

TESIS DEFENDIDA POR
Minerva Robles Agudo
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Director del Comité

Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez
Miembro del Comité

Dr. Serguei Stepanov
Miembro del Comité

Dr. Diego Yankelevich Gorfinkiel
Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon

*Coordinador del programa de
posgrado en Óptica*

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales

Director de Estudios de Posgrado

30 de *octubre* del 2009

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR
DE ENSENADA**



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA**

**UTILIZACIÓN DE ESTRUCTURAS APERIÓDICAS EN MEDIOS
FERROELÉCTRICOS NO-LINEALES PARA LA GENERACIÓN DE LUZ
A DIFERENTES LONGITUDES DE ONDA**

TESIS

que para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de
DOCTOR EN CIENCIAS

Presenta:

MINERVA ROBLES AGUDO

Ensenada, Baja California, México, octubre del 2009.

RESUMEN de la tesis de **Minerva Robles Agudo**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de **DOCTOR EN CIENCIAS** en **Física con orientación en Óptica**. Ensenada, Baja California. Octubre del 2009.

UTILIZACIÓN DE ESTRUCTURAS APERIÓDICAS EN MEDIOS FERROELÉCTRICOS NO-LINEALES PARA LA GENERACIÓN DE LUZ A DIFERENTES LONGITUDES DE ONDA

Resumen aprobado por:

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Director de Tesis

En este trabajo se presenta el diseño, fabricación y caracterización de cristales con diferentes secuencias de dominios ferroeléctricos y su uso para obtener diferentes procesos ópticos no-lineales. Más específicamente, se presenta la fabricación de cristales de niobato de litio periódica y aperiódicamente polarizados, conocidos en la literatura como PPLN (*periodically-poled lithium niobate*) y APLN (*aperiodically-poled lithium niobate*), para la conversión de la longitud de onda de uno o varios haces de luz a otras longitudes de onda.

Se presenta el desarrollo de una fuente de luz novedosa y sencilla que convierte la radiación emitida por un láser Nd:YAG, la cual emite radiación infrarroja de 1.06 μm de longitud de onda, a los tres colores primarios: rojo, verde y azul (luz RGB). Esto se logró usando un solo cristal de LiNbO_3 periódicamente polarizado con 2 secciones de distinta periodicidad.

Se propone un método nuevo y sencillo para diseñar estructuras de dominios aperiódicas para desarrollar varios procesos no-lineales simultáneamente y obtener varios haces con diferentes longitudes de onda en un mismo medio. Los resultados obtenidos muestran la validez del método propuesto. Más aún, se concluye tanto teórico como experimentalmente que este método presenta varias ventajas sobre métodos alternativos para la obtención simultánea de varios procesos no-lineales, siendo las principales un aumento considerable en la eficiencia de conversión de una longitud de onda a otra y una reducción del ancho espectral de las ondas creadas.

Palabras Clave: cuasi-empatamiento de fases, procesos no-lineales de segundo orden. LiNbO_3 , PPLN, APLN.

ABSTRACT of the thesis presented by **Minerva Robles Agudo** as a partial requirement to obtain the **DOCTOR OF SCIENCE** degree in **Physics with orientation in Optic**. Ensenada, Baja California, Mexico, October 2009.

USE OF APERIODIC STRUCTURES IN NONLINEAR FERROELECTRIC MATERIALS TO OBTAIN DIFFERENT WAVELENGTHS OF LIGHT

In this work we present the design, fabrication and characterization of crystals with different types of sequences of ferroelectric domains to obtain different nonlinear optics processes. More specifically, we present the use of periodically poled lithium niobate (PPLN) and aperiodically poled lithium niobate (APLN) to convert the wavelength of one or several beams of light to other wavelengths.

We report the development of a simple and novel light source that converts infrared radiation emitted by a Nd:YAG (1.06 μm) to the three primary colors: red, green and blue (RGB light). This was accomplished using only a periodically poled crystal of LiNbO_3 with two sections of different periodicity.

A new and simple method is proposed to design aperiodic domain structures to obtain several nonlinear processes simultaneously and to obtain light with different wavelengths in a single nonlinear crystal. The results obtained show the validity of the method proposed. We show both theoretically and experimentally that this method has several advantages over other alternative methods to obtain simultaneously several nonlinear processes. The main advantages are an increase in the wavelength conversion efficiency and a reduction of the spectral width of the generated waves.

Palabras Clave: quasi-phase-matching, second order nonlinear process, LiNbO_3 , PPLN, APLN.

*A mis padres:
María Agudo y Julián Robles
por todo su amor y comprensión*

Agradecimientos

La realización de este trabajo fue posible gracias al asesoramiento del Dr. Roger Sean Cudney Bueno a quien le agradezco su tiempo y paciencia, indispensables para cultivar mi motivación y mis ganas para hacer mejor las cosas. Gracias por haber contado en todo momento con su apoyo y confianza a lo largo de estos años, y por sus mejores intenciones para prepararme lo mejor posible.

Agradezco a los doctores que integraron mi comité evaluador: Eugenio Rafael Méndez Méndez, Stepanov Serguei y Diego Rubén Yankelevich Gorfinkiel, cuyas valiosas observaciones y sugerencias contribuyeron en el mejoramiento de este trabajo.

Por el préstamo de equipo para la realización de la última etapa experimental del proyecto agradezco a la Dra. Elena Tchaikina, y a Javier Dávalos por el préstamo de material para el pulido de los cristales.

A Luis Antonio Ríos Osuna por su apoyo en la fabricación de los cristales PPLN y APLN. Gracias por tu amistad e interminable paciencia que te caracteriza.

A mis compañeros de laboratorio Norma, Citlali, Héctor y Jorge por su amistad y agradable compañía. Gracias chicos por los maravillosos momentos, las sugerencias, los chistes, las comidas, etc.

A cinco grandes amigos que tuve la suerte de conocer en CICESE: Lis Tamayo, Jorge Acosta, Juan Pablo Vite, Ramón Maldonado y Carmen Maya, gracias por su amistad y por todas las llevadas a casa. Por todas las enseñanzas y lecciones que me dieron, y sobre todo por acompañarme a correr.

A la persona que se ha mantenido a mi lado en todo momento, quien me ha acompañado en este camino brindándome lo mejor de sí. A Aurelio López Navarro, por ser mi mayor crítico, por aguantarme y motivarme constantemente. Gracias corazón por tu apoyo, confianza y ánimos.

Especialmente quiero agradecer a mi gran familia (Abue, Papá, mamá, Celina, Tere, Pily, Xóchitl, Tino, Alexia, Alma, Beth, Oswal, Faby) que se mantiene muy

cerca de mí pese a la distancia. Gracias por respetar mis decisiones y por su apoyo.

A Alfon por aguantarme este tiempo, gracias sobrino por tu paciencia y tolerar los altibajos de mi carácter.

A las personas que he conocido durante mi estancia en CICESE; Fabián, Hectorín, Claudia, Bertha, Daniela, Anelisse, Sergio, Ámbar, Karina, y las que me falten por nombrar. Fue un placer haberlos conocido y haber convivido gratos momentos.

A todo el personal académico, técnico y administrativo del Departamento de Óptica y del CICESE, quiénes me apoyaron en todo momento.

Al CONACyT que me otorgó la beca para continuar con mis estudios.

Gracias Dios por darme suficiente salud hasta este momento y poder vivir esta etapa de mi existencia.

CONTENIDO

	Página
Resumen español	i
Resumen inglés	ii
Dedicatorias	iii
Agradecimientos	v
Contenido	vi
Lista de Figuras	viii
Lista de Tablas	xv
Capítulo I. Introducción	1
I.1. Objetivos	5
I.2. Estructura de la tesis.....	6
Capítulo II. Conceptos de óptica no-lineal	8
II.1. Interacción de campos electromagnéticos con la materia.....	9
II.1.1. Modelo de Lorentz	9
II.1.2. Respuesta no-lineal de un medio.....	11
II.2. Procesos ópticos no-lineales de 2o orden (mezcla de tres ondas)..	13
II.2.1. Generación de segundo armónico	15
II.2.2. Generación y amplificación óptica paramétrica	19
II.2.3. Generación de suma de frecuencias	23
II.2.4. Generación de armónicos de orden superior mediante procesos de segundo orden en cascada.....	24
II.3. Técnica de cuasi-empatamiento de fases.....	26
II.3.1. Cuasi-empatamiento de fases de órdenes superiores.....	28
II.3.2. Análisis espacial de SHG por QPM.....	30
II.3.3. Análisis general con series de Fourier.....	31
Capítulo III. Desarrollo de una fuente compacta de luz RGB	35
III.1. Antecedentes.....	35
III.1.1. Modelo RGB.....	35
III.1.2. Fuentes de luz RGB.....	38
III. 2. Obtención de luz azul mediante la generación simultanea del segundo y tercer armónicos.....	40
III.2.1. Cálculos y simulaciones.....	40
III.2.2. Experimentos en PPLN.....	46
III.3. Análisis de la obtención de luz verde y roja.....	49
III.4. Análisis de resultados obtenidos y conclusiones.....	51

CONTENIDO (continuación)

	Página
Capítulo IV. Generación de diferentes longitudes de onda en niobato de litio periódica y aperiódicamente polarizado.....	55
IV.1. Antecedentes.....	55
IV.1.1. Métodos que usan estructuras periódicas para obtener diferentes longitudes de onda en medios ferroeléctricos.....	59
IV.1.2. Métodos con estructuras aperiódicas para obtener diferentes longitudes de onda en medios ferroeléctricos.....	60
IV.2. Método aperiódico para obtener diferentes longitudes de onda en un solo cristal ferroeléctrico.....	61
IV.3. Obtención de varias longitudes de onda mediante generación óptica paramétrica en PPLN y APLN.....	69
IV.3.1. Cálculos y simulaciones.....	71
IV.3. 2. Generación óptica paramétrica en niobato de litio aperiódicamente polarizado.....	77
IV.3. 3. Análisis de resultados obtenidos.....	80
IV.4. Generación de varias longitudes de onda mediante suma de frecuencias en PPLN y APLN.....	84
IV.4.1. Cálculos y simulaciones.....	86
IV.4.2. Experimentos realizados en niobato de litio.....	90
IV.5. Conclusiones.....	97
Capítulo V. Resumen y conclusiones finales.....	98
V.1. Aportaciones realizadas durante la investigación.....	99
V.2. Propuestas de mejoras y posibilidades de trabajos futuros.....	100
Apéndice A. Fabricación de niobato de litio periódica y aperiódicamente polarizado (PPLN y APLN).....	101
A.1. Propiedades del niobato de litio, LiNbO_3	102
A.2. Fabricación de mascarilla.....	106
A.3. Reproducción de la mascarilla en fotorresina sobre el LiNbO_3	110
A.4. Inversión de dominios ferroeléctricos.....	112
REFERENCIAS.....	117

LISTA DE FIGURAS

Figura		Página
1	Presentación de un átomo en el modelo de Lorentz.....	9
2	Generación del segundo armónico.....	16
3	(a) Generación del Segundo armónico desde un punto de vista cuántico; (b) diagrama de transiciones que se llevan a cabo en el proceso.....	16
4	Intensidad del segundo armónico generado en función de Δk	18
5	Generación óptica paramétrica (OPG).....	20
6	Evolución espacial de las amplitudes de las ondas señal y acompañante en la generación óptica paramétrica, cuando $\Delta k = 0$ y la intensidad de bombeo es constante.....	22
7	Generación de suma de frecuencias (SFG).....	23
8	Generación directa del tercer armónico mediante un proceso no-lineal de tercer orden.....	25
9	Generación del tercer armónico mediante los procesos de generación del segundo armónico y generación por suma de frecuencias en cascada.....	25
10	Comparación de la generación del segundo armónico en un medio no-lineal con y sin cuasi-empatamiento de fases (QPM).....	27
11	Comparación entre QPM de (a)1o y (b)3er orden (Fejer <i>et al.</i> , 1992).....	29
12	Estructuras periódicas con QPM de primero, segundo y tercer orden.....	29
13	Dominios de diferentes espesores a l_c	32
14	(a)Modelo de color RGB; (b)diagrama cromático bidimensional y tridimensional del espacio de color correspondiente al estándar CIE 1931. El triángulo de línea sólida delimita el espacio de color de la fuente de luz RGB reportada en este trabajo (Robles <i>et al.</i> , 2006), y el de línea punteada indica el espacio de color de la fuente RGB reportada por Brunner <i>et al.</i> , 2004.....	36

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
15	Obtención de múltiples haces de luz mediante la generación simultánea de diferentes procesos no-lineales en un cristal de niobato de litio periódicamente polarizado con dos periodicidades.....	39
16	Generación simultánea del segundo y tercer armónicos mediante cuasi-empatamiento de fases de primero y tercer orden. (a) Λ_{shg} y Λ_{thg} vs. λ a una temperatura de 100°C; (b) puntos de intersección ($\Lambda_{shg} = \Lambda_{thg}$) vs. temperatura.....	41
17	Intensidad y potencia del tercer armónico vs intensidad y potencia del haz de bombeo. $L=1.5$ cm ; radio del haz=100 μm	44
18	Cálculos teóricos de Φ . (a) Φ vs. Λ a $T=100^\circ\text{C}$ y $\lambda=1.4248$ μm ; (b) Φ vs. λ a $T=100^\circ\text{C}$ y $\Lambda=15.32$ μm ; c) Φ vs. T a $\Lambda=15.32$ μm y $\lambda=1.4248$ μm . $L=1.5$ cm.....	45
19	Condiciones de cuasi-empatamiento de fases para la generación óptica paramétrica en niobato de litio a $T=100^\circ\text{C}$. Una periodicidad de 27.6 μm genera una longitud de onda de 1.42 μm	46
20	Diagrama del arreglo experimental utilizado para la generación y caracterización de luz RGB usando un solo cristal PPLN con doble periodicidad.....	48
21	Dependencias con respecto a la temperatura de: (a) longitud de onda y (b) energía.....	49
22	Influencia de las variaciones en los anchos de los dominios para la obtención de luz verde como generación del segundo armónico sin cuasi-empatamiento de fases. La fotografía sobre la gráfica muestra la sección de una rejilla del cristal con varios dominios.....	51
23	Salida de la fuente RGB. (arr.) Diseño del cristal y generación de las diferentes frecuencias de luz; (ab.) energías de salida de los pulsos, rojo, verde y azul vs. energía del pulso de bombeo. $\lambda_b=1.064$ μm ; $T=165^\circ\text{C}$. (der.) Imagen de los spots formados por los haces rojo, verde y azul después de ser separados por un prisma.....	52

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
24	Fotografía del arreglo experimental utilizado para la generación de tres haces de luz RGB.....	53
25	Ejemplos de estructuras en cristales polarizados para obtener diferentes longitudes de onda. (a) Estructura aperiódica de una supercelda óptica cuasi-periódica (QPOS) que sigue la secuencia de Fibonacci (Zhu <i>et al.</i> , 1997); (b) cristal de LiTaO ₃ hexagonalmente polarizado (HPLT) (Xu <i>et al.</i> , 2004); (c) estructura de un cuasi-cristal fotónico no-lineal bidimensional (Lifshitz <i>et al.</i> , 2005).....	58
26	Realización de tres procesos no-lineales en estructuras de dominios periódicas a bloques en un mismo medio.....	59
27	Realización de tres procesos no-lineales en un medio con estructura de dominios aperiódica.	60
28	Cuasi-empatamiento de fases visto como una aproximación de empatamiento de fases logrado por una variación continua de la no-linealidad.....	62
29	Método propuesto para crear secuencias de dominios aperiódicas en cristales ferroeléctricos. (a) Generación de una función $f(z)$ con la suma de las diferentes funciones que describen el desempatamiento de fases entre las ondas en cada proceso no-lineal considerado; (b) escalamiento de la función $f(z)$ a valores de 1 y -1 para obtener $P(z)$ que representa la secuencia de dominios en el material; (c) eliminación de dominios demasiado pequeños para fabricar.....	64
30	Variación de fases iniciales en las diferentes funciones periódicas que conforman $f(z)$. $f(z)$ compuesta de (a) 2 funciones con periodos de 26 y 31 μm ; (c) 2 funciones con periodos de 26 y 26.5 μm ; (e) 9 funciones con periodos entre 26 y 30 μm . (b), (d) y (f) corresponden a las mismas funciones $f(z)$ respectivamente, pero variando las fases iniciales de las funciones que la componen.....	66

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
31	Diferencia entre dos rejillas de 2 mm de longitud compuestas por un número distinto de periodicidades. (a) $f(z)$ formada por 2 funciones con periodos de 26 y 26.5 μm ; (b) $f(z)$ formada por 9 funciones con periodos muy cercanos entre 26 y 30 μm ...	67
32	Comparación de las transformadas de Fourier de las secuencias de dominios (a) periódicas a bloques y (b) aperiódicas calculadas con el método propuesto. Las periodicidades espaciales utilizadas para crear ambas rejillas son 27, 27.5 y 28 μm	68
33	(a) Generación óptica paramétrica en PPLN; (b) longitudes de onda que se pueden obtener como señal y acompañante vs la periodicidad de polarización del medio, a temperaturas de 25 y 150°C.....	70
34	Generación de dos diferentes longitudes de onda señal en PPLN a bloques y APLN calculado con el método propuesto; (a) intensidad en escala logarítmica; (b) y (c) intensidad en escala lineal.....	72
35	Generación de 3 diferentes longitudes de onda señal en PPLN a bloques y APLN calculado con el método propuesto; (a) intensidad en escala logarítmica; (b) y (c) intensidad en escala lineal.....	73
36	Generación de 4 diferentes longitudes de onda señal en PPLN a bloques y APLN calculado con el método propuesto; (a) intensidad en escala logarítmica; (b) y (c) intensidad en escala lineal.....	74
37	Generación de 9 diferentes longitudes de onda señal en PPLN a bloques y APLN calculado con el método propuesto; (a) intensidad en escala logarítmica; (b) y (c) intensidad en escala lineal.....	75
38	Comparación de los anchos espectrales en dos diferentes longitudes de onda calculadas para un cristal PPLN a bloques y un cristal APLN (a) lejos y (b) cerca del punto de degeneración..	76

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
39	Arreglo experimental utilizado en la caracterización del cristal APLN con 6 rejillas de 3 cm de longitud diseñado con el método propuesto.....	77
40	Espectros obtenidos experimentalmente en 4 rejillas del cristal APLN; con la combinación de (a) 2 periodicidades de 29 y 30 μm ; (b) 3 periodicidades de 27, 28 y 29 μm ; (c) 3 periodicidades de 29, 29.4 y 29.8 μm y (d) 4 periodicidades de 29.1, 29.5, 29.9 y 30.3 μm	78
41	Espectros obtenidos experimentalmente en 2 rejillas del cristal APLN; se esperaban obtener longitudes de onda a: (a) 1.55 y 1.58 μm con la combinación de las periodicidades de 29.5 y 31 μm ; (b) 1.45, 1.5, 1.6 y 1.58 μm con la combinación de las periodicidades de 28, 29, 30 y 31 μm	79
42	Comparación teórica-experimental de 4 espectros calculados y obtenidos en una de las rejillas fabricadas en el cristal APLN....	80
43	Corrimiento en longitud de onda calculado para 4 diferentes longitudes de onda, debido a la dilatación térmica del material...	81
44	Correspondencia entre 4 diferentes longitudes de onda obtenidas experimentalmente en una rejilla del cristal APLN y las calculadas teóricamente, considerando la dilatación térmica del material.....	82
45	Ubicación en la curva teórica de OPG de las diferentes longitudes de onda obtenidas experimentalmente en el cristal de APLN.....	83
46	(a) Generación de suma de frecuencias en PPLN; (b) longitud de onda generada y periodicidad requerida vs longitud de onda del haz de bombeo sintonizable a temperatura de 100°C.....	85
47	Generación mediante suma de frecuencias de 2 diferentes longitudes de onda en cristales de APLN y PPLN a bloques de 3.5 cm de longitud.....	87
48	Generación de tres diferentes longitudes de onda en estructuras APLN y PPLN a bloques mediante el proceso de suma de frecuencias.....	88

