meeting. Belek-Antalya (Turchia). 4-8 Ottobre 2009.
  
- A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Riva Sanseverino, A.C. Cino, S. Stivala and G. Assanto. "*UV Parametric Generation via Quasi-Phase-Matching in Lithium Tantalate Waveguides*". European Optical Society annual meeting (EOS2008). Parigi (Francia). 29 Sett-2 Ott 2008.
  
- A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Riva Sanseverino, G. Assanto. "*UV quasi-phase-matched second harmonic in LiTaO<sub>3</sub> channel waveguide*". 9th European Conference on Applications of Polar Dielectrics (ECAPD). Roma (Italia). 26-29 Agosto 2008.

- 
- A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Gambino, L. Zanforlin, S. Riva Sanseverino, M. Armenise. "*Completely dielectric E-field sensor based on a Lithium Niobate MZM*". First Mediterranean Photonic Conference. Ischia, Napoli (Italia). 25-28 Giugno 2008.
  
  - A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Riva-Sanseverino, A. Cino, G. Assanto. "*Quasi Phase Matched UV second Harmonic Generation in Lithium Tantalate soft PE waveguides*". First Mediterranean Photonic Conference. Ischia, Napoli (Italia). 25-28 Giugno 2008.
  
  - A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Riva Sanseverino, A. C. Cino, G. Assanto. "*Prima dimostrazione di generazione UV per QPM in guide ottiche PE in LiTaO<sub>3</sub>*". Elettroottica 2008. Milano (Italia), 10-12 Giugno 2008.
  
  - A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Gambino, L. Zanforlin, S. Riva Sanseverino, M. Armenise. "*Sensore di campo elettrico completamente dielettrico in ottica integrata*". Elettroottica 2008. Milano (Italia), 10-12 Giugno 2008.
  
  - A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Riva-Sanseverino, A. Cino, G. Assanto. "*Fabbricazione di guide PE in LiTaO<sub>3</sub> prive di instabilità*". Elettroottica 2008. Milano (Italia), 10-12 Giugno 2008.
  
  - E. D'Asaro, A. C. Busacca, S. Riva Sanseverino, G. Assanto. "*Guide a scambio protonico in Tantalato di Litio stabili nel tempo*". Gruppo Elettronica GE2008. Otranto (Italia). 18-20 Giugno 2008.
  
  - A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Riva Sanseverino, G. Assanto. "*Prima sorgente nell'UV in ottica integrata ottenuta per QPM-SHG in Tantalato di Litio*". Gruppo Elettronica GE2008. Otranto (Italia). 18-20 Giugno 2008.
  
  - A. C. Busacca, E. D'Asaro, S. Riva Sanseverino. "*Sensore di Campo Elettrico completamente dielettrico in ottica integrata*". Gruppo Elettronica GE2008. Otranto (Italia). 18-20 Giugno 2008.

## Bibliografia

- [1] Y. R. Shen, "The principles of nonlinear optics", Wiley-Interscience 2002.
- [2] R. W. Boyd. "Nonlinear Optics", Academic Press.
- [3] A. Yariv. "Quantum Electronics". 1989. Wiley.
- [4] J. Hellström, "Nanosecond optical parametric oscillators and amplifiers based on periodically poled KTiOPO<sub>4</sub>" 2001, Stoccolma.
- [5] C. Q. Xu, H.O., M. Kawahara, "Optical Frequency Conversions in Nonlinear Medium with Periodically Modulated Linear and Nonlinear Optical Parameters", IEEE J. Quantum Electron, Vol. 31, N. 6, 1995, pp. 981-987.
- [6] J. Webjörn, S.S., D. W. Nam, R. G. Waarts, R. J. Lang, "Visible Laser Sources Based on Frequency Doubling in Nonlinear Waveguides". IEEE J. Quantum Electron, Vol. 33, N. 10, 1997, pp. 1673-1686.
- [7] M. W. Evans, Modern Nonlinear Optics. Advances in Chemical Physics, 2001, Vol. 119, pp. 491-602.
- [8] M. M. Fejer, G.A.M., D. H. Jundt, R. L. Byer, "Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances". IEEE J. Quantum Electron, Vol. 28, N. 11, pp. 2631-2654.