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
49	Generación de 5 diferentes longitudes de onda en estructuras APLN y PPLN a bloques mediante el proceso de generación de suma de frecuencias.....	88
50	Generación de 8 diferentes longitudes de onda mediante el proceso de suma de frecuencias en estructuras APLN y PPLN a bloques.....	89
51	Arreglo experimental utilizado para obtener suma de frecuencias.....	90
52	Obtención de dos longitudes de onda de luz roja generadas mediante suma de frecuencias en la primera rejilla de los cristales APLN y PPLN a bloques.....	92
53	Obtención de de tres longitudes de onda de luz roja generadas mediante suma de frecuencias en la segunda rejilla de los cristales APLN y PPLN a bloques.....	93
54	Obtención de cinco longitudes de onda de luz roja generadas mediante suma de frecuencias en la tercera rejilla de los cristales APLN y PPLN a bloques.....	94
55	Obtención de ocho longitudes de onda de luz roja generada mediante suma de frecuencias en la rejilla 4 de los cristales APLN y PPLN a bloques.....	95
56	Potencia del haz rojo generado a cierta longitud de onda en una de las rejillas del cristal APLN vs potencia del haz de bombeo sintonizable.....	95
57	Comparación del ancho de una longitud de onda generada mediante suma de frecuencias en los cristales APLN y PPLN a bloques.....	96
58	Curva de histéresis en el LiNbO_3	101
59	Estructura cristalina del LiNbO_3 . En el primer caso (izq.) el cristal no está polarizado y en los otros dos, los iones de Li y Nb se encuentran fuera del centro de las celdas de los átomos de oxígeno y producen un momento dipolar P_s	103
60	Orientación estándar de los ejes principales 'x', 'y', 'z' usados para describir las propiedades físicas del tensor en el LiNbO_3	104

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
61	Arreglo utilizado para grabar las mascarillas.....	107
62	Secciones de una mascarilla (a) periódica y (b) aperiódica, vistas a través del microscopio.....	109
63	Esquema de una oblea de LiNbO_3 con corte en 'z', donde se indica la orientación de sus ejes 'x', 'y', 'z'.....	111
64	Escalones de fotorresina de $15\ \mu\text{m}$ en LiNbO_3 vistos a través de un microscopio.....	112
65	Preparación de la oblea de LiNbO_3 para la inversión de dominios.....	113
66	Etapas en la generación de dominios ferroeléctricos en LiNbO_2 ; (a) nucleación de los dominios en los bordes de los electrodos, (b) propagación longitudinal rápida, (c) terminación del crecimiento longitudinal en la cara opuesta del cristal. (d) coalescencia de los dominios bajo los escalones de fotorresina, (e) propagación de las paredes de los dominios más allá de las fronteras de los escalones de fotorresina, (f) estabilización de los nuevos dominios (Miller, 1998).....	113
67	Sistema utilizado para la inversión de dominios ferroeléctricos...	114
68	Dominios ferroeléctricos vistos a través del microscopio.....	116

LISTA DE TABLAS

Tabla		Página
I	Longitudes de onda generadas en las diferentes rejillas del APLN, y sus periodicidades correspondientes que incluyen la expansión térmica del material.....	82
II	Periodicidades y longitudes de onda esperadas respectivamente en los cristales APLN y PPLN a bloques a temperatura de 25°C.....	86
III	Mascarillas grabadas para los correspondientes procesos no-lineales a desarrollar en LiNbO_3	109

Capítulo I

Introducción

La principal fuente de luz desarrollada a la fecha ha sido el LÁSER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation). Este dispositivo inventado en la década de los 60's funciona bajo el mismo principio de amplificación por emisión de radiación estimulada inventado originalmente a frecuencias de microondas para el dispositivo llamado MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation).

Las principales características que distinguen al láser de otras fuentes de luz son su reducido ancho espectral y su alta coherencia. El láser es capaz de emitir en ciertas longitudes de onda dependiendo de su medio activo. Actualmente, hay toda una variedad de láseres que emplean una amplia gama de materiales y métodos de bombeo para obtener luz monocromática coherente a longitudes de ondas específicas, abarcando desde radiación infrarroja hasta ultravioleta.

La emisión de un láser puede ser de modo continuo o pulsado. En general, los láseres pulsados generan niveles de potencias más altos que los láseres continuos. Sin embargo, se encuentran algunos láseres de alta potencia que emiten radiación continua, como los láseres de cascada cuántica (Faist *et. al.*, 1996) cuya emisión cubre el intervalo del infrarrojo medio aprox. de 3.5 a 17 μm . Entre los principales láseres pulsados destacan los de Nd:YAG con Q-switch que generan pulsos de nanosegundos (10^{-9} s), y los láseres de modos amarrados de Nd:YVO₄ y de Ti:zaf que emiten pulsos de picosegundos (10^{-12} s) y femtosegundos (10^{-15} s) respectivamente.

Los láseres pulsados se utilizan - entre otras cosas - para realizar procesos no-lineales, en los cuales la frecuencia de la radiación emitida por el láser puede convertirse a otra, sobre todo a múltiples armónicos de su frecuencia inicial.

La realización de los procesos no-lineales permite generar y manipular radiación en diversos intervalos de longitudes de onda, lo cual representa una opción para desarrollar fuentes de luz monocromática coherente alternas al láser.

Los procesos ópticos no-lineales se pueden clasificar de acuerdo al orden de la susceptibilidad eléctrica que se induce en un medio dieléctrico ante la presencia de un campo eléctrico intenso ($\chi^{(1)}, \chi^{(2)}, \chi^{(3)} \dots \chi^{(n)}$). Las susceptibilidades son constantes de proporcionalidad entre el campo eléctrico y la polarización inducida en el material. Para ondas monocromáticas incidentes:

- La $\chi^{(1)}$ es la responsable de que ocurran los fenómenos ópticos de primer orden o lineales, como absorción, refracción y dispersión.
- La $\chi^{(2)}$ provoca la generación de los procesos no-lineales de segundo orden producidos por la mezcla de tres ondas, como el efecto Pockels y la generación del segundo armónico.
- La $\chi^{(3)}$ provoca la generación de los procesos no-lineales de tercer orden, producidos por la mezcla de cuatro ondas, como el efecto Kerr, el efecto Raman, la generación del tercer armónico, el autoenfocamiento y la conjugación de fase.

Los valores de las susceptibilidades eléctricas de cada orden dependen de las características de cada medio y disminuyen conforme el orden aumenta. En general, entre mayor sea el orden de un proceso óptico no-lineal a realizar, mayor será la intensidad requerida en el campo incidente.

El primer experimento de conversión de frecuencias realizado mediante un proceso no-lineal de segundo orden fue la generación del segundo armónico (SHG por sus siglas en inglés). En este experimento se consiguió duplicar la frecuencia de emisión de un láser de rubí con longitud de onda de 694 nm en un cristal de cuarzo (Franken *et al.*, 1961).

Para la realización de cualquier proceso no-lineal de conversión de frecuencias no basta con que el material exhiba un efecto no-lineal con relativo bajo nivel de intensidad. Para que el proceso sea eficiente, es necesario que todas las ondas

que se generan en el medio estén en fase, o por lo menos que su desfase sea menor a 180° , para que la interferencia entre ellas sea constructiva. Cuando todas las ondas generadas en el medio están en fase se dice que se tiene la condición de empatamiento de fases (“*phase matching*”).

Para el caso particular de la generación del segundo armónico, se puede probar que la condición necesaria para que haya empatamiento de fases es que los índices de refracción de la onda fundamental y su segundo armónico sean iguales. Puesto que en un medio el índice de refracción depende de la frecuencia, es prácticamente imposible lograr el empatamiento de fases en un material isotrópico. Para lograr el empatamiento de fases generalmente se utilizan materiales anisotrópicos – por ejemplo, cristales birrefringentes – en donde se aprovecha el hecho de que los índices de refracción dependen no solamente de la longitud de onda, sino también de la polarización de las ondas y sus direcciones de propagación con respecto a los ejes cristalinicos del material.

Cuasi-empatamiento de fases, QPM por sus siglas en inglés (quasi-phase-matching) representa otra opción para realizar eficientemente procesos no-lineales de segundo orden. Esta técnica inventada por Armstrong *et al.* (1962) se basa en utilizar la máxima distancia de separación entre dos regiones del medio donde se generan dos ondas que interfieren constructivamente. Esta distancia conocida como longitud de coherencia l_c , delimita la región donde las ondas generadas mantienen un desfase máximo de 180° entre ellas. La longitud de coherencia depende de las frecuencias de las ondas que interactúan en el medio y de los índices de refracción correspondientes.

La técnica de cuasi-empatamiento de fases se puede implementar en cristales ferroeléctricos, debido a que en estos cristales el coeficiente no-lineal de segundo orden es proporcional a su polarización espontánea ($\chi^{(2)} \propto \mathbf{P}_s$), es posible afectar el signo de la no-linealidad al invertir la dirección de la polarización del material. La técnica consiste en cambiar el signo de $\chi^{(2)}$ alternadamente cada longitud de coherencia, y producir un cambio de fase de 180° ocasionando que todas las

ondas que se generen en el medio interfieran constructivamente para hacer eficiente el proceso de conversión de frecuencias. A cada región que mantiene la misma dirección de la polarización se le conoce como dominio ferroeléctrico.

En general, la condición para llevar a cabo un proceso no-lineal por QPM en donde interactúan tres ondas con frecuencias ω_1 , ω_2 y ω_3 está dada por

$$\Delta k = \frac{2m\pi}{\Lambda},$$

donde Δk es la diferencia de las constantes de propagación de las

ondas que interactúan en el medio y depende del proceso no-lineal que se realice, Λ es la periodicidad espacial con que se invierte el signo de $\chi^{(2)}$ y m es un número entero que indica el orden de QPM.

Para el caso particular de la generación del segundo armónico:

$$\Delta k = \frac{\omega_3}{c} n(\omega_3) - \frac{\omega_1}{c} n(\omega_1) - \frac{\omega_2}{c} n(\omega_2),$$

donde n es el índice de refracción y c es

la velocidad de la luz en el vacío. Nótese que basta con modificar la periodicidad Λ para variar Δk y por ende las frecuencias que intervienen en el proceso no-lineal. Esta es la ventaja principal de la técnica de cuasi-empatamiento de fases, la cual presenta la posibilidad de desarrollar fuentes de luz en un gran intervalo de longitudes de onda.

Por otra parte, es posible desarrollar diferentes procesos no-lineales en un mismo medio y obtener más de una longitud de onda a la salida, variando la secuencia de la estructura de dominios ferroeléctricos. Ya sea, dividiendo el medio en secciones con periodicidades diferentes, o bien, diseñando una estructura de dominios aperiódica que cumpla diferentes condiciones de cuasi-empatamiento de fases (Capmany, 2001; Cai, 2003).

De aquí deriva la importancia que tiene el diseño de las estructuras de dominios en un material. Dependiendo de este diseño, el medio será capaz de producir una o varias longitudes de onda, de generar más o menos eficiente cada determinada señal, e incluso hasta de modificar el perfil temporal y espacial del haz incidente.

Con el diseño adecuado de las estructuras de dominios aperiódicas se pueden simplificar los diferentes arreglos ópticos que requieran de fuentes de luz a distintas longitudes de onda, al emplear un solo medio no-lineal en vez de varios. A la fecha se han propuesto varios métodos para diseñar estas estructuras con la finalidad de optimizar la generación de las diferentes señales y hacer más eficientes los procesos no-lineales (Zhang y Gu, 2001; Cai, 2003.).

El diseño y la fabricación de cristales periódica y aperiódicamente polarizados presentan las ventajas de cubrir un amplio intervalo de longitudes de onda, ya que sólo están limitados por el intervalo de transparencia del material que se utilice y por las técnicas en la fabricación de los dominios en el material. Esto ha hecho que se mantengan vigentes pese a la existencia de otros mecanismos que se utilizan para obtener varias longitudes de onda, como fibras ópticas especiales y algunos materiales semiconductores.

I.1 Objetivos

En esta tesis se presenta un análisis teórico-experimental para desarrollar procesos no-lineales de segundo orden en cascada, y obtener distintas longitudes de onda en cristales de niobato de litio periódica y aperiódicamente polarizado (PPLN y APLN). Los objetivos particulares del estudio son los siguientes:

1. Fabricar una fuente compacta de luz coherente roja, verde y azul (RGB), mediante la generación simultánea del segundo y tercer armónicos en un cristal PPLN. Aunque los procesos no-lineales que se desarrollan en cascada en el cristal PPLN han sido reportados en otro material (Liao *et al.*, 2003), la realización de esta fuente de luz RGB en LiNbO_3 es novedosa.
2. Simplificar el diseño y fabricación de cristales APLN para obtener un haz de luz con varias longitudes de onda, mediante la generación óptica paramétrica y la generación por suma de frecuencias. Demostrar las ventajas que presentan las estructuras aperiódicas en comparación con las periódicas secuenciales para

generar varias longitudes de onda en un mismo medio, empleando un método propuesto para el diseño de las estructuras aperiódicas.

I.2 Estructura de la tesis

La presente tesis está organizada en 5 capítulos y 1 apéndice de la siguiente manera:

En este capítulo I se da una breve introducción sobre el tema a tratar, y se plantean los objetivos principales de la investigación.

En el capítulo II se trata la teoría básica de los procesos ópticos no-lineales de segundo orden. Se explica la interacción de ondas electromagnéticas con la materia y las consecuencias de la no-linealidad del medio. Se describen de manera cualitativa los diferentes procesos no-lineales de segundo orden donde interviene la mezcla de tres ondas, como son la generación del segundo armónico (SHG), la generación por suma de frecuencias (SFG) y la generación y amplificación óptica paramétrica (OPG y OPA). Se menciona cómo es posible generar armónicos de orden superior, como el tercer armónico (THG), mediante procesos de segundo orden en cascada. Se explica en qué consisten las condiciones de desempatamiento, empatamiento y cuasi-empatamiento de fases (QPM), haciéndose un análisis más detallado de esta última desde un punto de vista espacial y con series de Fourier. Esto, con la finalidad de dejar en claro la importancia que tiene en la conversión eficiente de diferentes frecuencias en un medio no-lineal.

En el capítulo III se presenta el desarrollo de una fuente compacta de luz que emite en los tres colores primarios: rojo, verde y azul (RGB), usando un solo cristal PPLN con dos periodicidades diferentes. Se reportan los cálculos realizados y los resultados experimentales obtenidos en la realización de los procesos no-lineales en cascada: OPG, SHG, SFG y SH-THG simultáneamente, haciéndose un análisis de los mismos.

En el capítulo IV se propone un método simplificado para diseñar estructuras aperiódicas en medios ferroeléctricos que puedan generar diferentes longitudes de onda mediante la realización de varios procesos no-lineales de segundo orden en un solo medio. Se muestran las ventajas de usar estructuras aperiódicas en vez de estructuras periódicas secuenciales para obtener varias longitudes de onda, mencionando algunos ejemplos de arreglos para ambos casos. Se comparan los resultados teórico-experimentales obtenidos con diferentes tipos de estructuras, en las que primero se considera la generación óptica paramétrica para obtener simultáneamente diferentes longitudes de onda en el infrarrojo cercano, y en experimentos posteriores, la generación por suma de frecuencias para obtener distintas longitudes de onda sintonizables en el color rojo.

En el capítulo V se presenta un resumen y se analizan los resultados obtenidos en este trabajo, concluyendo con las aportaciones realizadas durante la investigación y algunas propuestas para trabajos futuros.

Al final de la tesis se anexa un apéndice donde se describen las características principales del LiNbO_3 y los procedimientos utilizados en la fabricación de los cristales PPLN y APLN.

Capítulo II

Conceptos de Óptica No-lineal

La óptica no-lineal estudia los fenómenos que ocurren cuando la respuesta de un medio es modificada por la presencia de luz intensa. En esta área de la física se analizan los cambios que sufre la luz como consecuencia de diversos procesos no-lineales. Para entender por qué se observan tales procesos, partimos de considerar que la luz es una onda electromagnética y que la respuesta de un medio ante un campo electromagnético se da mediante su polarización (\mathbf{P}).

En este capítulo se describe mediante el modelo de Lorentz la respuesta no-lineal de un medio y se presenta su interpretación física de manera macroscópica. Se muestra cómo las características físicas de un medio, como su índice de refracción, temperatura y región de transparencia, influyen en diversos procesos no-lineales de generación y conversión de luz a distintas frecuencias. Se explican brevemente los principales procesos no-lineales de segundo orden en los que se centra este trabajo, así como las ecuaciones que describen la variación de los diferentes campos eléctricos involucrados. Se menciona, además, cómo realizar distintos procesos simultáneamente para la conversión de luz a diferentes frecuencias.

En la última parte del capítulo se describe la técnica de cuasi-empatamiento de fases, mediante la cual es posible realizar procesos no-lineales de segundo orden de manera eficiente en medios ferroeléctricos.

II.1 Interacción de campos electromagnéticos con la materia

II.1.1 Modelo de Lorentz

Desde el punto de vista microscópico, la interacción de radiación electromagnética con la materia se puede explicar usando el modelo de Lorentz. Este modelo aproxima el efecto de los campos electromagnéticos sobre los electrones, considerando cada átomo de un medio dieléctrico como un oscilador formado por una carga positiva y una negativa unidas por un resorte, como se muestra en la figura 1.

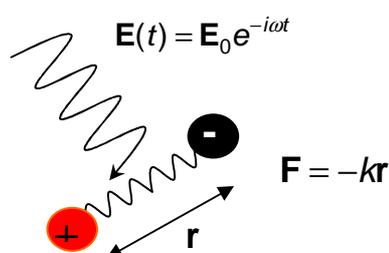


Figura 1: Presentación de un átomo en el modelo de Lorentz.

Cuando una onda monocromática de frecuencia ω incide en un dipolo provocando que sus cargas vibren, el resorte que las une genera una fuerza restitutiva $\mathbf{F} = -k\mathbf{r}$, donde k es una constante elástica. Despreciando el amortiguamiento de la oscilación que resulta en absorción, la ecuación del movimiento del electrón es expresada por la segunda ley de Newton de la forma siguiente:

$$-k\mathbf{r} + e\mathbf{E}(t) = m\ddot{\mathbf{r}}, \quad (1)$$

donde m es la masa del electrón, \mathbf{r} es el vector que une las cargas, e es la carga del electrón y $\mathbf{E}(t)$ es el campo eléctrico de la onda incidente. Para $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$, la solución de la ecuación de movimiento del electrón está dada por:

$$\mathbf{r}(t) = -e \frac{\mathbf{E}_0}{m} \frac{e^{-i\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (2)$$

donde ω_0 es la frecuencia natural o de resonancia del oscilador, dada por $\omega_0^2 = k/m$ (Davis, 1996).

Macroscópicamente, la oscilación de las cargas microscópicas en el medio se describe mediante la polarización $\mathbf{P} = -Ne\mathbf{r}$, que representa la suma de los momentos dipolares atómicos por unidad de volumen, siendo N la densidad de osciladores por unidad de volumen. Para una aproximación lineal de excitación la extensión \mathbf{r} está dada por la ecuación (2), por lo que la polarización lineal del material viene dada por

$$\mathbf{P}(t) = \frac{Ne^2 \mathbf{E}_0}{m} \frac{e^{-i\omega t}}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (3)$$

Esta polarización se puede expresar como

$$\mathbf{P}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \mathbf{E}(\omega), \quad (4)$$

donde ε_0 es la permitividad del vacío y $\chi^{(1)}(\omega)$ la susceptibilidad eléctrica de primer orden del medio a la frecuencia ω , que de acuerdo a las ecuaciones (3) y

(4), equivale a $\chi^{(1)}(\omega) = \frac{Ne^2}{m\varepsilon_0} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2}$.

Cuando el campo de la onda incidente es lo suficientemente grande, el átomo dejará de actuar de forma ideal o lineal. Podemos considerar este comportamiento del resorte como no-lineal, con una fuerza restitutiva dada por $F = -k_1 r - k_2 r^2 - \dots - k_j r^j$. Restringiendo el análisis a una dimensión, la ecuación del movimiento del electrón entonces será:

$$-k_1 r + k_2 r^2 + \dots + eE(t) = m\ddot{r}, \quad (5)$$

con la siguiente solución:

$$r(t) = r_0 e^{-i\omega t} + r_1 e^{-i2\omega t} + \dots + r_{j-1} e^{-ij\omega t}, \quad (6)$$

donde r_0, r_1, \dots etc. son funciones de amplitud del campo electromagnético, de la frecuencia de oscilación ω y de la frecuencia de resonancia ω_0 de los dipolos. El comportamiento no-lineal del resorte se demuestra en esta solución con la presencia de armónicos de la frecuencia fundamental ω del campo incidente.