- 
- [9] D. Delacourt, F.A., M. Papuchon, "Second-Harmonic Generation Efficiency in Periodically Poled LiNbO<sub>3</sub> Waveguides". IEEE J. Quantum Electron, Vol. 30, N. 4, 1998, pp. 1090-1099.
- [10] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, P. S. Pershan, "Interactions between light waves in a nonlinear dielectric", Phys. Rev., Vol. 127, N. 6, 1962, pp. 1918-1939.
- [11] P. A. Franken and J. F. Ward, "Optical harmonics and nonlinear phenomena", Rev. Mod. Phys., Vol. 35, N. 1, Jan. 1963, pp. 23-39.
- [12] Y. J. Ding, J. U. Kang, and J. Khurgin, "Theory of Backward Second-Harmonic and Third-Harmonic Generation Using Laser Pulses in Quasi-Phase-Matched Second-Order Nonlinear Medium", IEEE J. Quantum Electron., Vol.34, N.6, June 1998, pp.966-974.
- [13] J. U. Kang, Y. J. Ding, W. K. Burns, and J. S. Melinger, "Backward second-harmonic generation in periodically poled bulk LiNbO<sub>3</sub>", Opt. Lett., Vol.22, N.12, Jan. 1997, pp.862-864.
- [14] X. Gu, R. Y. Korotkov, Y. J. Ding, J. U. Kang, and J. B. Khurgin, "Backward second-harmonic generation in periodically poled lithium niobate", J. Opt. Soc. Am. B, Vol.15, N.5, 1998, pp.1561-1566.
- [15] M. Matsumoto, K. Tanaka, "Quasi-Phase-Matched Second-Harmonic Generation by Backward Propagating Interaction", IEEE J. Quantum Electron, Vol. 31, N. 4, 1995, pp. 700-705.
- [16] X. Gu, M. Makarov, Y. J. Ding, J. B. Khurgin, W. P. Risk, "Backward second-harmonic and third-harmonic generation in a periodically poled potassium titanyl phosphate waveguide", Opt. Lett., Vol.24, N.3, Feb. 1999, pp.127-129.
- [17] X. Mu, I. B. Zotova, Y. J. Ding, and Q. P. Risk "Backward second-harmonic generation in submicron-period ion-exchange KTiOPO<sub>4</sub> waveguide", Opt. Commun., Vol.181, July 2000, pp.153-159.
- [18] S. Stivala, A. C. Busacca, L. Curcio, R. L. Oliveri, S. Riva Sanseverino, and G. Assanto, "Continuous-wave backward frequency doubling in periodically poled lithium niobate", App. Phy. Lett., Vol.96, March 2010, 111110.

- [19] G. D. Landry, T. A. Maldonado, "Second-harmonic generation and cascaded second-order processes in a counterpropagating quasi-phase-matched device", *Applied Optics*, Vol. 37, N. 33, 1998, pp. 7809-7820.
- [20] A. C. Busacca, C. L. Sones, V. Apostopoulos, R. W. Eason, and S. Mailis, "Surface domain engineering in congruent Lithium Niobate single crystals: a route to submicron Periodic Poling". *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 81, N. 26, 2002, pp.4946-4948.
- [21] I. Camlibel, "Spontaneous polarization measurements in several ferroelectric oxides using a pulsed-field method", *Journal of Applied Physics*, Vol. 40, 1969, pp. 1690-1693.
- [22] G. D. Miller, "Periodically poled lithium niobate: modeling, fabrication and non-linear optical performance", PhD thesis at Stanford University (1998).
- [23] A. L. Alexandrovski and V. V. Volkov, "Formation of domains in lithium niobate in temperature range of 20-200°C", Moscow State University, Department of Physics, Preprint No 8, 1997.
- [24] L. E. Myers, W. R. Bosenberg, "Periodically poled lithium niobate and quasi-phase-matched optical parametric oscillator", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, N. 10, Oct. 1997, pp.1663-1672.
- [25] V. Pruneri, R. Koch, P. G. Kazansky, W. A. Clarkson, P. St. J. Russell, D. C. Hanna, "49 mW of cw blue light generated by first order quasi-phase-matched frequency doubling of a diode pumped 946-nm Nd:YAG laser", *Optics Letters*, Vol. 20, N. 23, Dec. 1995, pp.2375-2377.
- [26] D. Hoffmann, G. Schreiber, C. Haase, H. Herrmann, W. Grundkotter, R. Ricken, and W. Sohler, "Quasi-phase-matched difference-frequency generation in periodically poled Ti:LiNbO<sub>3</sub> channel waveguides", *Optics Letters*, Vol. 24, N. 13, Jul. 1999, pp. 896-898.
- [27] M. Baudrier-Raybaut, R. Haïdar, Ph. Kupecek, Ph. Lemasso, and E. Rosencher, "Random quasi-phase-matching in bulk polycrystalline isotropic nonlinear materials", *Nature*, Vol. 432, Nov. 2004, pp. 374-376.