II.1.2 Respuesta no-lineal de un medio

En un medio que reacciona de forma no-lineal, debido a la presencia de un campo suficientemente intenso, r ahora estará dada por la ecuación (6), y la polarización total del medio equivaldrá a la suma de la polarización lineal \mathbf{P}_l y una polarización no-lineal \mathbf{P}_{nl} compuesta por polarizaciones de distinto orden

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_l + \mathbf{P}_{nl}, \quad (7)$$

$$\mathbf{P}_{nl} = \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} + \dots + \mathbf{P}^{(j)}, \quad (8)$$

donde \mathbf{P}_l está dada por la ecuación (4), y las polarizaciones de diferentes órdenes $\mathbf{P}^{(2)}, \mathbf{P}^{(3)}, \dots, \mathbf{P}^{(j)}$ que se inducen en el medio a medida que el campo es más intenso, y se caracterizan por distintas susceptibilidades que originan diferentes números de armónicos. La polarización total del medio se representa entonces, mediante la siguiente expansión en la serie de Taylor:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \cdot \mathbf{E}(\omega) + \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega, \omega_1, \omega_2) : \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) \\ + \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega, \omega_1, \omega_2, \omega_3) : \mathbf{E}(\omega_1) \mathbf{E}(\omega_2) \mathbf{E}(\omega_3) + \dots \end{aligned} \quad (9)$$

donde $\mathbf{P}(\omega)$ es la polarización del medio que oscila a frecuencia ω generada en

el medio, ε_0 es la permitividad del vacío, $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ y $\chi^{(3)}$ son las susceptibilidades del medio de primero, segundo y tercer orden, representadas por tensores de rango dos, tres y cuatro respectivamente. $\mathbf{E}(\omega_1), \mathbf{E}(\omega_2), \mathbf{E}(\omega_3), \dots$ son los vectores de los campos eléctricos que oscilan a las diferentes frecuencias que se generan en el medio. En el sistema MKS, las unidades para cada uno de estos parámetros son: $[E] = V/m$, $[P] = C/m^2$, $[\chi^{(2)}] = m/V$, $[\chi^{(3)}] = m^2/V^2$ y $\chi^{(1)}$ es adimensional.

Los valores de las susceptibilidades eléctricas $\chi^{(1)}, \chi^{(2)}, \chi^{(3)}, \dots$ decrecen rápidamente, ocasionando que cada armónico disminuya en intensidad conforme aumenta su orden. Por lo tanto, para generar armónicos de más alto orden se requieren campos cada vez más intensos.

Como se puede ver en la ecuación (9), la susceptibilidad eléctrica de segundo orden $\chi^{(2)}$, que es la que interesa en este trabajo, interviene en la mezcla de tres ondas, originando diferentes procesos no-lineales que se analizarán a continuación.

II.2 Procesos ópticos no-lineales de segundo orden (mezcla de tres ondas)

Para conocer el comportamiento de una onda electromagnética en un medio, en primer lugar, se deduce la ecuación de onda usando las ecuaciones de Maxwell, (Hecht, 2000):

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (10)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (11)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (12)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (13)$$

donde \mathbf{D} es el vector de desplazamiento eléctrico, ρ es la densidad de cargas libres, \mathbf{B} es el vector de densidad de flujo magnético, \mathbf{E} es el vector de campo eléctrico, \mathbf{J} es la densidad de corriente eléctrica, ε_0 es la permitividad eléctrica y μ_0 la permeabilidad del vacío.

Para el caso de un material dieléctrico no conductor, no magnético y sin cargas libres ($\rho = \mathbf{J} = 0$), usando las relaciones constitutivas $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ y $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ y haciendo algunas sustituciones se obtiene la ecuación de onda en su forma más general (Fowles, 1975):

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (14)$$

Como $\rho/\varepsilon = \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, donde ε es la permitividad del medio; considerando $\mathbf{E} \parallel \mathbf{D}$, lo cual es posible en materiales isotrópicos o en cristales anisotrópicos cuando el vector del campo eléctrico es paralelo a uno de los ejes del cristal (Yariv

y Yeh, 1984), se usa la ecuación (7) y se obtiene la siguiente ecuación de onda no-lineal (Fowles, 1975)

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon_r}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{nl}}{\partial t^2}, \quad (15)$$

donde $\varepsilon_r = 1 + \chi^{(1)}$ es la permitividad relativa del medio.

Para la solución de la ecuación (15) en forma de ondas planas consideramos que la onda del campo electromagnético está compuesta de tres ondas planas monocromáticas que se propagan en la dirección 'z',

$$\mathbf{E}(z, t) = \sum_{n=1}^3 \hat{\mathbf{e}}_n E_n(z) \exp[i(k_n z - \omega_n t)], \quad (16)$$

donde $\hat{\mathbf{e}}_n$ es el vector unitario de polarización de las ondas y k_n es la magnitud del vector de propagación para cada onda. Para que haya conservación de energía las frecuencias ω_n deben satisfacer la siguiente ecuación:

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2. \quad (17)$$

Como las ondas son planas y viajan en la dirección 'z', solamente las derivadas parciales con respecto a 'z' en el laplaciano que aparece en la ecuación (15) son distintas a cero. Con estas consideraciones el primer término de la ecuación de onda está dado por:

$$\nabla^2 E(z, t) = \sum_{n=1}^3 \hat{\mathbf{e}}_n e^{ik_n z} e^{-i\omega t} \left[\frac{\partial^2 E_n}{\partial z^2} - 2ik_n \frac{\partial E_n}{\partial z} - k_n^2 E_n \right]. \quad (18)$$

Utilizando la aproximación de la variación lenta de la envolvente (SVEA por sus siglas en inglés) $\frac{\partial^2 |E_n|}{\partial z^2} \ll k_n \frac{\partial |E_n|}{\partial z}$ (Shen, 1984), la segunda derivada se puede despreciar. Derivando los otros dos términos en la ecuación (15) e igualando términos que oscilen a la misma frecuencia, se obtiene el siguiente sistema de tres ecuaciones acopladas:

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = i \frac{\omega_1}{2cn_1} \chi_{ef}^{(2)} E_2^* E_3 e^{i\Delta kz}, \quad (19)$$

$$\frac{dE_2(z)}{dz} = i \frac{\omega_2}{2cn_2} \chi_{ef}^{(2)} E_1^* E_3 e^{i\Delta kz}, \quad (20)$$

$$\frac{dE_3(z)}{dz} = i \frac{\omega_3}{2cn_3} \chi_{ef}^{(2)} E_1 E_2 e^{-i\Delta kz}, \quad (21)$$

donde n_1 , n_2 y n_3 son los índices de refracción a las frecuencias ω_1 , ω_2 y ω_3 respectivamente, $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ indica el grado de desempatamiento de fases entre las ondas, y en un medio transparente, lejos de frecuencias de resonancias $\chi_{ef}^{(2)} = \hat{\mathbf{e}}_1 \cdot \chi^{(2)} : \hat{\mathbf{e}}_2 \hat{\mathbf{e}}_3$ es la susceptibilidad efectiva de segundo orden. Las ecuaciones (19-21) describen la propagación de las tres ondas a través del medio no-lineal en el caso general del proceso de mezcla de tres ondas, cuyos casos particulares se explican con más detalle a continuación.

II.2.1. Generación de Segundo Armónico

La generación del segundo armónico (SHG) es un caso particular del proceso de suma de frecuencias, el proceso no-lineal de segundo orden relativamente más fácil de realizar en un medio no centro simétrico. En este caso dos ondas

monocromáticas de una misma frecuencia ω que inciden en un medio, originan una onda con el doble de frecuencia (2ω), como se muestra en figura 2.

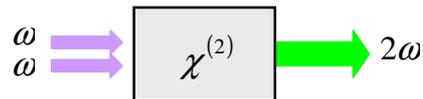


Figura 2: Generación del segundo armónico.

Desde el punto de vista de la mecánica cuántica (Boyd, 1992), un medio que responde no-linealmente aniquila y crea fotones. En el caso de la generación del segundo armónico, la aniquilación de dos fotones que tienen una misma energía $\hbar\omega$, donde $\hbar = h/2\pi$ y h es la constante de Planck, provoca la creación de un fotón con el doble de energía, como se muestra en las figura 3a y b.

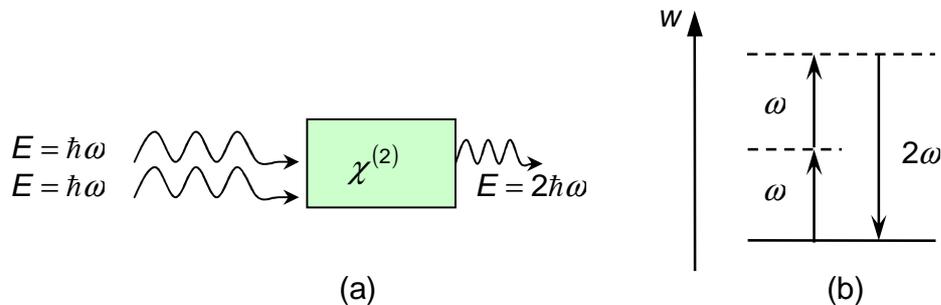


Figura 3: (a) Generación del segundo armónico desde un punto de vista cuántico; (b) diagrama de transiciones que se llevan a cabo en el proceso.

El proceso cumple en todo momento las siguientes leyes de conservación de la energía y de momento:

$$\hbar\omega + \hbar\omega = \hbar 2\omega, \quad (22)$$

$$\hbar\mathbf{k}_\omega + \hbar\mathbf{k}_\omega = \hbar\mathbf{k}_{2\omega}, \quad (23)$$

donde \mathbf{k}_ω es el vector de la onda incidente dado por $\mathbf{k}_\omega = \hat{\mathbf{s}} n_\omega \omega / c$, y $\hat{\mathbf{s}}$ es el vector unitario que indica la dirección de propagación del fotón. Análogamente, $\mathbf{k}_{2\omega}$ corresponde al vector de onda generado.

Para un caso de propagación colineal ($\mathbf{k}_\omega \parallel \mathbf{k}_{2\omega}$), se debe de cumplir la conservación del momento en forma $\hbar \frac{\omega}{c} n_\omega + \hbar \frac{\omega}{c} n_\omega = \hbar \frac{2\omega}{c} n_{2\omega}$, y por tanto que $n_\omega = n_{2\omega}$. Esta condición es difícil de lograr debido a la dispersión del índice de refracción en el material. Para lograrlo se emplean métodos de sintonización en medios birrefringentes que poseen dos índices de refracción diferentes, o bien, la técnica de cuasi-empatamiento de fases usando medios ferroeléctricos. En la sección II.3. de este capítulo se explica detalladamente en qué consiste dicha técnica.

Como en este caso el campo incidente tiene dos ondas de la misma frecuencia, para describir los campos de bombeo y el generado como segundo armónico, el sistema de las ecuaciones acopladas (19-21) se reduce al sistema de dos ecuaciones siguiente:

$$\frac{dE_1(z)}{dz} = i \frac{\omega}{2cn_1} \chi_{ef}^{(2)} E_1^* E_2 e^{-i\Delta kz}, \quad (24)$$

$$\frac{dE_2(z)}{dz} = i \frac{2\omega}{2cn_2} \chi_{ef}^{(2)} E_1^2 e^{i\Delta kz}, \quad (25)$$

donde ahora $\Delta k = k_2 - 2k_1$. El sistema de ecuaciones (24-25) se resuelve fácilmente si suponemos que la amplitud del campo incidente a frecuencia ω es mucho mayor que la del generado a 2ω , $|E_1| \gg |E_2|$, que nos permite aceptar que

E_1 es constante, aproximación conocida como “bombeo sin agotamiento”.

Utilizando la relación $I = \frac{n}{2Z_0} |\mathbf{E}|^2$, donde I es la intensidad de la onda y

$Z_0 \equiv \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$ es la impedancia del vacío, la integración de la ecuación (22) respecto a ‘z’, de 0 a la longitud total L del cristal, con la condición inicial de $E_2(0) = 0$, resulta en (Boyd, 1992)

$$I_2(L) = \Gamma \left| \chi_{ef}^{(2)} \right|^2 [I_1]^2 L^2 \text{sinc}^2 \left[\frac{\Delta k L}{2} \right], \quad (26)$$

donde I_1 e I_2 son las intensidades de los haces de frecuencias ω y 2ω ,

respectivamente, y $\Gamma = \frac{2\omega^2 Z_0}{c^2 n_1^2 n_2}$.

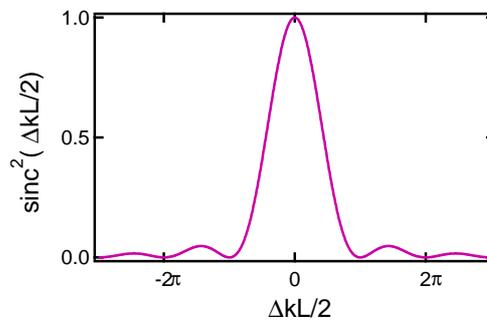


Figura 4: Intensidad del segundo armónico generado en función de Δk .

Nótese que en la ecuación (26) el término $\text{sinc}^2(\Delta k L/2)$, conocido como factor de desempatamiento de fases, define el cambio de la intensidad del segundo armónico en función del valor de Δk . Como se muestra en la figura 4, la máxima

intensidad en el segundo armónico se obtiene cuando $\Delta k = 0$ y entonces $\text{sinc}^2(\Delta k L/2) = 1$. Esta condición sólo se presenta cuando se tiene un completo empatamiento de fases entre las ondas propagadas a través del medio, lo cual significa que todas las ondas generadas como segundo armónico están en fase e interfieren constructivamente entre ellas. En un medio real el índice de refracción es dependiente de la frecuencia y las ondas que se generan a diferente frecuencia en el medio no-lineal se van desfasando.

II.2.2 Generación y amplificación óptica paramétrica

La generación óptica paramétrica (OPG) corresponde al caso más general de mezcla de tres ondas en un medio no-lineal, en donde una onda de frecuencia ω_p llamada de bombeo, se descompone en dos diferentes, una de frecuencia ω_s llamada onda señal y otra de frecuencia ω_i llamada onda acompañante. Este proceso es difícil de explicar mediante la física clásica por lo que se recurre a la mecánica cuántica, donde se considera que un fotón a frecuencia ω_p es aniquilado para generar dos fotones a frecuencias ω_s y ω_i , atribuyendo el origen físico del proceso a las fluctuaciones cuánticas del vacío. En la figura 5, se ilustra el proceso y las transiciones que se llevan a cabo; se puede dar el caso en que la presencia de un fotón acompañante estimule la generación de un fotón señal, o el caso contrario, que la generación del fotón acompañante sea estimulada por el fotón señal.

Clásicamente, cuando se tiene empatamiento de fases entre las ondas generadas en el medio, el proceso debe cumplir las leyes de conservación de energía y momento de la siguiente manera:

$$\omega_s + \omega_i = \omega_p, \quad (27)$$

$$\mathbf{k}(\omega_s) + \mathbf{k}(\omega_i) = \mathbf{k}(\omega_p), \quad (28)$$

donde $\mathbf{k}(\omega_p)$, $\mathbf{k}(\omega_s)$ y $\mathbf{k}(\omega_i)$ son los vectores de propagación de las ondas de bombeo, señal y acompañante respectivamente, equivalentes a $\mathbf{k} = \hat{\mathbf{s}}n_\omega\omega/c$ para cada frecuencia, índice de refracción y dirección de propagación correspondientes.

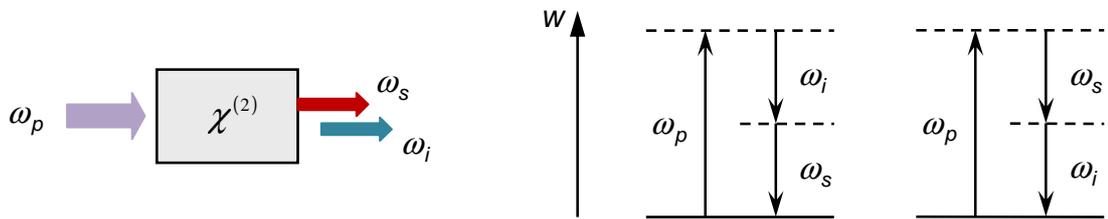


Figura 5: Generación Óptica Paramétrica (OPG).

Cuando se considera que E_p es constante a través de todo el medio $|E_p| \gg |E_s|, |E_i|$, y que $\Delta k \neq 0$, el sistema de ecuaciones (19-21) se transforma en el siguiente (Zernike y Midwinter, 2006):

$$\frac{dE_s(z)}{dz} = i \frac{\omega_s}{2cn_s} \chi_{ef}^{(2)} E_i^* E_p e^{i\Delta kz}, \quad (29)$$

$$\frac{dE_i(z)}{dz} = i \frac{\omega_i}{2cn_i} \chi_{ef}^{(2)} E_s^* E_p e^{i\Delta kz}, \quad (30)$$

$$\frac{dE_p(z)}{dz} = 0, \quad (31)$$

donde $\Delta k = k_p - k_s - k_i$. Para resolver las ecuaciones acopladas (29-31) es necesario considerar un valor inicial para cualquiera de los dos campos E_s , E_i . Esta condición inicial indica el proceso de amplificación óptica paramétrica (OPA), en el cual la onda incidente está compuesta por dos frecuencias, en este caso ω_p y ω_s . Al propagarse la onda a través del cristal, el haz señal correspondiente a ω_s es amplificado y origina al haz acompañante a ω_i . Al introducir las condiciones iniciales de $E_s(0) \neq 0$ y $E_i(0) = 0$, se encuentra la siguiente solución al sistema de ecuaciones (Boyd, 2003):

$$E_s(z) = E_s(0) \left(\cosh(gz) - \frac{i\Delta k}{2g} \sinh(gz) \right) e^{i\Delta kz/2}, \quad (32)$$

$$E_i(z) = E_s^*(0) \left[\frac{\kappa_i}{g} \sinh(gz) \right] e^{i\Delta kz/2}, \quad (33)$$

donde $g = \left[\kappa_s \kappa_i^* - (\Delta k/2)^2 \right]^{1/2}$, $\kappa_s = \frac{i\omega_s \chi^{(2)}}{2cn_s} E_p$ y $\kappa_i = \frac{i\omega_i \chi^{(2)}}{2cn_i} E_p$.

En el mejor de los casos, si hay empatamiento de fases entre las ondas que se generan a ω_s y ω_i , $\Delta k = 0$ y las ecuaciones (32) y (33) se reducen a:

$$E_s(z) = E_s(0) \cosh(gz), \quad (34)$$

$$E_i(z) = \frac{\kappa_i}{g} E_s^*(0) \sinh(gz). \quad (35)$$

Cuando la ganancia para la generación de ω_s y ω_i es muy grande, $gz \rightarrow \infty$ y las amplitudes de ambos campos generados crecen exponencialmente debido a que $\cosh gz = \frac{e^{gz} + e^{-gz}}{2} \rightarrow \frac{e^{gz}}{2}$ y $\sinh gz = \frac{e^{gz} - e^{-gz}}{2} \rightarrow \frac{e^{gz}}{2}$. Basta que haya un

ligero incremento en cualquier parámetro incluido en gz como la longitud del cristal, la no linealidad $\chi_{ef}^{(2)}$ y la amplitud del bombeo $|E_p|$, para que las amplitudes de $|E_s|$ y $|E_i|$ aumenten considerablemente. En la figura 6 se muestra de forma cualitativa la evolución espacial de las amplitudes de las ondas señal y acompañante para este caso. El desplazamiento que se observa en la amplitud de ambos campos indica la generación inicial de E_s que posteriormente da origen a E_i . Aunque en la figura 6 se muestra un crecimiento indefinido para ambas amplitudes, esto no sucede realmente debido al agotamiento del bombeo.

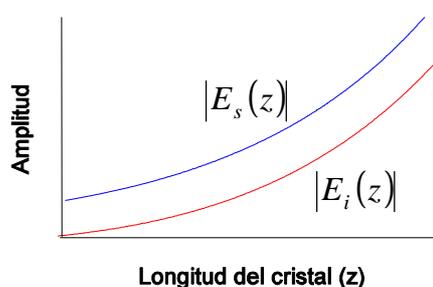


Figura 6: Evolución espacial de las amplitudes de las ondas señal y acompañante en la generación óptica paramétrica, cuando $\Delta k = 0$ y la intensidad de bombeo es constante.

La generación óptica paramétrica se utiliza normalmente para obtener luz a cierta frecuencia o frecuencias deseadas (ω_s y ω_i), difíciles de conseguir directamente con el proceso de emisión LASER. Para obtener niveles altos de potencia en estas frecuencias, resulta práctico desarrollar osciladores ópticos paramétricos (OPOs). Un OPO es una cavidad resonante a alguna o ambas frecuencias generadas, se construye introduciendo el medio en que se realiza el proceso de generación óptica paramétrica en una cavidad. Actualmente existen varias configuraciones de cavidades de OPOs. El primer oscilador óptico

paramétrico fue construido por Giordmaine y Miller en 1965. En 1977 Byer y Herbst realizaron un amplio estudio sobre osciladores paramétricos y la teoría de la amplificación paramétrica.

II.2.3 Generación de Suma de Frecuencias

La Generación de Suma de Frecuencias (SFG) es el proceso en el cual dos ondas de distintas frecuencias inciden en un medio no-lineal y generan una tercera onda cuya frecuencia equivale a la suma de las dos incidentes. La generación del segundo armónico es un caso particular de suma de frecuencias, en el cual las dos frecuencias de las ondas incidentes coinciden. En la figura 7 se muestra un esquema del proceso de SFG y un diagrama con las transiciones entre niveles energéticos.

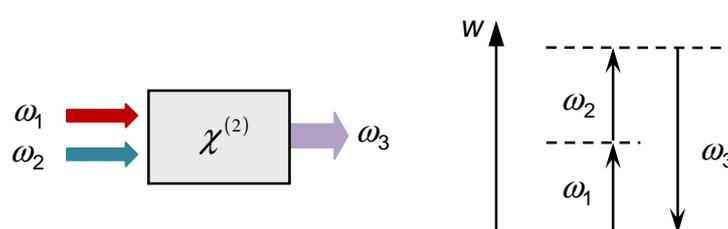


Figura 7. Generación de Suma de Frecuencias (SFG).

Las leyes de conservación de energía y momento se cumplen de la siguiente manera:

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad (36)$$

$$\mathbf{k}(\omega_1) + \mathbf{k}(\omega_2) = \mathbf{k}(\omega_3), \quad (37)$$

Usando la aproximación de amplitudes constantes en las dos ondas incidentes, la ecuación que describe la variación del campo generado E_3 en función de la longitud del medio está dada por

$$\frac{dE_3}{dz} = \frac{i\pi}{\lambda_3 n_3} \chi^{(2)} E_1 E_2 e^{i\Delta k z}. \quad (38)$$

II.2.4 Generación de armónicos de orden superior mediante procesos de segundo orden en cascada

La magnitud de la respuesta no-lineal de un medio depende de las características del material y en general decrece conforme su orden aumenta, $|\chi^{(2)}| \gg |\chi^{(3)}|, |\chi^{(4)}|, \dots$. Para obtener ondas intensas a frecuencias altas que normalmente requerirían respuestas no-lineales de órdenes superiores conviene usar diferentes procesos no-lineales de segundo orden en cascada. Utilizando uno o varios medios con respuesta no-lineal de segundo orden es posible obtener varias ondas de distintas frecuencias.

Un ejemplo notorio es la obtención del tercer armónico. Éste es un caso particular de la mezcla de cuatro ondas y consiste en la aniquilación de tres fotones de energía $\hbar\omega$ en un medio, y la creación de uno de energía $3\hbar\omega$. El método más directo para obtener el tercer armónico requiere de un medio con una respuesta no-lineal de tercer orden $|\chi^{(3)}|$, lo cual exige niveles altos de intensidad. En la figura 8 se muestra esta configuración.

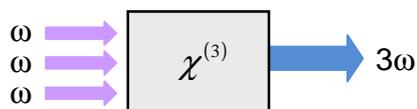


Figura 8: Generación directa del tercer armónico mediante un proceso no-lineal de tercer orden.

Un método indirecto pero más eficiente para obtener el tercer armónico se ilustra en la figura 9. Aquí, primero se genera el segundo armónico en un medio ($\omega + \omega = 2\omega$) y posteriormente, se suma éste con la misma onda de bombeo en un segundo medio ($2\omega + \omega = 3\omega$). Debido a que este método requiere de una respuesta no-lineal de segundo orden $|\chi^{(2)}|$, con él se obtiene una eficiencia mayor en la conversión hacia el tercer armónico que con el método directo.

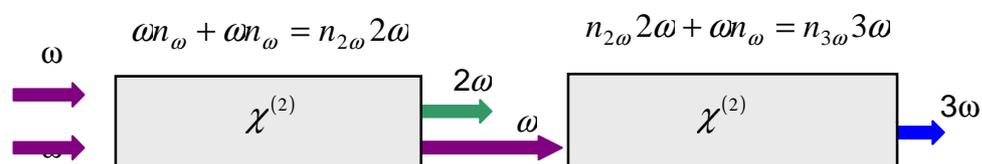


Figura 9: Generación del tercer armónico mediante los procesos de generación de segundo armónico y generación por suma de frecuencias en cascada.

Existe una gran variedad de métodos alternos para la generación de armónicos de orden superior y obtención de múltiples frecuencias usando un solo medio. Estos métodos permiten también la manipulación espacial y temporal de las características de las ondas. Para entender cómo se realizan estos procesos, es necesario comprender la técnica de cuasi-empatamiento de fases que se explica a continuación.

II.3 Técnica de cuasi-empatamiento de fases

Cuando se realiza una conversión de frecuencias en un medio no-lineal, como en el caso de la generación del segundo armónico, en general las ondas que se generan se desfasan entre sí debido a la dispersión del material. La dispersión provoca que las ondas de bombeo y las generadas a distinta frecuencia, se propaguen a velocidades diferentes, produciéndose un desfase entre las ondas que se van generando en el medio. El desfase entre las ondas aumenta gradualmente en función de la distancia, por lo tanto, no todas las ondas que se generan en el medio interfieren constructivamente. Hay una máxima distancia de separación entre los puntos donde se generan las ondas, dentro de la cual éstas interfieren constructivamente. Esta distancia es conocida como longitud de coherencia l_c , y depende de los índices de refracción a las frecuencias de las ondas generadas y de bombeo. Todas las ondas que se generan dentro de una longitud de coherencia interfieren constructivamente, mientras las que se generan en puntos separados una distancia mayor, interfieren destructivamente. Como consecuencia, la intensidad total de las ondas generadas tendrá un comportamiento periódico a través del medio, tal como se muestra en la figura 10.

Para compensar el desfase entre las ondas que se generan a través de un medio no-lineal, y obtener un empatamiento casi total entre sus fases, se creó la técnica de cuasi-empatamiento de fases, QPM (Bloembergen *et al.*, 1962). La técnica utiliza el momento dipolar eléctrico permanente \mathbf{P}_s , conocido como polarización espontánea, que presentan algunos materiales; entre ellos, los ferroeléctricos. En estos materiales $\chi^{(2)} \propto \mathbf{P}_s$ (DiDomenico y Wemple, 1969), por lo que si la dirección de \mathbf{P}_s se gira 180° , $\chi^{(2)}$ cambia a $-\chi^{(2)}$. Las regiones en las que la polarización espontánea es constante se conocen como dominios ferroeléctricos. Si se cambia el signo de $\chi^{(2)}$ alternadamente, cada l_c se consigue que las ondas generadas a través de todo el material interfieran constructivamente,

como se muestra en la figura 10, donde se presenta para el caso de la generación del segundo armónico. La interferencia constructiva entre las ondas generadas en el medio empleando la técnica de cuasi-empatamiento de fases no es perfectamente constructiva, pero tampoco es destructiva. Como resultado la intensidad de la onda generada siempre crece.

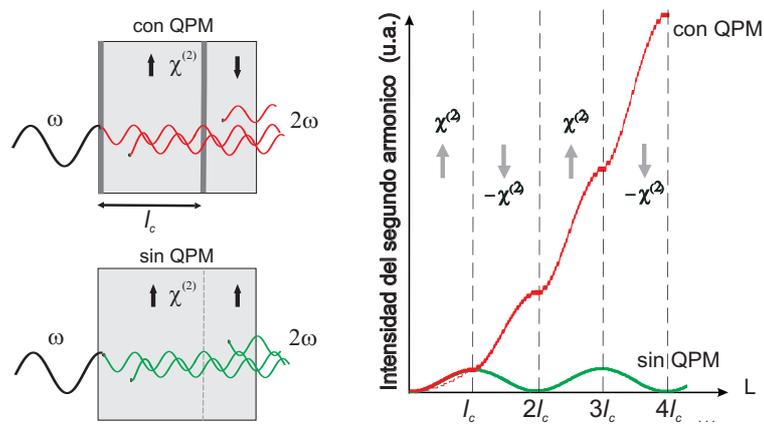


Figura 10: Comparación de la generación del segundo armónico en un medio no-lineal con y sin cuasi-empatamiento de fases (QPM).

En términos de la longitud de coherencia, la condición para tener cuasi-empatamiento de fases está dada por

$$\Delta k = \frac{m\pi}{l_c} = \frac{2m\pi}{\Lambda}, \quad (39)$$

donde Δk es la diferencia de las constantes de propagación de las ondas en el medio y depende del proceso no-lineal que se realice, para el caso de la generación del 2o armónico, $\Delta k = 2k_1 - k_2$, $\Lambda = 2l_c$ es la periodicidad espacial con que se invierte \mathbf{P}_s y m es un número entero que indica el orden de QPM.

Puesto que l_c depende de los índices de refracción a las longitudes de onda que interactúan en el medio, basta con modificar la periodicidad para producir una determinada longitud de onda deseada. Esto representa una ventaja comparada con la técnica de empatamiento de fases, ya que se pueden producir mayor variedad de señales a diferentes longitudes de onda. Además, como se menciona en el apéndice, es posible utilizar el valor más alto de los coeficientes no-lineales del medio, para incrementar considerablemente la eficiencia de conversión.

II.3.1 Cuasi-empatamiento de fases de órdenes superiores

Hasta ahora se ha considerado QPM de primer orden, con $m=1$ y $\Lambda = 2l_c$, pero se pueden tener QPM de órdenes superiores cuando $m=2,3,4,\dots$ etc., modificando la periodicidad con que se alterna el signo de \mathbf{P}_s en el material. Para cada orden, la condición de $\Lambda = 2l_c$ se modifica de distinta manera, por ejemplo, para QPM de tercer orden, la inversión de \mathbf{P}_s se hace alternadamente cada $3l_c$ y la periodicidad equivale entonces a $\Lambda = 6l_c$.

En comparación con QPM de primer orden, cuando se tiene QPM de órdenes superiores no todas las ondas generadas a través del medio interfieren constructivamente. Como se muestra en la figura 11 para el caso de QPM de tercer orden, por cada intervalo en donde las ondas generadas interfieren constructivamente, hay dos en donde interfieren destructivamente. Nótese que cuando se tienen órdenes pares de QPM, la inversión del signo de \mathbf{P}_s se hace de tal forma que se siga conservando la interferencia constructiva entre las ondas, por consiguiente los dominios ferroeléctricos ya no son iguales. En la figura 12 se indican diferentes secuencias para la inversión del signo de \mathbf{P}_s cuando se tienen diferentes órdenes de QPM.

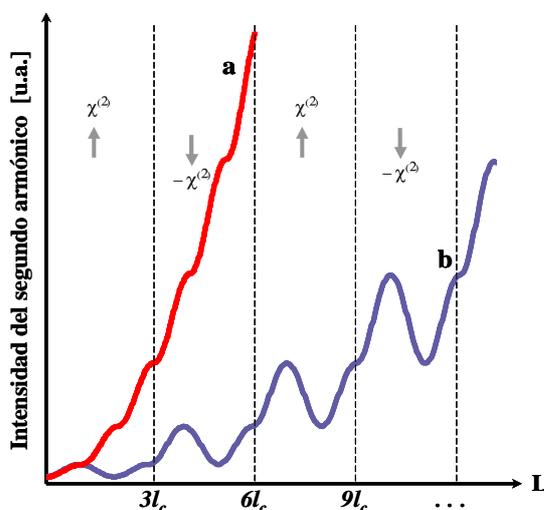


Figura 11: Comparación entre QPM de (a) 1o y (b) 3er orden (Fejer *et al.*, 1992).

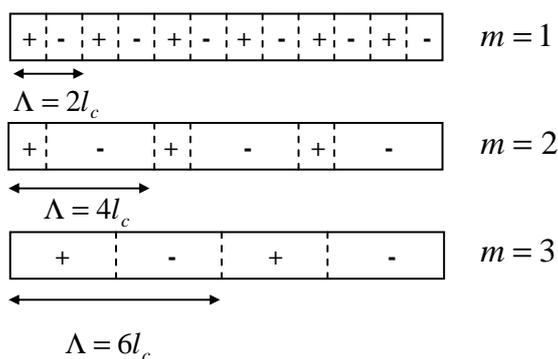


Figura 12: Estructuras periódicas con QPM de primero, segundo y tercer orden.

Aunque con QPM de órdenes superiores la eficiencia de conversión hacia las señales generadas decrece como $1/m^2$ (Fejer, 1992), como se deduce más adelante, la combinación de diferentes órdenes de QPM permite desarrollar simultáneamente varios procesos no-lineales en cascada en un mismo medio, y simplificar los procedimientos para obtener fuentes de radiación a distintas longitudes de onda.

II.3.2 Análisis espacial de SHG por QPM

Para el caso específico de la generación del segundo armónico, partimos de la ecuación (25) que describe la variación del campo de la señal generada en el medio no-lineal y la reexpresamos como:

$$\frac{dE_2}{dz} = \Gamma \chi_{ef}^{(2)}(z) I_1 e^{-i\Delta kz}, \quad (40)$$

donde $\Gamma = \frac{2\omega_1^2}{c^2 n_1^2 n_2 Z_0}$ es una constante. Como $\Lambda = 2l_c$, tenemos que

$$\chi_{ef}^{(2)} = \begin{cases} + & \text{para } 2jl_c < z < (2j+1)l_c & (j \text{ par}) \\ - & \text{para } (2j+1)l_c < z < 2(j+1)l_c & (j \text{ impar}) \end{cases} \quad (41)$$

donde j es un número entero. Al sustituir estos valores de $\chi_{ef}^{(2)}$ en la ecuación (40) e integrarla obtenemos la siguiente serie:

$$E_2(z) = \Gamma I_1 \sum_{j=1}^{z_j} \int_{z_{j-1}}^{z_j} (-1)^j \left| \chi_{ef}^{(2)} \right| e^{-i\Delta kz} dz \quad (42)$$

donde $z_j = jl_c$.

Considerando que $E_2(0) = 0$, y $\Delta k = k_1 - 2k_2 = \frac{\pi}{l_c} = \frac{2\pi}{\Lambda}$, con ayuda de la identidad de Euler ($e^{i\theta} = \cos \theta + i \text{sen } \theta$) se llega a la siguiente ecuación:

$$E_2(z) = \Gamma I_1 \left| \chi_{ef}^{(2)} \right| \cdot \frac{2}{\pi} l_c \sum_{j=1}^N (-1)^j e^{-i\pi j}, \quad (43)$$

donde N es el número de veces que se invierte la polarización espontánea. Ya que $e^{-i\pi j} = (-1)^j$, la sumatoria equivale a N . Sustituyendo el valor de la longitud del cristal $L = Nl_c$, se encuentra la intensidad que se obtiene en la generación del segundo armónico:

$$I_2 = \Gamma[l_1]^2 |\chi_{ef}^{(2)}|^2 \frac{4}{\pi^2} L^2. \quad (44)$$

Al comparar la ecuación (44) con la ecuación (26) anteriormente calculada para el caso de empatamiento de fases, encontramos la misma solución salvo que ahora $\chi_{ef}^{(2)} = \frac{2}{\pi} \chi^2$. Como resultado, la eficiencia de conversión que se obtiene por cuasiempatamiento de fases equivale a $4/\pi^2 \approx 0.4$ veces de la que se obtiene idealmente por empatamiento de fases. Es importante remarcar que en este caso se está considerando un mismo valor del coeficiente no-lineal. Sin embargo, si consideramos que mediante cuasiempatamiento de fases es posible utilizar un coeficiente no-lineal mucho mayor al utilizado en empatamiento de fases, como se verá más adelante, la eficiencia de conversión puede ser mucho mayor con esta técnica.

II.3.3 Análisis general con series de Fourier

Experimentalmente, la formación de los dominios ferroeléctricos no se realiza de una forma precisa y generalmente éstos tienen diferentes tamaños. Si se hace un análisis general usando la transformada de Fourier se puede calcular la eficiencia de conversión para los casos cuando la estructura de dominios ferroeléctricos es más complicada.

¿Qué pasa cuando los dominios “positivos” tienen un tamaño diferente a los “negativos”? Considérese un medio no-lineal con dominios de longitud a con $\chi_{ef}^{(2)}$, alternados con dominios de longitud b con $-\chi_{ef}^{(2)}$, donde la suma de las longitudes de ambos dominios equivale a un periodo $\Lambda = (a + b) = 2l_c$, como se muestra en la figura 13. Para los primeros dos dominios, $\chi_{ef}^{(2)}$ estará dada por $\chi_{ef}^{(2)}(z) = |\chi_{ef}^{(2)}|g(z)$, donde

$$g(z) = \begin{cases} 1 & \text{para } 0 < z < a \\ -1 & \text{para } a < z < b \end{cases} \quad (45)$$

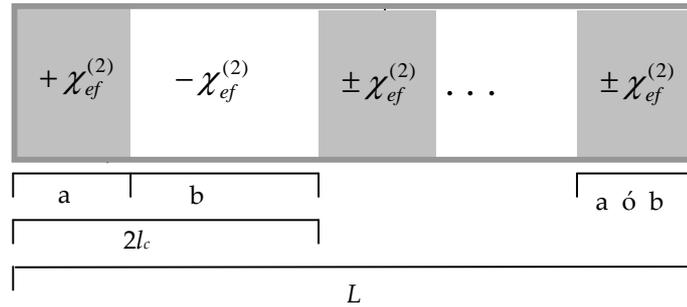


Figura 13: Dominios de diferentes espesores a l_c .

La susceptibilidad no-lineal puede ser expandida en una serie de Fourier, de la forma

$$\chi_{ef}^{(2)}(z) = |\chi_{ef}^{(2)}| \sum_{m=0}^{\infty} G_m e^{-imk_g z}, \quad (46)$$

donde G_m es el m-ésimo coeficiente de Fourier de $g(z)$ y $k_g = \frac{2\pi}{\Lambda}$.

Sustituyendo la ecuación (46) en ecuación (40) e integrando respecto a 'z', obtenemos

$$\begin{aligned} E_2 &= i \frac{\omega}{cn_2} \chi_{ef}^{(2)} [E_1]^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m \int_0^L e^{i(\Delta k - mk_g)z} dz \\ &= i \frac{\omega}{cn_2} \chi_{ef}^{(2)} [E_1]^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m e^{i(\Delta k - mk_g)L/2} L \operatorname{sinc} \frac{(\Delta k - mk_g)L}{2}, \end{aligned} \quad (47)$$

y usando nuevamente la relación $I = \frac{n}{2Z_0} |\mathbf{E}|^2$, tenemos:

$$I_2(L) = \Gamma \left| \chi_{ef}^{(2)} \right|^2 I_1^2 L^2 \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} G_m e^{i(\Delta k - mk_g)L/2} \operatorname{sinc} \frac{(\Delta k - mk_g)L}{2} \right]^2, \quad (48)$$

donde $\Gamma = \frac{2\omega_1^2 Z_0}{c^2 n_1^2 n_2}$.