- [28] Y. F. Chen, K. W. Su, T. H. Lu, and K. F. Huang, “Manifestation of Weak Localization and Long-Range Correlation in Disordered Wave Functions from Conical Second Harmonic Generation”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 9, Jan. 2006, 033905.
- [29] U. Voelker and K. Betzler, “Domain morphology from k-space spectroscopy of ferroelectric crystals”, *Phys. Rev. B*, Vol. 74, Oct. 2006, 132104.
- [30] A. S. Aleksandrovsky and A. M. Vyunishev, “Random quasi-phase-matching in a nonlinear photonic crystal structure of strontium tetraborate”, *Phys. Rev. A*, Vol. 78, Sept. 2008, 031802(R).
- [31] R. Fischer, D. N. Neshev, S. M. Saitiel, W. Krolikowski and Yu. S. Kivshar, “Broadband femtosecond frequency doubling in random media”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.89, N.19, Nov. 2006, 191105-1–191105-3.
- [32] P. Molina, M. Ramirez, and L. E. Bausa, “Strontium Barium Niobate as a Multifunctional Two-Dimensional Nonlinear *Photonic Glass*”, *Adv. Funct. Mater.*, Vol.18, 2008, pp.709–715.
- [33] J. J. Romero, D. Jaque, J. Garcia Sole, A. A. Kaminskii, “Simultaneous generation of coherent light in the three fundamental colors by quasicylindrical ferroelectric domains in  $\text{Sr}_{0.6}\text{Ba}_{0.4}(\text{NbO}_3)_2$ ”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 81, N.22, Nov. 2002, pp.4106-4108.
- [34] J. J. Romero, C. Arago, J. A. Gonzalo, D. Jaque, and J. Garcia Sole, “Spectral and thermal properties of quasiphase-matching second-harmonic-generation in  $\text{Nd}^{3+}:\text{Sr}_{0.6}\text{Ba}_{0.4}(\text{NbO}_3)_2$  multisecond-frequency-converter nonlinear crystals”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 93, N.5, Mar. 2003, pp.3111-3113.
- [35] W. Wang, V. Roppo, K. Kalinowski, Y. Kong, D. N. Neshev, C. Cojocaru, J. Trull, R. Vilaseca, K. Staliunas, W. Krolikowski, S. M. Saitiel, and Yu. Kivshar, “Third-harmonic generation via broadband cascading in disordered quadratic nonlinear media”, *Opt. Express*, Vol. 17, N.22, Oct. 2009, pp.20117-20123.
- [36] V. E. Kravstov, V. M. Agranovich, and K. I. Grigorishin, “”, *Theory of second-harmonic generation in strongly scattering media*, *Phys. Rev. B*, Vol. 44, N. 10, Sep. 1991, pp.4931-4942.

- [37] R. Fischer, D. N. Neshev, S. M. Saltiel, A. A. Sukhorukov, W. Krolikowski and Yu. S. Kivshar, "Monitoring ultrashort pulses by the transverse frequency doubling of counterpropagating pulses in random media", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 91, N.3, July 2007, 031104-1–031104-3.
- [38] I. Freund, "Nonlinear diffraction", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 21, Nov 1968, pp. 1404-1406.
- [39] I. Dolino, J. Lajzerowicz, and M. Vallade, "Second-Harmonic Light Scattering by Domains In Ferroelectric Triglycine Sulfate", *Phys. Rev. B*, Vol. 2, Sep 1970, pp. 2194-2200.
- [40] M. Horowitz, A. Bekker, and B. Fischer, "Broadband second-harmonic generation in  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  by spread spectrum phase matching with controllable domain gratings", *App. Phys. Lett.*, Vol.62, N.21, May 1993, 2619-2621.
- [41] U. Kawai and T. T. Ogawa, "Second-harmonic generation from needlelike ferroelectric domains in  $\text{Sr}_{0.6}\text{Ba}_{0.4}\text{Nd}_2\text{O}_6$  single crystals", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 73, N.6, Aug. 1998, pp.768-770.
- [42] A. R. Tunyagi, M. Ulex, and K. Betzler, "Noncollinear Optical Frequency Doubling in Strontium Barium Niobate", *Phys. Rev. Lett.*, Vol.90, June 2003, 243901.
- [43] S. M. Bahabad, N. Voloch, A. Arie, A. Bruner, and D. Eger, "Unveiling Quasiperiodicity through Nonlinear Wave Mixing in Periodic Media", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 98, May 2007, 205501.
- [44] S. M. Saltiel, D. N. Neshev, R. Fischer, W. Krolikowski, A. Arie, and Yu. S. Kivshar, "Generation of Second-Harmonic Conical Waves via Nonlinear Bragg Diffraction", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 100, March 2008, 103902.
- [45] S. Stivala, A. C. Busacca, A. Pasquazi, R. L. Oliveri, R. Morandotti, and G. Assanto, "Random quasi-phase-matched second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalate", *Opt. Lett.*, Vol. 35, N.3, Feb. 2010, pp. 363-365.