En las ecuaciones (47) y (48) ahora el término de fase tiene en su argumento la cantidad $\Delta k - mk_g$, donde $\Delta k = k_2 - 2k_1$; por lo tanto, $I_2(L)$ será prácticamente cero cuando $\Delta k \neq mk_g$. De esta manera deducimos la condición para cuasi-empatamiento de fases de orden m :

$$\Delta k \equiv k_2 - 2k_1 - \frac{2m\pi}{\Lambda}, \quad \text{o bien} \quad \frac{2\omega}{c} (n_2 - n_1) = \frac{2m\pi}{\Lambda}. \quad (49)$$

El valor del coeficiente m-ésimo de Fourier G_m de la ecuación (46) se encuentra mediante la siguiente expresión:

$$G_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} g(z) e^{-imk_g z} dz. \quad (50)$$

Como $mk_g = \frac{2m\pi}{\Lambda}$ y $\Lambda = a + b$,

$$G_m = \frac{2}{m\pi} \text{sen}\left(m\pi \frac{a}{a+b}\right). \quad (51)$$

A la cantidad $a/(a+b)$ se le conoce como “duty cycle”, y determina la proporción que hay entre dos dominios adyacentes. De la ecuación (51) podemos ver que cuando $m = 1$, el máximo valor que puede tener G_m se obtiene cuando los dominios tienen la misma longitud, esto es, cuando $a = b = l_c$, y también que $G_m = 0$ para valores pares de m , lo cual coincide con la segunda estructura mostrada en la figura 12, que describe la distribución de dominios necesaria para un cuasi-empatamiento de fases de segundo orden. Si se considera que solamente la m -ésima componente contribuye al empatamiento de fases, se puede definir una nueva susceptibilidad no-lineal dada por

$$\chi_m^{qpm} = \chi_{ef}^{(2)} G_m, \quad (52)$$

donde podemos ver que $\chi_m^{qpm} \propto \frac{\chi_{ef}^{(2)}}{m}$. Como la intensidad de cualquier proceso no-lineal de segundo orden es proporcional al cuadrado de la no-linealidad $I \propto (\chi_m^{qpm})^2$, e $I \propto \frac{1}{m^2}$, por lo tanto, la máxima intensidad en un proceso no-lineal de segundo orden se obtiene en el caso de cuasi-empatamiento de fases de primer orden, cuando $m = 1$ y G_m se convierte en $\chi_1^{qpm} = \frac{2}{\pi} \chi_{ef}^{(2)}$.

Capítulo III

Desarrollo de una fuente compacta de luz RGB

III.1 Antecedentes

Los humanos percibimos cada uno de los distintos colores como una mezcla de las señales obtenidas por los 3 tipos de sensores (células conos) que tenemos en el ojo: conos S sensibles a longitudes de onda cortas, luz azul de 420 a 470 nm; conos M sensibles a longitudes de onda medianas, luz verde de 507 a 590 nm; conos L sensibles a longitudes de onda largas, luz roja de 515 a 630 nm. Estos tres colores son conocidos como colores primarios o colores RGB (por sus siglas en inglés), y de acuerdo con el modelo RGB, basta con mezclarlos para reproducir cualquier otro color.

III.1.1 Modelo RGB

La luz que captamos como diferentes colores está compuesta por varias longitudes de onda que corresponden al espectro de luz visible. Cada color se caracteriza por una longitud de onda determinada y cada uno de ellos se puede reproducir en base a la superposición de las longitudes de onda de los tres colores RGB que percibimos. Con una apropiada combinación de estos tres colores básicos, se pueden reproducir todos los colores que detectamos a nuestro alrededor. A esta mezcla de colores se le llama sistema de color aditivo, modelo RGB o espacio de color RGB.

En la figura 14a se muestra el modelo de color RGB, donde diferentes combinaciones de los colores primarios producen colores secundarios cuya mezcla a una máxima intensidad da como resultado la luz blanca. El negro es considerado la ausencia de color, y se percibe cuando ningún color RGB está presente. Es posible representar toda la gama de colores que podemos captar mediante un diagrama cromático de espacio de color, el cual es un sistema utilizado para caracterizar las diferentes fuentes de luz y el funcionamiento del sistema visual humano.

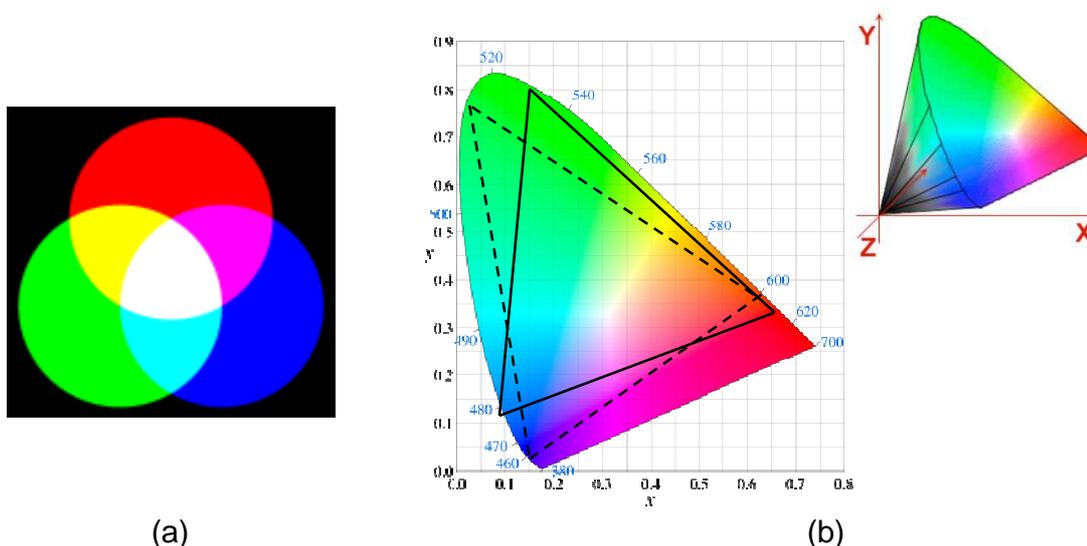


Figura 14: (a) Modelo de color RGB; (b) diagrama cromático bidimensional y tridimensional del espacio de color correspondiente al estándar CIE 1931. El triángulo de línea sólida delimita el espacio de color de la fuente de luz RGB reportada en este trabajo (Robles *et al.*, 2006), y el de línea punteada indica el espacio de color de la fuente RGB reportada por Brunner *et al.*, 2004.

En la figura 14b se muestra el diagrama cromático bidimensional y tridimensional del espacio de color correspondiente al estándar CIE (Comisión Internacional de Iluminación) 1931. La curva alrededor de la figura en forma de

herradura indica las diferentes longitudes de onda que componen el espectro visible. Los puntos sobre la curva indican los colores saturados, y los que se encuentran más al centro del diagrama indican colores con niveles de luminosidad más alta. Nótese que el color blanco está definido casi al centro de la figura. Para identificar un espacio de color en el diagrama de la figura 14b, que caracterice una determinada fuente de luz, se utiliza primero la relación $x + y + z = 1$ que indica la mezcla aditiva de los tres colores primarios, independientemente de la luminancia. Como cada letra representa la tonalidad de un diferente color, basta con conocer las tonalidades de dos colores para poder calcular la del tercero y ubicarlo directamente en la curva del diagrama. Para conocer el valor real del color dado por $C = XX + YY + ZZ$, se calcula su luminosidad mediante las relaciones:

$$x = \frac{X}{X + Y + Z}, \quad y = \frac{Y}{X + Y + Z}, \quad z = \frac{Z}{X + Y + Z},$$

donde X, Y, Z corresponden a la intensidad de cada color en el diagrama tridimensional de la figura 14b. Finalmente se delimita el espacio de color de la fuente que se esté caracterizando, de acuerdo a los valores calculados en los colores primarios, entre más alejados del centro de la gráfica se ubiquen éstos, la fuente será capaz de reproducir mayor cantidad de colores (Martín-Marcos y Martín-Martín, 2000).

Los colores RGB tienen una extensa aplicación en monitores de computadoras, televisores, proyectores de video, y demás dispositivos que utilizan combinaciones de materiales que emiten luz roja, verde y azul. Es muy difícil que un dispositivo abarque toda la gama de colores del espectro visible mostrado en la figura 1b, por consiguiente, diferentes grupos de investigación a nivel mundial se esfuerzan en desarrollar fuentes de luz RGB más compactas, duraderas y económicas, capaces de cubrir una mayor gama de colores dentro del espectro visible para obtener una mejor calidad en la proyección de imágenes.

III.1.2 Fuentes de luz RGB

En algunos desarrollos de fuentes de luz RGB se ha experimentado con polímeros orgánicos como el caso de los diodos orgánicos emisores de luz (OLEDs), que tienen la propiedad de reaccionar a una determinada estimulación eléctrica generando y emitiendo luz por sí mismos. En comparación con otras fuentes de luz RGB, estos dispositivos presentan muchas ventajas como: cubrir una mayor gama de colores, más contrastes y brillos, mayor ángulo de visión, menor consumo de energía, menor costo y en algunos casos alta flexibilidad. Sin embargo, su principal desventaja es que se degradan rápidamente, lo cual ha limitado su uso por el momento (Chamorro-Posada *et al.*, 2008).

En otras investigaciones, se ha recurrido al desarrollo de procesos ópticos no-lineales de segundo orden para la conversión de frecuencias ópticas, como en los experimentos reportados por Lee y Moulton (2001), y Brunner *et al.*, (2004), quienes hicieron fuentes RGB cuasi-CW con alta potencia promedio usando varios cristales no-lineales para realizar diferentes procesos no-lineales y conseguir los tres colores primarios. Jaque *et al.* (1999) reportaron una fuente RGB basada en procesos no-lineales simultáneos desarrollados en Nd:YAl₃(BO₃)₄; Capmany (2001) hizo una fuente RGB basada en un cristal de niobato de litio (NbLiO₃) aperiódicamente polarizado (APLN) dopado con Nd⁺³ bombeado con un láser de Ti:safiro-CW a 744 nm. Liao *et al.*, (2003) hicieron una fuente RGB usando un solo cristal de LiTaO₃ aperiódicamente polarizado y un láser de Nd:YVO₄ Q-switched. Liu *et al.*, (2001) y Gao *et al.*, (2006) crearon también una fuente RGB con un solo cristal utilizando interacciones no-lineales en cascada en un cristal de tantalato de litio estequiométrico con dos periodicidades.

En las siguientes secciones de este capítulo se presenta el desarrollo teórico-experimental de una fuente compacta de luz pulsada RGB basada en la generación de diferentes procesos no-lineales de segundo orden en cascada mediante la técnica de cuasi-empatamiento de fases. A diferencia de las fuentes mencionadas anteriormente, que requieren múltiples cristales (Brunner *et al.*,

2004) o múltiples longitudes de onda en el haz de bombeo (Liao *et al.*, 2003), la fuente de luz RGB que se presenta está basada en un solo cristal de niobato de litio periódicamente polarizado (PPLN) con dos diferentes periodicidades ubicadas en cascada. Cuando el cristal se bombea con un láser pulsado de Nd:YAG a $1.064 \mu\text{m}$, se produce mediante la generación óptica paramétrica (OPG) una onda a aprox. $\lambda = 1.43 \mu\text{m}$ usando la primera periodicidad. Posteriormente usando la segunda periodicidad se genera simultáneamente el segundo (con $\lambda = 715 \text{ nm}$) y tercer (luz azul, $\lambda = 477 \text{ nm}$) armónicos de la luz antes generada. La luz verde se genera como segundo armónico de la onda de bombeo a $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ sin necesidad de que haya cuasi-empatamiento de fases, y la luz roja se produce por generación de suma de frecuencias (SFG) entre la onda de bombeo a $1.064 \mu\text{m}$ y la onda señal de $\lambda = 1.43 \mu\text{m}$ también sin necesidad de que haya cuasi-empatamiento de fases. En la figura 15 se muestran las diferentes longitudes de onda obtenidas como consecuencia del desarrollo simultáneo de varios procesos no-lineales en el cristal PPLN con dos periodicidades diferentes.

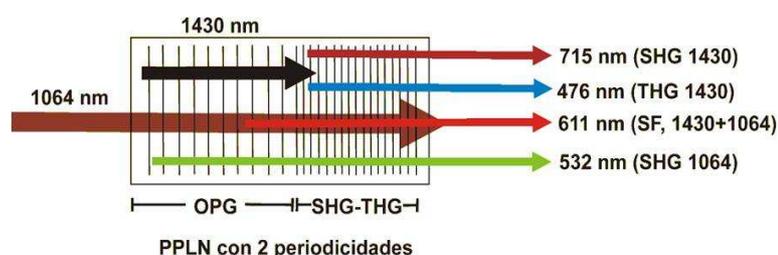


Figura 15: Obtención de múltiples haces de luz mediante la generación simultánea de diferentes procesos no-lineales en un cristal de niobato de litio periódicamente polarizado con dos periodicidades.

Para entender cómo se genera cada longitud de onda de la figura 15, incluyendo los haces correspondientes a los colores RGB, es necesario describir

cada proceso no-lineal que las origina y analizar cómo lograr una eficiente conversión de frecuencias en cada caso. Se comenzará por explicar la generación de luz azul como tercer armónico, debido a las condiciones que se requieren para lograrlo y que hacen que sea la longitud de onda más difícil de generar en el cristal.

III.2 Obtención de luz azul mediante la generación simultánea del segundo y tercer armónicos

III.2.1 Cálculos y simulaciones

Para una interacción colineal de tres ondas de frecuencias ω_1, ω_2 y ω_3 en un cristal periódicamente polarizado, las leyes de conservación de energía y momento exigen que

$$\hbar\omega_1 = \hbar\omega_2 + \hbar\omega_3 \quad (53)$$

y

$$\hbar k_1 = \hbar k_2 + \hbar k_3 \pm \hbar m k_g, \quad (54)$$

donde $k_j = \omega_j n_j / c$ (para $j=1,2,3$), c es la velocidad de la luz, y n_j es el índice de refracción a la frecuencia j . La magnitud del vector de onda de la rejilla está dada por $k_g = 2\pi/\Lambda$. La constante m es un entero que indica el orden de cuasi-empatamiento de fases.

Para el caso específico de generación de segundo armónico, de las ecuaciones (53) y (54) se puede encontrar que la periodicidad requerida de modulación de la no-linealidad del medio Λ_{shg} está dada por

$$\Lambda_{shg} = \frac{m\lambda}{2(n_{2\omega} - n_{\omega})}, \quad (55)$$

donde λ es la longitud de onda del haz incidente. Para el caso de generación del tercer armónico obtenido por la mezcla del segundo armónico con el haz fundamental o de bombeo, la periodicidad requerida Λ_{thg} está dada por

$$\Lambda_{thg} = \frac{q\lambda}{3n_{3\omega} - 2n_{2\omega} - n_{\omega}}, \quad (56)$$

donde q es un entero.

De acuerdo a lo anterior, es posible obtener la generación simultánea del segundo y tercer armónicos mediante cuasi-empatamiento de fases si $\Lambda_{shg} = \Lambda_{thg}$ (Luo *et al.*, 2001). Debido a la dispersión del índice de refracción, esto es casi imposible para cualquier material cuando $m = q = 1$. Sin embargo, para un material específico a una temperatura dada, cuando $m = 1$ y $q = 3$ las ecuaciones (55) y (56) pueden ser satisfechas simultáneamente para una longitud de onda de bombeo y una periodicidad.

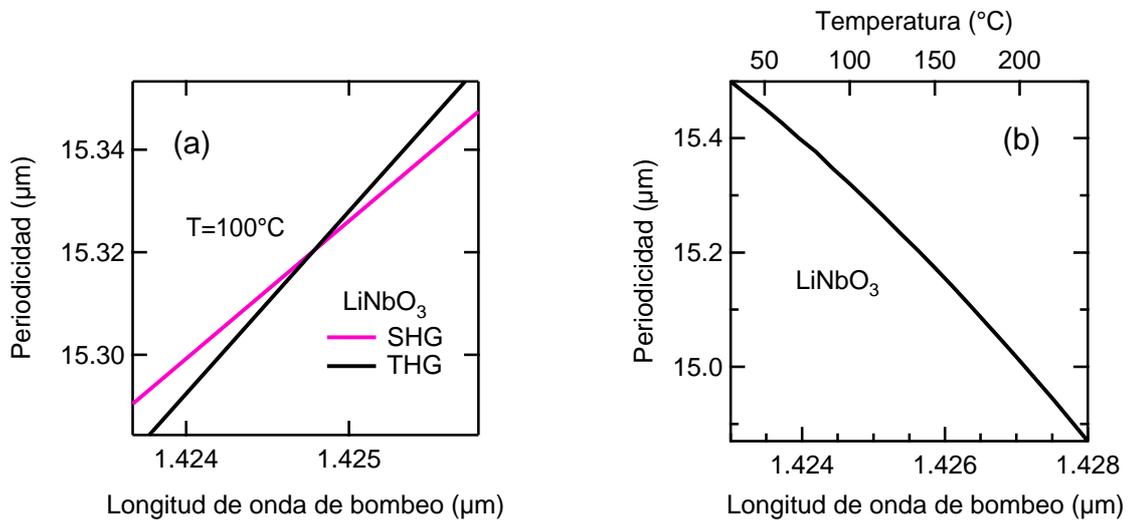


Figura 16: Generación simultánea del segundo y tercer armónicos mediante cuasi-empatamiento de fases de primero y tercer orden. (a) Λ_{shg} y Λ_{thg} vs. λ a una temperatura de 100°C; (b) puntos de intersección ($\Lambda_{shg} = \Lambda_{thg}$) vs. temperatura.

Usando la ecuación de Sellmeier (Jundt 1997) que describe la dispersión del índice de refracción en el niobato de litio, podemos encontrar las parejas de longitudes de onda y periodicidades a las cuales ambos armónicos se pueden generar en este material. En la figura 16a se muestra Λ_{shg} y Λ_{thg} como una función de la longitud de onda de bombeo λ a una temperatura de 100°C. La intersección de estas curvas nos da la periodicidad y la longitud de onda (en este caso $\lambda = 1.42 \mu\text{m}$ y $\Lambda = 15.32 \mu\text{m}$), a la cual ambos procesos no-lineales pueden ocurrir simultáneamente. En la figura 16b se muestran los parámetros de puntos de la intersección en función de la temperatura.

Se puede estimar la eficiencia en la conversión de la onda de bombeo hacia el tercer armónico correspondiente al haz azul, usando un análisis de ondas acopladas. Si consideramos E_ω , $E_{2\omega}$ y $E_{3\omega}$ como las amplitudes del primero, segundo y tercer armónicos respectivamente, y $\Delta k_{shg}^{qpm} = k_{2\omega} - 2k_\omega \pm 2\pi/\Lambda$ y $\Delta k_{thg}^{qpm} = k_{3\omega} - k_{2\omega} - k_\omega \pm 6\pi/\Lambda$ como las desviaciones de las condiciones de un perfecto cuasi-empatamiento de fases para ambos procesos no-lineales, las ecuaciones que describen la propagación y acoplamiento de las tres ondas son las siguientes:

$$\frac{dE_\omega}{dz} = i \frac{\omega}{cn_1} \left[d_{shg}^{qpm} E_{2\omega} E_\omega^* \exp[i\Delta k_{shg}^{qpm}] + d_{thg}^{qpm} E_{3\omega} E_{2\omega}^* \exp[i\Delta k_{thg}^{qpm}] \right], \quad (57)$$

$$\frac{dE_{2\omega}}{dz} = i \frac{\omega}{cn_2} \left[d_{shg}^{qpm} E_\omega^2 \exp[-i\Delta k_{shg}^{qpm}] + 2d_{thg}^{qpm} E_{3\omega} E_\omega^* \exp[i\Delta k_{thg}^{qpm}] \right], \quad (58)$$

$$\frac{dE_{3\omega}}{dz} = i \frac{3\omega}{cn_3} E_\omega E_{2\omega} d_{thg}^{qpm} \exp[-i\Delta k_{thg}^{qpm}], \quad (59)$$

donde d_{shg}^{qpm} y d_{thg}^{qpm} son los coeficientes efectivos no-lineales de acoplamiento en cuasi-empatamiento de fases para la generación del segundo y tercer armónicos,

respectivamente. Considerando que los tres haces están polarizados extraordinariamente y que el “duty cycle” de la polarización del cristal es de 50%, estos coeficientes están dados por $d_{shg}^{qpm} = \frac{2}{\pi} d_{33}$ y $d_{thg}^{qpm} = \frac{2}{3\pi} d_{33}$ donde d_{33} es el elemento de segundo orden del tensor no-lineal para interacciones entre tres ondas ópticas polarizadas extraordinariamente.

Si consideramos que $|E_\omega| \gg |E_{2\omega}| \gg |E_{3\omega}|$, al integrar las ecuaciones (58) y (59) obtenemos la intensidad de salida del tercer armónico $I_{3\omega}$, dada por

$$I_{3\omega} = GI_\omega^3 L^4 (d_{shg}^{qpm} d_{thg}^{qpm})^2 \Phi, \quad (60)$$

donde $G = 144\pi^4 Z_0^2 / \lambda^4 (n_{3\omega} n_{2\omega}^2 n_\omega^3)$ es una constante. El nivel de cuasi-empatamiento de fases que se tiene en el medio se define por el factor Φ de la siguiente manera:

$$\Phi = \frac{\left| \exp\left[i \frac{\Delta k_{shg}^{qpm} L}{2} \right] \text{sinc}\left[\left(\Delta k_{shg}^{qpm} + \Delta k_{thg}^{qpm} \right) L/2 \right] - \text{sinc}\left(\Delta k_{shg}^{qpm} L/2 \right) \right|^2}{\Delta k_{shg}^{qpm} L/2}. \quad (61)$$

El cuasi-empatamiento de fases perfecto en ambos procesos no-lineales se presenta cuando $\Delta k_{shg}^{qpm} \rightarrow 0$ y $\Delta k_{thg}^{qpm} \rightarrow 0$, y por consiguiente $\Phi \rightarrow 1$. En este caso la ecuación (60) se reduce a la siguiente fórmula:

$$I_{3\omega} = GI_\omega^3 L^4 (d_{shg}^{qpm} d_{thg}^{qpm})^2. \quad (62)$$

Usando la ecuación (62) se calcula la gráfica de la figura 17 donde se muestra la intensidad de salida del tercer armónico como una función de la intensidad de entrada para una muestra de niobato de litio de 1.5 cm de longitud con $d_{33} = 27$ pm/V (Shoji *et al.*, 1997), en la cual se considera que se tiene un perfecto cuasi-empatamiento de fases. Los ejes de arriba y a la derecha indican las potencias de entrada y salida equivalentes, considerando haces de intensidad uniforme y radio igual a $100 \mu\text{m}$.

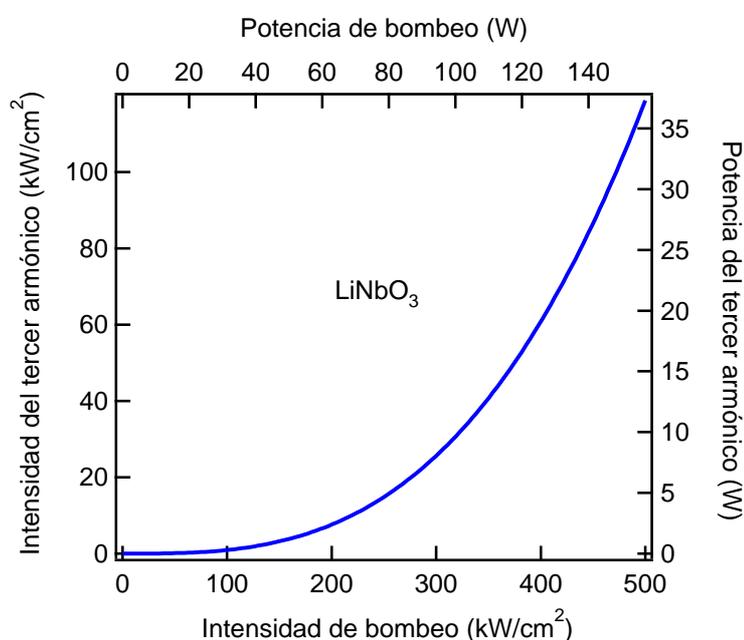


Figura 17: Intensidad y potencia del tercer armónico vs intensidad y potencia del haz de bombeo. $L=1.5$ cm; radio del haz $=100 \mu\text{m}$.

Como se puede ver, con intensidades de bombeo del orden de 500 kW/cm^2 la eficiencia en la conversión hacia el tercer armónico puede ser mayor al 20%. Estas intensidades pueden ser obtenidas dentro de una cavidad láser de onda continua. Puesto que las ecuaciones (60) y (62) dejan de ser válidas para

eficiencias de conversión grandes, no se graficó la potencia obtenida a intensidades más altas debido a las aproximaciones usadas durante el análisis, donde se ha considerado que las dos ondas que componen los bombeos en cada parte del cristal no se agotan, $|E_{\omega}| \gg |E_{2\omega}| \gg |E_{3\omega}|$.

En las gráficas de la figura 18 se muestra la dependencia de Φ con respecto a las desviaciones de un cuasi-empatamiento de fases perfecto. Esta función depende de Δk_{shg}^{qpm} y Δk_{thg}^{qpm} , las cuales a su vez dependen de tres parámetros controlables experimentalmente: la longitud de onda de bombeo, la periodicidad de polarización del cristal y la temperatura. La figura 18a muestra cómo cambia Φ cuando la periodicidad varía alrededor del valor ideal, calculado a 100°C, mientras la longitud de onda de bombeo se mantiene constante en el valor óptimo para esta temperatura. Las figura 18b y 18c muestran cómo cambia Φ cuando la longitud de onda de bombeo y la temperatura, respectivamente, cambian mientras los otros parámetros se mantienen constantes.

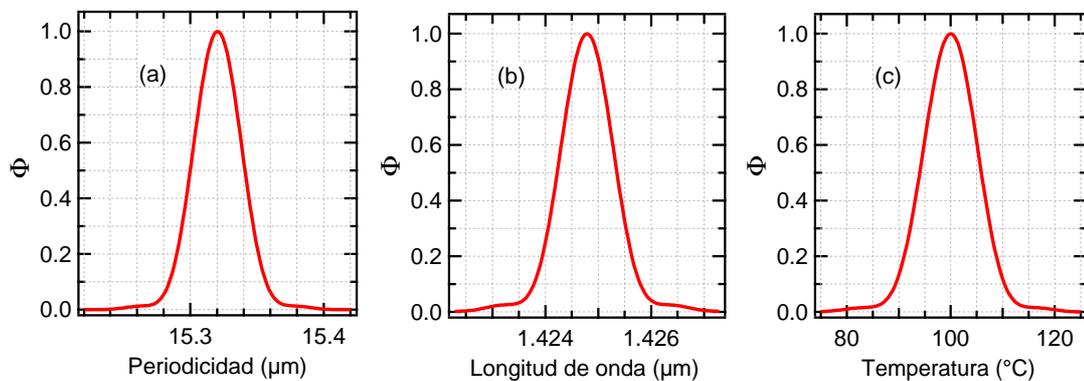


Figura 18: Cálculos teóricos de Φ . (a) Φ vs. Λ a $T=100^{\circ}\text{C}$ y $\lambda=1.4248 \mu\text{m}$; (b) Φ vs. λ a $T=100^{\circ}\text{C}$ y $\Lambda=15.32 \mu\text{m}$; (c) Φ vs. T a $\Lambda=15.32 \mu\text{m}$ y $\lambda=1.4248 \mu\text{m}$. $L=1.5 \text{ cm}$.

III.2.2 Experimentos en PPLN

Para observar experimentalmente este efecto en niobato de litio y obtener la luz azul como tercer armónico, fue necesaria una fuente en el infrarrojo que emitiera aprox. a $1.42 \mu\text{m}$. Para conseguir esta longitud de onda, se calculó la periodicidad necesaria para obtenerla mediante el proceso de generación óptica paramétrica. En la figura 19 se muestra la curva de generación óptica paramétrica para el niobato de litio a una temperatura de 100°C , en la que se puede ver que a una periodicidad de $27.6 \mu\text{m}$ se genera la longitud de onda de $1.42 \mu\text{m}$. Fue muy importante determinar la periodicidad correcta en la gráfica de la figura 19, puesto que de la ecuación (61) se puede deducir que una desviación por ejemplo, de 50nm de la periodicidad óptima requerida, reduciría la eficiencia en la conversión por dos órdenes de magnitud de acuerdo a la figura 18.

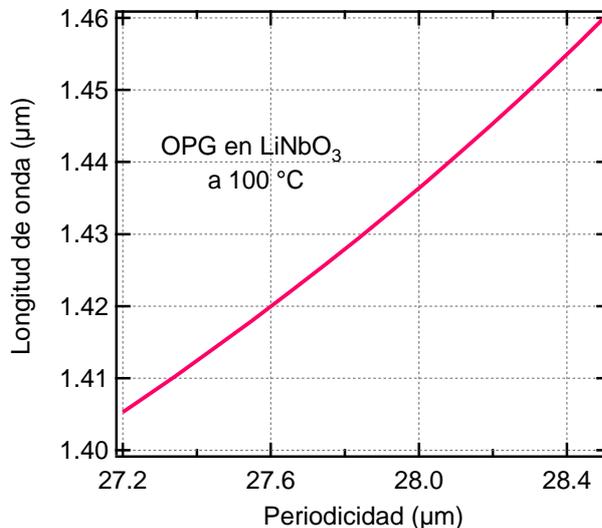


Figura 19: Condiciones de cuasi-empatamiento de fases para la generación óptica paramétrica en niobato de litio a $T=100^\circ\text{C}$. Una periodicidad de $27.6 \mu\text{m}$ genera una longitud de onda de $1.42 \mu\text{m}$.

Debido a que la ecuación de Sellmeier usada en nuestros cálculos no tiene suficiente exactitud para predecir las longitudes de onda y periodicidades exactas requeridas, y la técnica de fabricación de las mascarillas utilizadas en el proceso de polarización del material está limitada a una resolución de 100 nm, se hizo una muestra de PPLN con varias parejas de periodicidades diferentes, alrededor de los valores calculados teóricamente, y se identificó la pareja con mejores resultados.

Usando técnicas de polarización eléctrica desarrolladas anteriormente (Cudney *et al.*, 2002), se fabricó en el CICESE un cristal PPLN con dos bloques de distinta periodicidad cada uno. Para evitar el daño fotorrefractivo, el cristal se diseñó para trabajar alrededor de una temperatura de 100°C. El primer bloque con periodicidad cercana a 27.6 μm se usó para generar la longitud de onda a 1.42 μm mediante generación óptica paramétrica, utilizando como bombeo un láser comercial de Nd:YAG, con pulsado Q-switching, con pulsos de aprox. 7 ns de duración y una $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$. En el segundo bloque con una periodicidad aprox. de 15.3 μm , se generaron el segundo y tercer armónicos mediante los procesos anteriormente mencionados.

Las 6 parejas de rejillas que se grabaron tienen las siguientes combinaciones de periodicidades: 27.5 y 15.4 μm ; 27.5 y 15.3 μm ; 27.6 y 15.3 μm ; 27.6 y 15.2 μm ; 27.7 y 15.2 μm ; 27.7 y 15.1 μm . La primera parte de cada rejilla tuvo una longitud de 2 cm y la segunda de 1.5 cm. La señal más fuerte detectada para el tercer armónico se obtuvo en la rejilla con periodicidades de 27.6 y 15.2 μm , a una temperatura cercana a 160°C. En la figura 20 se muestra un esquema del arreglo experimental utilizado para observar los espectros de la luz generada.

Al variar la temperatura en la primera parte de la rejilla del cristal, se pudo cambiar la longitud de onda generada y por consiguiente la longitud de onda correspondiente al tercer armónico generado en la segunda parte de la rejilla. La sintonización obtenida en la señal del tercer armónico correspondiente a la luz azul fue de 474 a 481 nm aproximadamente, variando la temperatura en un intervalo de 60 a 210°C, obteniendo la máxima eficiencia a 160°C.

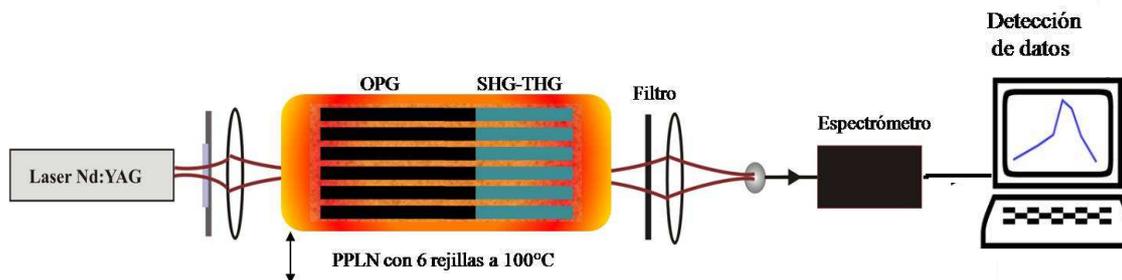


Figura 20: Diagrama del arreglo experimental utilizado para la generación y caracterización de luz RGB usando un solo cristal PPLN con doble periodicidad.

La longitud de onda obtenida como señal mediante la generación óptica paramétrica se estimó en $1.43 \mu\text{m}$ y fue inferida a partir del segundo y tercer armónicos de este haz, medidos con un espectrómetro basado en CCD (Ocean Optics USB2000). El ancho completo a la mitad del máximo (FWHM) del segundo armónico fue de aprox. 2 nm , mientras que el del tercer armónico fue de aprox. 0.7 nm . Este último valor es muy cercano a la resolución del espectrómetro utilizado, por lo que posiblemente el ancho real fue menor. En la figura 21a se muestra la longitud de onda del tercer armónico vs la temperatura. En la figura 21b se puede ver la energía del tercer armónico vs la temperatura. En ambos casos el cristal se bombeó con pulsos de energía de aprox. 1 mJ .

Se puede ver que el FWHM de la gráfica mostrada en la figura 21b es más de 3 veces el ancho mostrado en la figura 18c. Es posible que esto se deba a efectos no considerados en la teoría, tales como el ancho de banda finito de la onda fundamental producida por la primera parte de la rejilla (por lo menos 4 nm), ligeras fluctuaciones en los anchos de los dominios, agrandamiento de los dominios debido a la temperatura y efectos causados por el enfocamiento del haz de bombeo en el cristal, lo cual provoca que no se propague de completamente manera colineal en el material.

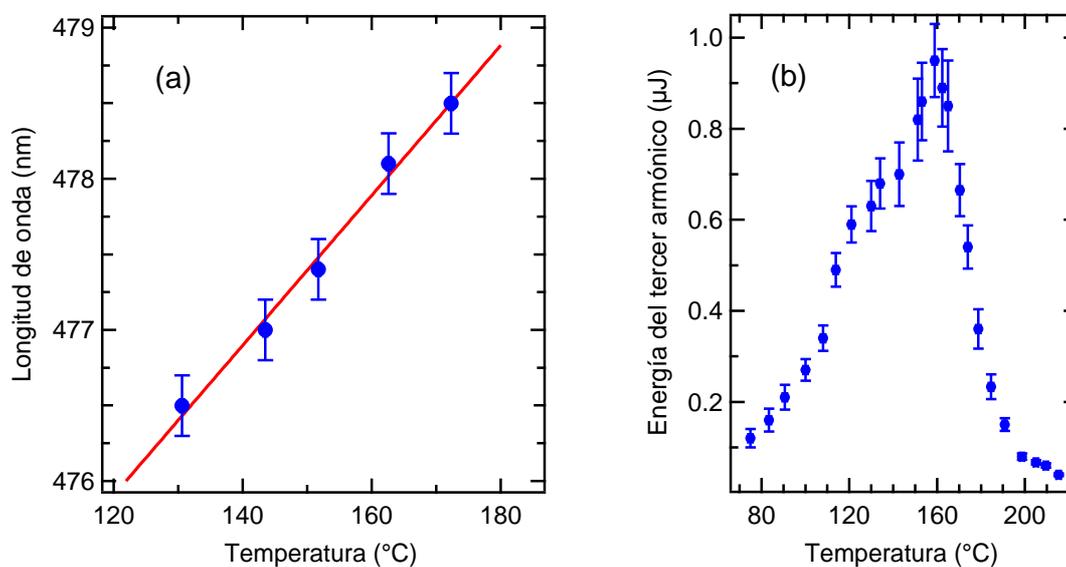


Figura 21: Dependencias con respecto a la temperatura de: (a) longitud de onda y (b) energía.

III.3 Análisis de la obtención de luz verde y roja

Al mismo tiempo que se producen los procesos no-lineales asegurados por cuasi-empatamiento de fases, otros procesos no-lineales de segundo orden pueden ocurrir dentro del cristal sin necesidad de que se cumpla la condición de cuasi-empatamiento de fases. Prueba de esto son la obtención de luz verde (532 nm) generada como segundo armónico del haz de bombeo, y la luz roja (aprox. a 610nm) producida por suma de frecuencias entre la onda de bombeo y la onda señal a 1.43 μm.

En cristales polarizados periódicamente ideales, los anchos de los dominios ferroeléctricos deben ser exactamente iguales y las intensidades de estas ondas deberían ser despreciables o completamente inexistentes. Sin embargo, durante el proceso de polarización se introducen ligeras fluctuaciones en el ancho de los dominios, las cuales están siempre presentes en los cristales PPLN reales. Para

evaluar cómo influían estas variaciones en el aumento de la intensidad de la luz verde, generada como segundo armónico de la onda de bombeo sin cuasi-empatamiento de fases, se resolvió numéricamente la ecuación que gobierna la evolución espacial de la amplitud de la onda generada E_{verde} :

$$\frac{dE_{verde}}{dz} \propto d_{33}(z)\exp[i\Delta kz], \quad (63)$$

aquí $\Delta k = 2k_p - k_{verde}$. El coeficiente no-lineal d_{33} depende de la coordenada espacial 'z' ya que en esta dirección cambia el signo de un dominio a otro. El ancho de cada dominio se consideró igual a la mitad del valor de la periodicidad correspondiente, más una pequeña fluctuación. Posteriormente se promedió en la gráfica de la figura 22 la eficiencia de conversión obtenida del haz de bombeo hacia el haz verde al final de la primera sección del cristal, en función de la desviación estándar de las fluctuaciones de los anchos de los dominios, las cuales tienen una distribución gaussiana centrada alrededor de cero.

Para cada desviación estándar que se muestra en el eje horizontal, se fueron asignando fluctuaciones aleatorias en el ancho de cada dominio a través de la longitud de interacción y se resolvió numéricamente la ecuación (63). Este procedimiento se repitió 3000 veces para diferentes valores de los anchos de los dominios ya con las fluctuaciones, promediando posteriormente los resultados. Como se puede ver en la figura 22, fluctuaciones del orden de 0.5 μm pueden incrementar la intensidad de salida del haz por encima de 4 órdenes de magnitud. La luz roja es obtenida sin cuasi-empatamiento de fases de la misma manera que la luz verde, debido a las fluctuaciones en los anchos de los dominios, pero mediante el proceso de generación por suma de frecuencias entre la onda de bombeo fundamental a 1064 nm y la generada como señal a 1420 nm en la primera parte de la rejilla. Es lógico preguntarse por qué precisamente se desarrollan tanto el proceso de generación del segundo armónico que origina la luz verde, como la suma de frecuencias que origina la luz roja. La razón es que

ambos procesos son los más fáciles de desarrollar debido a que en ellos intervienen las radiaciones más intensas, que son del bombeo y de la señal obtenida mediante la generación óptica paramétrica. Otro proceso no-lineal que también se genera a través del cristal es la suma de frecuencias entre la onda de bombeo a 1064 nm y la acompañante a 4.15 μm , que da como resultado la obtención de un haz a 847 nm, el cual también fue detectado.