- 
- [46] V. Roppo, W. Wang, K. Kalinowski, Y. Kong, C. Cojocaru, J. Trull, R. Vilaseca, M. Scalora, W. Krolikowski, and Y. Kivshar, “The role of ferroelectric domain structure in second harmonic generation in random quadratic media”, *Opt. Express*, Vol. 18, N.5, March 2010, pp. 4012-4022.
- [47] A. Pasquazi, A. C. Busacca, S. Stivala, R. Morandotti, and G. Assanto, “Nonlinear Disorder Mapping Through Three-Wave Mixing”, *IEEE Photon. J.*, Vol.2, N.1, Feb. 2010, pp.18-28.
- [48] G. I. Stegeman and G. Assanto, Nonlinear Integrated Optical Devices, in *Design and Application of Integrated Optical Circuits and Components*, ed. E. J. Murphy (M. Dekker, New York, 1999).
- [49] R. Y. Chiao, E. Garmire, and C. H. Townes, “Self-trapping of optical beams”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 13, N. 15, Oct. 1964, pp. 479–482.
- [50] P. L. Kelley, “Self-focusing of optical beams”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 15, N. 26, Dec. 1965, pp. 1005–1008.
- [51] A. W. Snyder, D. J. Mitchell, L. Poladian, and F. Ladouceur, “Self-induced optical fibers: spatial solitary waves”, *Opt. Lett.*, Vol. 16, N. 1, Jan. 1991, pp. 21–23.
- [52] N. N. Akhmediev, and A. Ankiewicz, *Solitons: Nonlinear Pulses and Beams* (Chapman Hall, London, 1997).
- [53] G. I. Stegeman, and M. Segev, “Optical spatial solitons and their interactions: Universality and diversity”, *Science*, Vol. 286, N. 5444, Nov. 1999, pp. 1518–1523.
- [54] Y. S. Kivshar, and G. P. Agrawal, *Optical Solitons* (Academic Press, San Diego, 2003).
- [55] C. Conti, and G. Assanto, “Nonlinear Optics Applications: Bright Spatial Solitons”, in *Encyclopedia of Modern Optics*, eds. R. D. Guenther, D. G. Steel and L. Bayvel, vol. 5 (Elsevier, Oxford, 2004).
- [56] D. Grischkowsky, “Self-focusing of light by potassium vapor”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, no. 16, 1970, pp. 866-869.

- 
- [57] J. E. Bjorkholm and A. A. Ashkin, "cw self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 32, no. 4, 1974, pp. 129-132.
- [58] G. Stegeman, D. Christodoulides, and M. Segev, "Optical spatial solitons: historical perspectives", *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 6, No. 6, Nov/Dec. 2000, pp. 1419-1427.
- [59] G. I. Stegeman and M. Segev, "Optical Spatial Solitons and Their Interactions: Universality and Diversity", *Science*, Vol. 286, No. 5444, 1999, pp. 1518-1523.
- [60] A. S. Davidov, *Biology and quantum mechanics*. Oxford: Pergamon press, 1983.
- [61] A. J. Heeger, S. Kivelson, J. R. Schrieffer, and W. P. Su, "Solitons in conducting polymers", *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 60, No. 3, 1988, pp. 781-850.
- [62] A. R. Bishop and T. Schneider, *Solitons and condensed matter physics*. Berlin: Springer, 1978.
- [63] N. J. Zabusky and M. D. Kruskal, "Interaction of 'solitons' in a collisionless plasma and the recurrence of initial states", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 15, No. 6, 1965, pp. 240-243.
- [64] S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, K. Sengstock, A. Sanpera, G. V. Shlyapnikov, and M. Lewenstein, "Dark solitons in Bose-Einstein Condensates", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 83, No. 25, 1999, pp. 5198-5201.
- [65] J. Denschlag, J. E. Simsarian, D. L. Feder, C. W. Clark, L. A. Collins, J. Cubizolles, L. Deng, E. W. Hagley, K. Helmerson, W. P. Reinhardt, S. L. Rolston, B. I. Schneider, and W. D. Phillips, "Generating solitons by phase engineering of a Bose-Einstein condensate", *Science*, Vol. 287, 2000, p. 5450.
- [66] M. J. Ablowitz and P. A. Clarkson, *Solitons, Nonlinear Evolution Equations and Inverse Scattering*. Cambridge: Cambridge University Press, 1991.
- [67] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*. Reading, MA: Addison-Wesley, 1994.
- [68] W. E. Torruellas, Z. Wang, D. J. Hagan, E. W. VanStryland, G. I. Stegeman, L. Torner, and C. R. Menyuk, "Observation of Two-Dimensional Spatial Solitary

- Waves in a Quadratic Medium”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol.74, N.95, June 1995, pp.5036-5039.
- [69] C. Rothschild, B. Alfassi, O. Cohen, and M. Segev, “Long-range interactions between optical solitons”, *Nature Phys.*, Vol. 2, 2006, p. 769.
- [70] F. Derrien, J. F. Henninot, M. Warengem, and G. Abbate, “A thermal (2D+1) spatial optical soliton in a dye doped liquid crystal”, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, Vol. 2, 2000, p. 332.
- [71] M. Segev, B. Crosignani, A. Yariv, and B. Fischer, “Spatial solitons in photorefractive media”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 68, 1992, p. 923.
- [72] M. Peccianti, C. Conti, G. Assanto, A. DeLuca, and C. Umeton, “Routing of anisotropic spatial solitons and modulational instability in nematic liquid crystals”, *Nature*, Vol. 432, 2004, p. 733.
- [73] G. Assanto and M. Peccianti, “Spatial solitons in nematic liquid crystals”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. 39, No. 1, Jan 2003, pp. 13-21.
- [74] M. Shalaby, and A. Barthelemy, “Experimental spatial soliton trapping and switching”, *Opt. Lett.*, Vol. 16, N. 19, Oct. 1991, pp.1472-1474.
- [75] P. V. Mamyshev, A. Villeneuve, G. I. Stegeman, and J. S. Aitchison, “Steerable optical waveguides formed by bright spatial solitons in AlGaAs”, *Electron. Lett.*, Vol. 30, N. 9, Apr. 1994, pp.726.
- [76] W. E. Torruellas, G. Assanto, B. L. Lawrence, R. A. Fuerst, and G. I. Stegeman, “All-optical switching by spatial walk-off compensation and solitary-wave locking”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 68, N. 11, 1996, pp.1449–1451.
- [77] G. Leo, and G. Assanto, “Phase- and polarization-insensitive all-optical switching by self-guiding in quadratic media”, *Opt. Lett.*, Vol. 22, N. 18, Sep. 1997, pp.1391–1393.
- [78] L. Friedrich, G. I. Stegeman, P. Millar, C. J. Hamilton, and J. S. Aitchison, “Dynamic, electronically controlled angle steering of spatial solitons in AlGaAs slab waveguides”, *Opt. Lett.*, Vol. 23, N. 18, Sep. 1998, pp. 1438–1440.