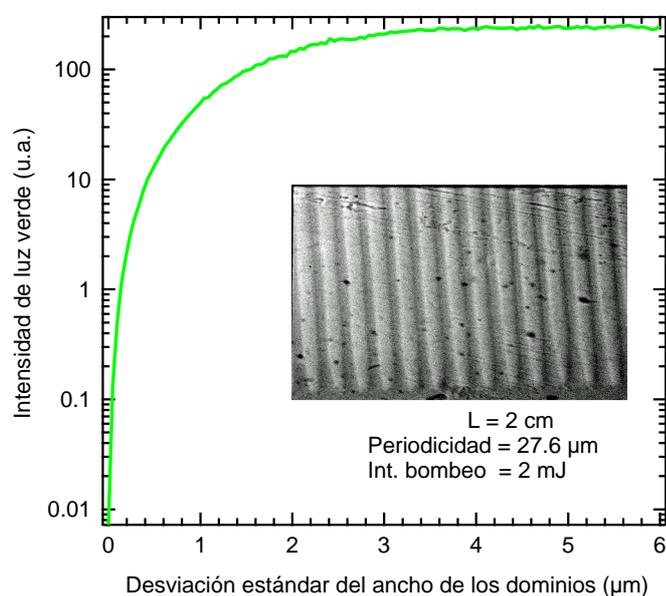


Figura 22: Influencia de las variaciones en los anchos de los dominios para la obtención de luz verde como generación del segundo armónico sin cuasi-empatamiento de fases. La fotografía sobre la gráfica muestra la sección de una rejilla del cristal con varios dominios.

III.4 Análisis de resultados obtenidos y conclusiones

En la figura 23 se muestran las energías de salida de los pulsos de luz roja, verde y azul vs. la energía de pulsos de bombeo a 1.064 μm en la entrada del cristal. Los datos se obtuvieron usando un cristal por el cual el haz de bombeo pasa una sola

vez. Para evitar dañar la superficie de entrada del material, la máxima energía suministrada fue de 2.2 mJ.

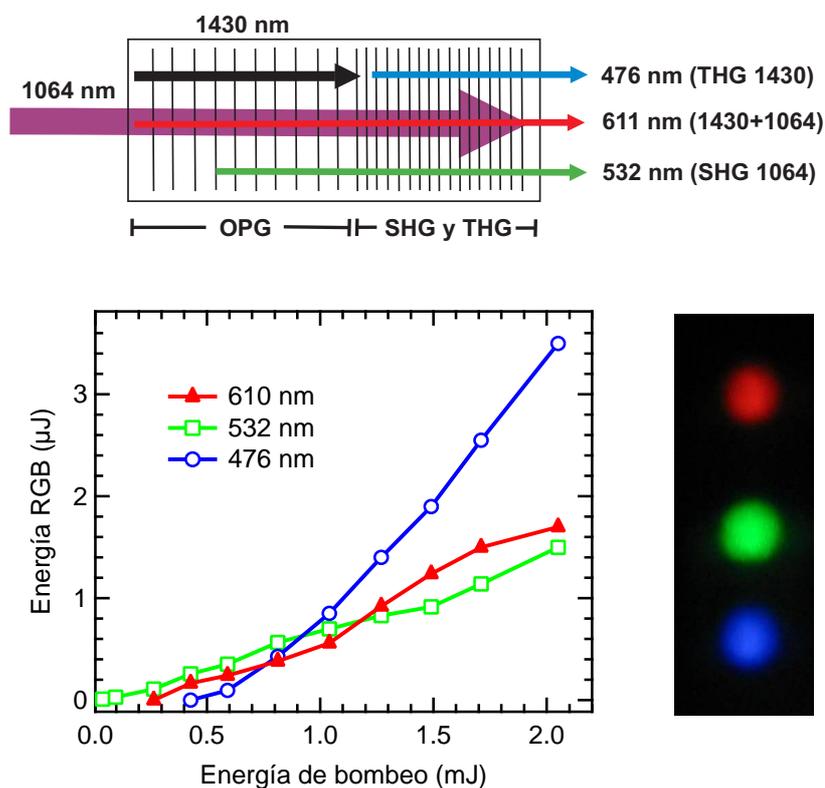


Figura 23: Salida de la fuente RGB. (arr.) Diseño del cristal y generación de las diferentes frecuencias de luz; (ab.) energías de salida de los pulsos, rojo, verde y azul vs. energía del pulso de bombeo. $\lambda_b = 1.064 \mu\text{m}$; $T = 165^\circ\text{C}$. (der.) Imagen de los spots formados por los haces rojo, verde y azul después de ser separados por un prisma.

En la gráfica de la figura 23 se puede ver que las energías de los pulsos de los tres colores primarios llegan aproximadamente al mismo valor. Para el ojo humano, la mezcla de los haces a la salida del cristal se ve como luz blanca. En la

fotografía de la derecha se muestra una imagen de los tres haces después de que han sido separados por un prisma dispersivo.

Se ha demostrado que una fuente RGB puede ser hecha con un cristal PPLN bombeado con longitud de onda de $1.064 \mu\text{m}$ del láser pulsado de Nd:YAG. Se presentó un análisis teórico de cómo depende la intensidad de la luz azul con respecto a la potencia de bombeo, la longitud de interacción y el empatamiento de fases. En la figura 24 se muestra una fotografía del arreglo experimental utilizado y la salida de los tres haces de luz RGB generados.

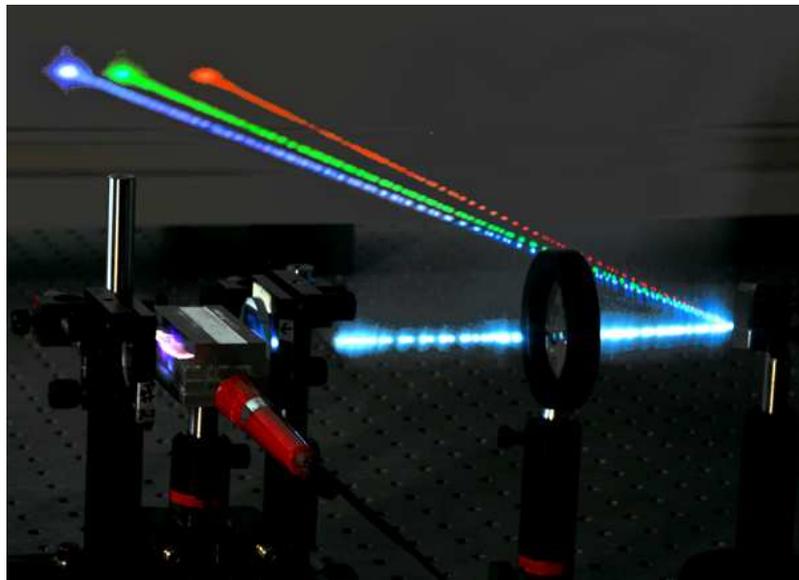


Figura 24: Fotografía del arreglo experimental utilizado para la generación de tres haces de luz RGB.

Aunque las eficiencias de conversión reportadas son bajas, hay aún muchas posibles mejoras que se pueden implementar. Por simplicidad, este sistema se basó en la generación óptica paramétrica. Sin embargo, para obtener una eficiencia alta en la conversión hacia la luz azul, la muestra del PPLN podría ser

cubierta con películas antirreflejantes y colocada dentro de una cavidad altamente resonante a la longitud de onda del haz señal a $1.43 \mu\text{m}$. Además, de acuerdo al análisis teórico realizado, la potencia se incrementa a la cuarta potencia de la longitud de interacción, lo cual significa que aumentando la longitud de la segunda sección del cristal la potencia de la luz azul debe aumentarse significativamente.

Para incrementar la potencia de la luz roja y verde, las mascarillas usadas en la fabricación de los dominios deben modificarse para obtener mayores fluctuaciones en el ancho de los dominios. También puede incluirse una tercera sección con la estructura de dominios apropiada para aumentar la conversión hacia luz con estos colores.

Capítulo IV

Generación de diferentes longitudes de onda en niobato de litio periódica y aperiódicamente polarizado

IV.1 Antecedentes

Entre las diferentes fuentes de luz monocromáticas coherentes alternas al láser, destacan aquéllas que emiten a varias longitudes de onda de manera sintonizable o simultáneamente. Algunas de estas fuentes basadas en fibras ópticas especiales (Nicholson *et al.*, 2008) y cristales fotónicos (Xu *et al.*, 2004), generan espectros continuos con un amplio intervalo de longitudes de onda.

Los osciladores ópticos paramétricos (OPOs) (Kingston, 1962; Giordmaine y Miller, 1965) son otro tipo de fuentes que emiten a diferentes longitudes de onda. Éstos consisten en cavidades ópticas que contienen medios no-lineales donde se realiza el proceso de amplificación óptica paramétrica para obtener una o varias longitudes de onda (Fradkin *et al.*, 1999; Van Herpen *et al.*, 2003), o incluso todo un espectro continuo (Burr *et al.*, 1997; Südmeyer *et al.*, 2004). Hay toda una variedad de OPOs, dependiendo del tipo de material, láser de bombeo y configuración de cavidad óptica que se utilice.

Otros desarrollos de fuentes de luz incluyen la integración en un solo chip de diferentes láseres de semiconductor que emiten en varias longitudes de onda (Rong *et al.*, 2005).

Las fuentes que emiten en un amplio intervalo de longitudes de onda tienen una extensa gama de aplicaciones en procesos industriales de diseño, evaluación y medición; sistemas de detección y control; reconocimiento y procesamiento de señales, scaneo y almacenamiento óptico; y otras áreas como comunicaciones, medicina, espectroscopía, investigación, artes gráficas y entretenimiento.

Se han desarrollado diversos métodos basados en procesos no-lineales de segundo orden para obtener distintas longitudes de onda en un solo medio. En todos ellos se busca compensar de alguna manera el desfase producido entre las ondas que se generan en el medio no-lineal para obtener una eficiencia de conversión alta. Esta compensación se logra con mayor o menor grado si existe una componente de la transformada de Fourier de la no-linealidad del medio adecuada para producir un proceso no-lineal dado, como veremos a continuación.

De acuerdo a la teoría descrita en el capítulo II, para la generación del segundo armónico - el caso más sencillo de analizar de los procesos de conversión de frecuencias - la variación espacial del campo E_2 que se genera en el medio está dada por la siguiente ecuación:

$$\frac{dE_2}{dz} = i \frac{\omega}{cn_2} \chi^{(2)}(z) E_1^2 e^{i\Delta kz}. \quad (64)$$

donde $\Delta k = k_2 - 2k_1$. Recordemos que el origen del factor $e^{i\Delta kz}$ es el desfase entre las ondas que oscilan a 2ω generadas a través de todo el medio. Para obtener el valor del campo generado, integramos la ecuación (64) de 0 a L , donde L es la longitud del medio no-lineal, obteniendo

$$E_2 = i \frac{\omega}{cn_2} E_1^2 \int_0^L \chi^{(2)}(z) \exp(i\Delta kz) dz, \quad (65)$$

donde hemos supuesto implícitamente la aproximación de bombeo sin agotamiento ($|E_1| \gg |E_2|$) por lo que podemos suponer que E_1 no varía con z y por lo tanto puede quedar fuera de la integral. Fuera del medio no-lineal, la no-linealidad es, por definición, igual a cero, por lo que los límites de la integral que aparece en la ecuación (65) pueden ser cambiados a $\pm \infty$, y encontramos finalmente que

$$E_2 \propto \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(z) \exp(i\Delta k z) dz. \quad (66)$$

En palabras, la amplitud del campo del segundo armónico es proporcional a la transformada de Fourier de $\chi^{(2)}(z)$. Nótese que - a diferencia de los cálculos presentados en el capítulo II - no se ha supuesto que $\chi^{(2)}(z)$ sea una función periódica. Puede ser arbitraria, por lo que se concluye que lo único requerido para obtener la generación del segundo armónico es que la no-linealidad del medio contenga una componente de Fourier a la frecuencia espacial Δk ; entre mayor sea la magnitud de esta componente, mayor será la eficiencia de conversión.

Al igual que en el caso que acabamos de analizar (generación de segundo armónico sin agotamiento de bombeo), se puede demostrar que para cualquier proceso no-lineal de orden dos donde se mezclan tres ondas con frecuencias ω_1 , ω_2 y ω_3 , donde $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, y donde $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$, la eficiencia del proceso no-lineal en cuestión depende de la componente de Fourier a la frecuencia espacial Δk . En general, si se desean generar N procesos no-lineales diferentes en un mismo cristal, basta que $\chi^{(2)}(z)$ tenga N componentes de Fourier diferentes de cero. Estas componentes están dadas por

$$\chi^{(2)}(\Delta k_j) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(z) \exp[i\Delta k_j z] dz, \quad (67)$$

donde el subíndice j indica el j -ésimo proceso no-lineal que se desea generar.

En todos los métodos no-lineales utilizados para generar diferentes longitudes de onda, de una manera u otra se emplean componentes de Fourier en el medio que contribuyen para la realización de los procesos no-lineales deseados. Se han diseñado y fabricado arreglos de Superceldas Ópticas Cuasi-periódicas (QPOS), las cuales son cristales aperiódicos cuya distribución de dominios sigue una secuencia determinada, como la secuencia de Fibonacci (Zhu *et al.*, 1997).

Además, la ecuación (67) se puede generalizar para interacciones bidimensionales y tridimensionales para el caso en que las ondas interactuantes no sean colineales. Tal es el caso de algunos cristales fotónicos que usan estructuras bidimensionales complejas para generar simultáneamente varios armónicos de una onda con diferentes direcciones de propagación (Lifshitz *et al.*, 2005). En la figura 25 se muestran algunos ejemplos de estructuras usadas para realizar varios procesos ópticos no-lineales en un solo medio.

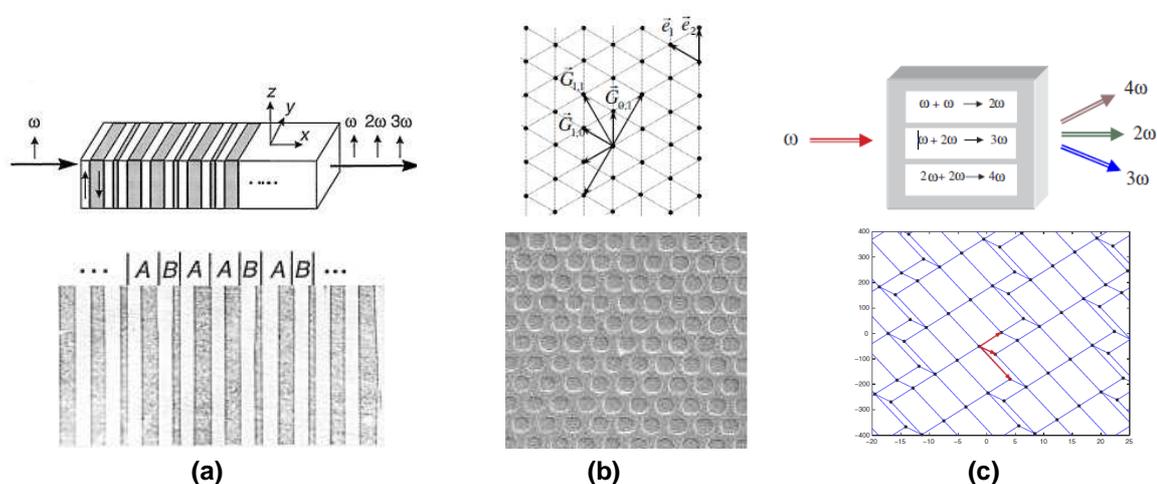


Figura 25: Ejemplos de estructuras en cristales polarizados que generan diferentes longitudes de onda. (a) Estructura aperiódica de una supercelda óptica cuasi-periódica (QPOS) que sigue la secuencia de Fibonacci (Zhu *et al.*, 1997); (b) cristal de LiTaO_3 polarizado hexagonalmente (HPLT) (Xu *et al.*, 2004); (c) estructura de un cuasi-cristal fotónico no-lineal bidimensional (Lifshitz *et al.*, 2005).

No hay una manera única de producir una variación espacial de la no-linealidad para obtener una componente de Fourier específica, y por lo mismo en la literatura se reportan varias técnicas para diseñar y fabricar estructuras ferroeléctricas que tengan una o varias componentes de Fourier deseadas. Aquí dividiremos estas técnicas de acuerdo a la estructura que siguen sus dominios ferroeléctricos en periódicos y aperiódicos.

IV.1.1 Métodos que usan estructuras periódicas para obtener diferentes longitudes de onda en medios ferroeléctricos

Los métodos periódicos consisten en utilizar estructuras con una periodicidad bien definida, aunque sea localmente, en cristales polarizados. Cuando se desean realizar varios procesos no-lineales y obtener diferentes longitudes de onda con estos métodos, se utilizan arreglos con varios cristales en cascada, o con solamente un cristal con varias secciones de estructuras periodicas diferentes (Gorelik *et al.*, 2006).

En algunos casos y bajo ciertas condiciones, es posible realizar simultáneamente varios procesos no-lineales y obtener distintas longitudes de onda en estructuras con una misma periodicidad. En el capítulo anterior se demostró esto con la obtención del segundo y tercer armónico con una sola periodicidad (Robles-Agudo *et al.*, 2006).

La forma más sencilla de obtener diferentes longitudes de onda con estructuras periódicas se consigue dividiendo el medio en varias secciones. Cada sección tiene una periodicidad bien definida, y por lo tanto contiene la componente de Fourier que contribuye en la realización de un proceso no-lineal específico.

En la figura 26 se muestra el esquema de un medio periódico con tres bloques de distinta periodicidad donde se realizan tres procesos no-lineales diferentes a partir de una frecuencia de bombeo. Cada una de las tres rejillas contribuye con la componente de Fourier para la realización del proceso no-lineal determinado.

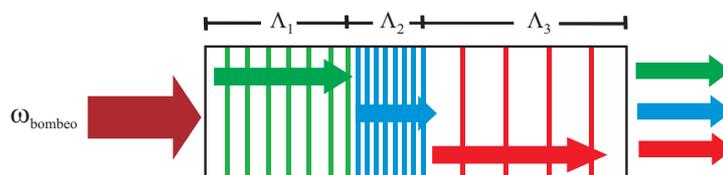


Figura 26: Realización de tres procesos no-lineales en estructuras de dominios periódicas a bloques en un mismo medio.

IV.1.2 Métodos con estructuras aperiódicas para obtener diferentes longitudes de onda en medios ferroeléctricos

A diferencia de los métodos periódicos, los métodos aperiódicos son más complejos debido a que sus estructuras de dominios ferroeléctricos no siguen un patrón periódico definido. Tanto el diseño como la fabricación de este tipo de estructuras son más complicados. Sin embargo, estos métodos tienen la ventaja de aprovechar mejor la longitud de interacción, debido a que se busca una estructura de dominios tal que todo el medio contribuya a cada componente de Fourier necesaria para realizar cada proceso considerado. En la figura 27 se muestra el esquema de un medio con una estructura de dominios aperiódica, que contribuye con tres componentes significativas de Fourier para la realización de tres procesos no-lineales diferentes.

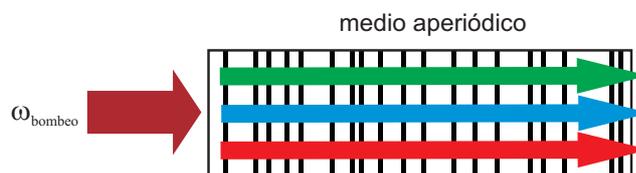


Figura 27: Realización de tres procesos no-lineales en un medio con estructura de dominios aperiódica.

A la fecha se han realizado un número considerable de experimentos para optimizar la realización de los diferentes procesos ópticos no-lineales de segundo orden en estructuras aperiódicas. Se han creado todo tipo de secuencias y diseños, como en el caso de estructuras que siguen la secuencia Fibonacci (Zhu *et al.*, 1997) en donde se generan distintos armónicos de una onda de bombeo. O bien, el caso de diseño de Superceldas Ópticas Periódicas (POSL)

Quasiperiódicas (QPOSL) o Aperiódicas (APOS�) (Liu *et al.*, 2001), y otros diseños complejos de superceldas (Xiang-bao Cai, 2003).