- [79] M. Peccianti, C. Conti, G. Assanto, A. De Luca, and C. Umeton, “All Optical Switching and Logic Gating with Spatial Solitons in Liquid Crystals”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 81, N. 18, 2002, pp. 3335–3337.
- [80] G. Assanto, and M. Peccianti, “Routing light at will”, *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, Vol. 16, N. 1, 2007, pp. 37–48.
- [81] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Levinstein, K. Nassau, “Optically-induced refractive index inhomogeneities in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ ”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.9, 1966, pp.72-74.
- [82] S. Kase and K. Ohi, *Ferroelectrics* 8, 419 (1974).
- [83] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, and R. Ito, “Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.14, N.9, 1997, pp.2268-2294.
- [84] I. P. Kaminow, J. R. Carruthers, “Optical waveguiding layers in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ ” *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 22, N.7, 1973, pp.326-328.
- [85] K. Mizuuchi, K. Yamamoto, T. Taniuchi, “Fabrication of first-order periodically domain-inverted structure in  $\text{LiTaO}_3$ ”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.59, N.13, Sep. 1991, pp.1538-1540.
- [86] K. Mizuuchi, K. Yamamoto, and T. Taniuchi, “Second-harmonic generation of blue light in a  $\text{LiTaO}_3$  waveguide”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.58, N.24, 1991, pp.2732-2734.
- [87] H. Ahlfeldt, J. Webjorn, and G. Arvidsson, “Periodic domain inversion and generation of blue light in lithium tantalate waveguides”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol.3, N.7, July 1991, pp.638-639.
- [88] M. C. Gupta, W. Kozlovsky, and A. C. G. Nutt, “Second-harmonic generation in bulk and waveguided  $\text{LiTaO}_3$  with domain inversion induced by electron beam scanning”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol.64, N.24, 1994, pp.3210-3212.
- [89] Y. Chiu, V. Gopalan, M. J. Kawas, T. E. Schlesinger, D. D. Stancil, and W. P. Risk, “Integrated Optical Device with Second-Harmonic Generator, Electrooptic

- Lens, and Electrooptic Scanner in LiTaO<sub>3</sub>”, *J. Lightw. Technol.*, Vol.17, N.3, 1999, p. 462.
- [90] M. Marangoni, M. Lobino, R. Ramponi, E. Cianci, and V. Foglietti, “High quality buried waveguides in stoichiometric LiTaO<sub>3</sub> for nonlinear frequency conversion”, *Opt. Express*, Vol.14, N.1, Jan. 2006, pp.248-253.
- [91] K. Mizuuchi and K. Yamamoto, “Generation of 340-nm light by frequency doubling of a laser diode in bulk periodically poled LiTaO<sub>3</sub>”, *Opt. Lett.*, Vol.21, N.2, Jan. 1996, pp.107-109.
- [92] J.-P. Meyn and M. M. Fejer, “Tunable ultraviolet radiation by second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalate”, *Opt. Lett.*, Vol.22, N.16, Aug. 1997, pp.1214-1216.
- [93] P. A. Champert, S. V. Popov, J. R. Taylor, and J. P. Meyn, “Efficient second-harmonic generation at 384 nm in periodically poled lithium tantalate by use of a visible Yb--Er-seeded fiber source” *Opt. Lett.* 25, N.17, Sep. 2000, pp.1252-1254.
- [94] J. P. Meyn, C. Laue, R. Knappe, R. Wallenstein, and M. M. Fejer, “Fabrication of periodically poled lithium tantalate for UV generation with diode lasers”, *Appl. Phys. B*, Vol.73, N.2, 2001, pp.111-114.
- [95] R. V. Roussev, “Optical – Frequency Mixers in Periodically Poled Lithium Niobate: Materials, Modeling and Characterization”, Ph. D. Thesis, Stanford University (2006).
- [96] A. C. Busacca, C.A.Santini, S. Riva Sanseverino, A. Parisi, A. Cino, R. L. Oliveri, G. Assanto, “Surface periodic poling in congruent lithium tantalate”, *Electron. Lett.*, Vol.42, N.9, Apr. 2006, pp.546-547.
- [97] A.C. Busacca, M. Cherchi, S. Riva-Sanseverino, A. C. Cino, A. Parisi, S. Stivala, L. Colace, G. Assanto, “Proton Exchanged Channel Waveguides Compatible with Surface Domain Engineering in Lithium Niobate Crystals”, *Proc. CLEO 2006* (2006).

- [98] Y. N. Korkishko, V. A. Fedorov, A. N. Alkaev, F. Laurell, "Second-order optical non-linearity of proton exchanged lithium tantalate waveguides", *Appl. Phys. B*, Vol. 73, N. 5-6, 2001, pp. 519-522.
- [99] V. Rastogi, P. Baldi, I. Aboud, P. Aschieri, M. P. De Micheli, D. B. Ostrowsky, J. P. Meyn, "Effect Of Proton Exchange On Periodically Poled Ferroelectric Domains In Lithium Tantalate", *Optical Materials*, Vol. 15, N. 1, Sep. 2000, pp. 27-32.
- [100] C. E. Rice and J. Jackel, "Structural changes with composition and temperature in rhombohedral  $\text{Li}_{1-x}\text{H}_x\text{NbO}_3$ ", *Mater. Res. Bull.*, Vol. 19, N.5, May 1984, pp.591-597.
- [101] K. El-Hadi, M. Sundheimer, P. Aschieri, P. Baldi, M. P. DeMicheli, D. B. Ostrowsky, and F. Laurell, "Quasi-phase-matched parametric interactions in proton-exchanged lithium niobate waveguides", *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol.14, N.11, 1997, pp.3197-3203.
- [102] F. Abdullaev and J. Garnier, in *Progress in Optics* (Elsevier, 2005), Vol. 48, pp. 35–106.
- [103] C. Fort, L. Fallani, V. Guarrera, J. E. Lye, M. Modugno, D. S. Wiersma, and M. Inguscio, "Effect of Optical Disorder and Single Defects on the Expansion of a Bose-Einstein Condensate in a One-Dimensional Waveguide", *Phys. Rev. Lett.*, Vol 95, Oct 2005, 170410.
- [104] T. Schwartz, G. Bartal, S. Fishman, and M. Segev, "Transport and Anderson localization in disordered two-dimensional photonic lattices", *Nature*, Vol. 446, March 2007, pp. 52-55.
- [105] C. Conti and G. Assanto, in *Encyclopedia of Modern Optics* (Elsevier, 2004), Vol. 5, pp. 43–55.
- [106] O. Cohen, T. Carmon, M. Segev, and S. Odoulov, "Holographic solitons", *Opt. Lett.*, Vol. 27, N.22, Nov. 2002, pp. 2031-2033.
- [107] O. Cohen, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, and M. Segev, "Cross-phase-modulation nonlinearities and holographic solitons in periodically poled photovoltaic photorefractives", *Opt. Lett.*, Vol. 31, N.7, Apr. 2006, pp.954-956.

- [108] G. Assanto and G. I. Stegeman, "Simple physics of quadratic spatial solitons", *Opt. Express*, Vol. 10, N. 9, 2002, pp. 388-396.
- [109] G. Leo, L. Colace, A. Amoroso, G. Di. Falco, and G. Assanto, "Spatial optical solitons in nonlinearly coupled planar waveguides", *Opt. Lett.*, Vol.28, N.12, June 2003, pp.1031-1033.
- [110] G. Leo, A. Amoroso, L. Colace, G. Assanto, R. V. Roussev, and M. M. Fejer, "Low-threshold spatial solitons in reverse-proton-exchanged periodically poled lithium niobate waveguides", *Opt. Lett.*, Vol.29, N.15, Aug. 2004, pp.1778-1780.
- [111] F. Kalkum, H. A. Eggert, T. Jungk, and K. Buse, "A stochastic model for periodic domain structuring in ferroelectric crystals", *J. Appl. Phys.*, Vol. 102, July 2007, 014104.
- [112] A.C. Busacca, E. D'Asaro, A. Pasquazi, S. Stivala, and G. Assanto, "Ultraviolet generation in periodically poled lithium tantalate waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 93, N.12, Sept. 2008, pp. 121117.
- [113] G. Assanto, G. I. Stegeman, M. Sheik-Bahae, and E. VanStryland, "All Optical Switching Devices Based on Large Nonlinear Phase Shifts from Second Harmonic Generation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 62, N. 12, 1993, pp. 1323-1325.
- [114] C. Conti, E. D'Asaro, S. Stivala, A. Busacca, and G. Assanto, "Parametric self-trapping in the presence of randomized quasi phase matching", *Opt. Lett.*, Vol. 35, N.22, Nov. 2010, pp.3760-3762.
- [115] J. S. Aitchison, A. M. Weiner, Y. Silberberg, D. E. Leaird, M. K. Oliver, J. L. Jackel, and P. W. E. Smith, "Experimental observation of spatial soliton interactions," *Opt. Lett.* 16(1), 15–17 (1991).
- [116] M. Shalaby, F. Reynaud, and A. Barthelemy, "Experimental observation of spatial soliton interactions with a  $\pi/2$  relative phase difference", *Opt. Lett.*, Vol. 17, N. 11, Jun. 1992, pp. 778–780.
- [117] J. U. Kang, G. I. Stegeman, and J. S. Aitchison, "One-dimensional spatial soliton dragging, trapping, and all-optical switching in AlGaAs waveguides", *Opt. Lett.*, Vol. 21, N. 3, Feb. 1996, pp. 189–191.

- [118] V. Tikhonenko V, J. Christou, and B. Luther-Davies, “Three dimensional bright spatial soliton collision and fusion in a saturable Nonlinear Medium”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 76, N. 15, Apr. 1996, pp. 2698–2701.
- [119] G. Leo, G. Assanto, and W. E. Torruellas, “Intensity-controlled interactions between vectorial spatial solitary waves in quadratic nonlinear media”, *Opt. Lett.*, Vol. 22, N. 1, Jan. 1997, pp. 7–9.
- [120] B. Costantini, C. De Angelis, A. Barthelemy, A. Laureti Palma, and G. Assanto, “Polarization multiplexed  $\chi^{(2)}$  solitary waves interactions”, *Opt. Lett.*, Vol. 22, N. 18, Sep. 1997, pp. 1376–1378.
- [121] Y. Baek, R. Schiek, G. I. Stegeman, I. Baumann, and W. Sohler, “Interactions between one-dimensional quadratic solitons”, *Opt. Lett.*, Vol. 22, N. 20, Oct. 1997, pp. 1550–1552.
- [122] M. Peccianti, K. A. Brzdkiewicz, and G. Assanto, “Nonlocal spatial soliton interactions in nematic liquid crystals”, *Opt. Lett.*, Vol. 27, N. 16, Aug. 2002, pp. 1460–1462.
- [123] C. Rotschild, B. Alfassi, O. Cohen, and M. Segev, “Long range interactions between spatial solitons”, *Nat. Phys.*, Vol. 2, N. 11, Oct. 2006, pp. 769–774.
- [124] A. Dubietis, E. Gaizauskas, G. Tamosauskas, and P. Di Trapani, “Light filaments without self-channeling”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 92, N. 25, Jun. 2004, pp.253903-1 – 253903-4.
- [125] E. A. Ultanir, G. I. Stegeman, C. H. Lange, and F. Lederer, “Coherent interactions of dissipative spatial solitons”, *Opt. Lett.*, Vol. 29, N. 3, 2004, pp. 283–285.
- [126] T.-S. Ku, M.-F. Shih, A. A. Sukhorukov, and Y. S. Kivshar, “Coherence controlled soliton interactions”, *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 94, N. 6, Feb. 2005, pp. 063904.
- [127] A. Fratolocchi, A. Piccardi, M. Peccianti, and G. Assanto, “Nonlinearly controlled angular momentum of soliton clusters”, *Opt. Lett.*, Vol. 32, N. 11, Jun. 2007, pp.1447–1449.

- 
- [128] J. Gonzalo, H. Fernandez, J. Solis, D. Munoz-Martin, J. M. Fernandez-Navarro, C. N. Afonso, and J. L. G. Fierro, “Enhanced nonlinear optical properties of oxygen deficient lead-niobium-germanate film glasses”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 90, N. 25, Jun. 2007, 251907.
- [129] A. Pasquazi, S. Stivala, G. Assanto, J. Gonzalo, J. Solis, and C. N. Afonso, “Near-infrared spatial solitons in heavy metal oxide glasses”, *Opt. Lett.*, Vol. 32, N. 15, Aug. 2007, pp. 2103–2105.
- [130] A. Pasquazi, S. Stivala, G. Assanto, J. Gonzalo, and J. Solis, “Transverse nonlinear optics in heavy metal oxide glass”, *Phys. Rev. A*, Vol. 77, N. 4, Apr. 2008, 043808.
- [131] E. V. Vanin, A. I. Korytin, A. M. Sergeev, D. Anderson, M. Lisak, and L. Vázquez, “Dissipative optical solitons”, *Phys. Rev. A*, Vol. 49, N. 4, Apr. 1994, pp. 2806–2811.
- [132] N. Akhmediev, and A. Ankiewicz, *Dissipative Solitons* (Springer, New York, 2005).
- [133] G. Fibich, and A. L. Gaeta, “Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, N. 5, Mar. 2000, pp. 335–337.