En algunos casos se recurre al uso de algoritmos de optimización para diseñar las secuencias aperiódicas de dominios en un solo cristal, que permitan realizar varios procesos no-lineales de manera eficiente usando una sola longitud de onda de bombeo. Estos métodos son eficientes pero complicados y difíciles de entender (Zhang y Gu, 2001).

Aquí presentamos una técnica relativamente sencilla para diseñar y fabricar estructuras aperiódicas que pueden ser utilizadas para generar varios procesos no-lineales simultáneamente.

IV.2 Método aperiódico para obtener diferentes longitudes de onda en un solo cristal ferroeléctrico

Antes de explicar nuestro método para diseñar rejillas aperiódicas, es instructivo volver a analizar los casos sencillos de empatamiento y de cuasi-empatamiento de fases desde otro punto de vista. Supongamos que se desea generar el segundo armónico de manera eficiente. Según la ecuación (2), hay una manera obvia de lograr esto, que es utilizar un medio homogéneo con una $\chi^{(2)}$ que no varíe con z , y hacer que los índices de refracción sean tales que se cumpla $\Delta k = 0$. Realizando la integral que aparece en la ecuación (65) obtenemos que $E_2 \propto L\chi^{(2)}$. Este es el caso de empatamiento de fases. Sin embargo, podríamos obtener el mismo resultado si $\chi^{(2)}$ fuera modulada de la siguiente manera:

$$\chi^{(2)}(z) = \chi^{(2)} e^{-i\Delta k z}, \quad (68)$$

ya que al realizar la integral también obtenemos $E_2 \propto L\chi^{(2)}$. Sin embargo, es prácticamente imposible encontrar un material que cumpla con la ecuación (68) debido a que $\chi^{(2)}$ difícilmente podría ser modulada continuamente. En la práctica se utiliza la mejor aproximación posible a esta ecuación con ferroeléctricos, ésta consiste en modular espacialmente $\chi^{(2)}$ de la siguiente manera:

$$\chi^{(2)}(z) = |\chi^{(2)}| \text{sign}[\text{Re}[\exp(i\Delta kz)]] = |\chi^{(2)}| \text{sign}[\cos(\Delta kz)]. \quad (69)$$

La ecuación (69) es otra forma de expresar que el signo de la no linealidad cambia con una periodicidad $\Lambda = 2\pi/\Delta k$, tal como se muestra en la figura 28. Este es el caso de cuasi-empatamiento de fases.

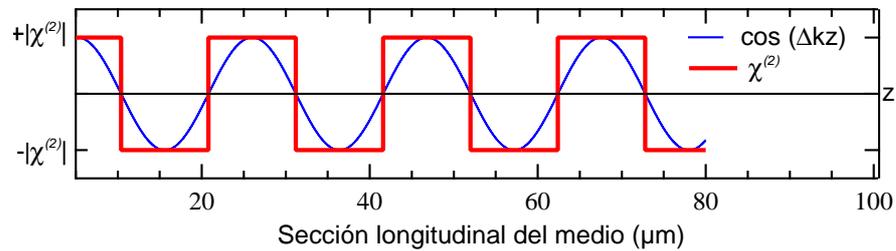


Figura 28: Cuasi-empatamiento de fases visto como una aproximación de empatamiento de fases logrado por una variación continua de la no linealidad.

El método aperiódico que se propone para obtener diferentes longitudes de onda en un solo medio se basa en generalizar – casi trivialmente – la ecuación (69). Suponiendo que deseamos realizar N procesos no-lineales diferentes en un mismo medio, cada uno asociado a un factor de desfase, definimos una función $f(z)$, dada por

$$f = \sum_{j=1}^N \cos(\Delta k_j z + \Phi_j). \quad (70)$$

Esta función continua sería la que desearíamos que siguiera la no linealidad. Proponemos utilizar una distribución de dominios ferroeléctricos de 180° grados cuya polarización cumpla con lo siguiente:

$$P(z) = \begin{cases} +P_s & \text{si } f(z) > 1 \\ -P_s & \text{si } f(z) \leq 1 \end{cases}. \quad (71)$$

Esta función representa la estructura de dominios, donde $+P_s$ y $-P_s$ indican las dos direcciones del vector de la polarización espontánea. Como $\chi^{(2)} \propto P_s$, de las dos ecuaciones (70) y (71) podemos sintetizar que nuestra estructura propuesta tendrá una no linealidad dada por

$$\chi^{(2)}(z) = |\chi^{(2)}| \text{sign} \left(\sum_{j=1}^N \cos(\Delta k_j z + \Phi_j) \right). \quad (72)$$

La ecuación anterior es una generalización de la ecuación (69), que es la ecuación que se usa para diseñar la estructura periódica para obtener un solo proceso no-lineal por cuasi-empatación de fases de primer orden.

En la figura 29 se resumen las etapas del método aperiódico propuesto. En la figura 29a se muestra la función $f(z)$ calculada con periodicidades de 26 y 31 μm para realizar dos procesos no-lineales diferentes. En la figura 29b se muestra la misma función $f(z)$ sobrepuesta con la función $P(z)$ calculada a través de ella. Se observa que la función $f(z)$ presenta intervalos en los cuales está por arriba de 1 y por debajo de -1. Estas variaciones de la amplitud dependen del número de procesos no-lineales a realizar, equivalente al número de funciones periódicas que son sumadas, del periodo de cada una de estas funciones y de sus fases iniciales.

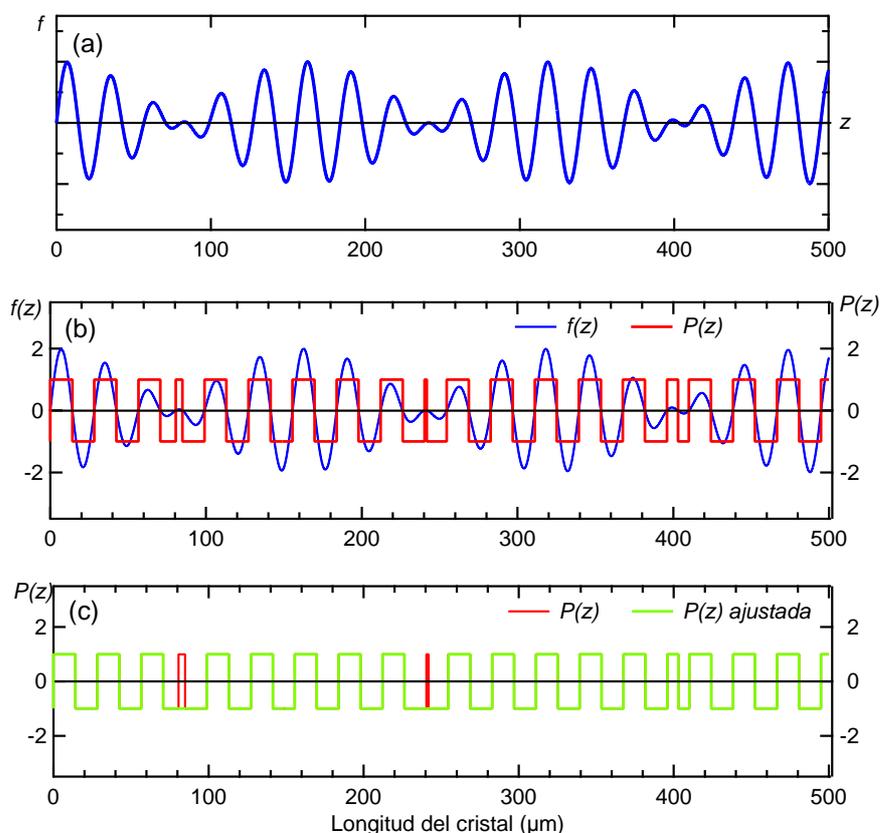


Figura 29: Método propuesto para crear secuencias de dominios aperiódicas en cristales ferroeléctricos. (a) Generación de una función $f(z)$ con la suma de diferentes funciones periódicas que describen el desempatamiento de fases entre las ondas en cada proceso no-lineal considerado; (b) escalamiento de la función $f(z)$ a valores de 1 y -1 para obtener $P(z)$ que representa la secuencia de dominios en el material; (c) eliminación de dominios demasiado pequeños para fabricar. Los dominios marcados en rojo son los dominios saltados.

Es posible optimizar el parentesco entre $P(z)$ y $f(z)$ variando las fases iniciales de cada una de las funciones periódicas. Finalmente, debido a limitaciones en el proceso de fabricación de los dominios, en caso de ser necesario se hace un ajuste a la función $P(z)$ para eliminar los dominios que sean demasiado pequeños para fabricar. El ajuste consiste únicamente en saltarse esos dominios como si no existieran, haciendo que el valor de la función $P(z)$ se

mantenga en el valor anterior de 1 o -1 según sea el caso, como se muestra en la figura 29c. Si el número de los dominios saltados es pequeño comparado con el número total de dominios, no cambian significativamente las características más importantes de los procesos no-lineales que se obtienen con esta estructura, como la eficiencia de conversión, las longitudes de onda generadas y el ancho de banda. Esto se debe a que simplemente se elimina la contribución a la polarización de esos dominios sin afectar las contribuciones del resto, que son la gran mayoría.

Un método muy similar fue desarrollado independientemente por Kartaloglu *et al.*, (2003). Estos autores usaron esencialmente la misma idea para diseñar estructuras aperiódicas para obtener dos procesos no-lineales simultáneamente (generación óptica paramétrica y el segundo armónico de la señal resultante).

Por la forma en que se construye la función $f(z)$ es obvio que tendrá las componentes de Fourier deseadas, y por lo mismo la función $P(z)$ también las tendrá. Lo que no es obvio es cuál será la magnitud de ellas, y cuántas componentes adicionales se generan al pasar de la función continua $f(z)$ a la discontinua $P(z)$. Podemos argumentar de una manera intuitiva que entre más se parezca $P(z)$ a $f(z)$, más parecidas serán sus contenidos espectrales.

Como $f(z)$ es una función periódica cuyo periodo depende del número de funciones que la componen y de la periodicidad de cada una de ellas, $P(z)$ se puede optimizar en ciertos casos variando las fases iniciales de las funciones que componen $f(z)$, para que los valores de esta función estén lo más próximos a ± 1 .

En la figura 30 se muestran tres diferentes secuencias de dominios diseñadas para realizar varios procesos no-lineales. En la figura 30a $f(z)$ está compuesta de 2 funciones periódicas de 26 y 31 μm cuyas fases iniciales son iguales. En la figura 30b se presenta la misma función $f(z)$ obtenida en 30a, pero variando las fases iniciales de las funciones que la componen. Debido a que el periodo de $f(z)$ es menor a la longitud del medio, lo único que se consigue al variar las fases es un desplazamiento de la función.

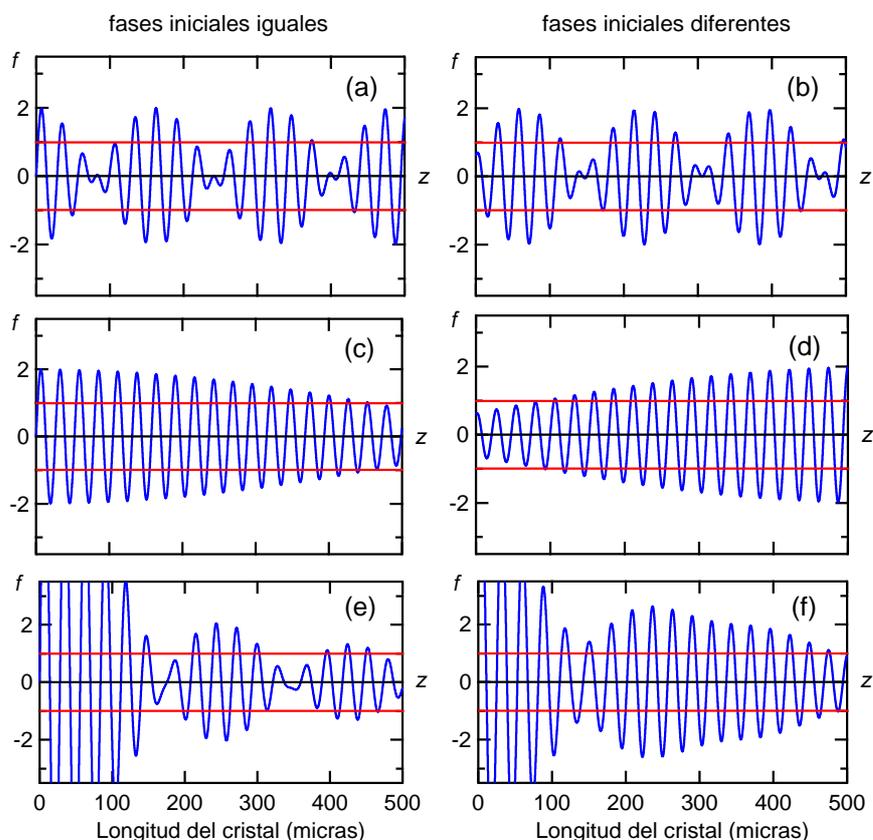


Figura 30: Variación de fases iniciales en las funciones periódicas que conforman $f(z)$. $f(z)$ compuesta de (a) 2 funciones con periodos de 26 y 31 μm ; (c) 2 funciones con periodos de 26 y 26.5 μm ; (e) 9 funciones con periodos entre 26 y 30 μm . (b), (d) y (f) corresponden a las mismas funciones $f(z)$ respectivamente, pero variando las fases iniciales de las funciones que la componen.

En las gráficas de la figura 30, en (c) y (d) $f(z)$ está compuesta de 2 funciones periódicas de 26 y 26.5 μm , 30c con fases iniciales iguales y 30d con fases iniciales diferentes. En este caso el periodo de $f(z)$ es más grande que la longitud del medio y podríamos en principio desplazar la función y ubicar una región donde los valores contenidos en ella se encuentren más cerca de ± 1 . Sin embargo, esto

no es posible debido a que $f(z)$ varía muy ligeramente y no se produce ningún efecto notable al cambiar las fases.

En las figuras 30e y 30f $f(z)$ está compuesta de 9 funciones periódicas entre 26 y 30 μm , con fases iniciales iguales y diferentes respectivamente. El periodo de $f(z)$ mayor a la longitud del medio, y los saltos de los valores en la función, permiten optimizar la función $P(z)$ al desplazar la función $f(z)$ de tal manera que se ubique una región donde sus valores se encuentren más cerca de ± 1 .

En la figura 31 puede verse que entre mayor sea el número de funciones que componen $f(z)$, su periodicidad será más grande, incluso más que la longitud del medio, convirtiéndose en aperiódica dentro del mismo.

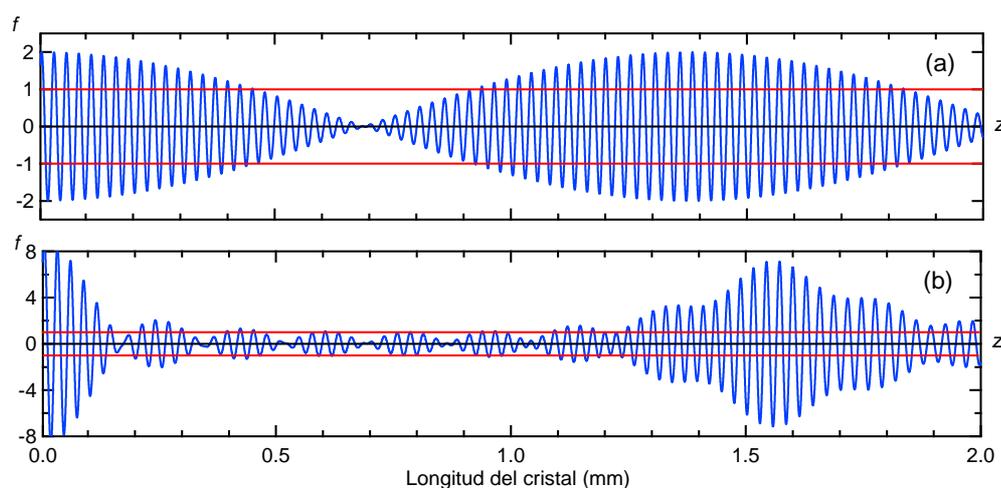


Figura 31: Diferencia entre dos rejillas de 2 mm de longitud compuestas por un número distinto de periodicidades. $f(z)$ está formada en (a) por 2 funciones con periodos de 26 y 26.5 μm ; y en (b) por 9 funciones con periodos entre 26 y 30 μm .

Para demostrar el funcionamiento del método propuesto, se compara el espectro de Fourier de una rejilla aperiódica con el de una rejilla periódica a bloques (varias secciones con periodicidades bien definidas). Las figuras 32a y

32b muestran las funciones $f(z)$ y $P(z)$ resultantes para una estructura periódica a bloques y una aperiódica, respectivamente. En ambos casos se supuso una longitud total del cristal de $400\ \mu\text{m}$ y tres periodicidades (27 , 27.5 y $28\ \mu\text{m}$).

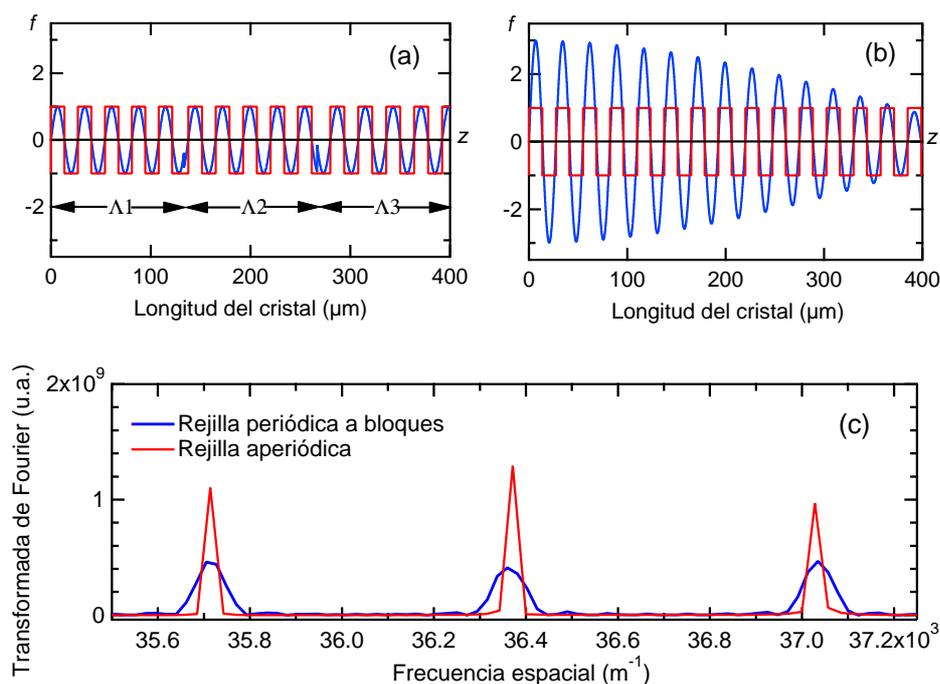


Figura 32: Comparación de las transformadas de Fourier de las secuencias de dominios (a) periódicas a bloques y (b) aperiódicas calculadas con el método propuesto. Las periodicidades espaciales utilizadas para crear ambas rejillas son 27 , 27.5 y $28\ \mu\text{m}$.

En la figura 32c se muestran las transformadas de Fourier de las estructuras (a) y (b), obtenidas numéricamente usando la transformada rápida de Fourier. Notamos que los picos del espectro de la estructura aperiódica tienen mayor amplitud y menor ancho que los obtenidos en la estructura a bloques. Una explicación heurística de este fenómeno es que en el caso de la estructura a bloques la longitud de la región que contribuye significativamente a cada una de

las tres componentes deseadas es una tercera parte de la longitud total del cristal, mientras que para el caso del cristal aperiódico la longitud efectiva para las tres componentes es la longitud total del cristal. Esto significa que la condición de cuasi-empatamiento de fases para el caso aperiódico es 3 veces más selectiva que para el caso de la estructura a bloques.

Para comprobar los resultados obtenidos en la figura 32, se realizaron diferentes cálculos y experimentos en cristales de niobato de litio periódicamente polarizado (PPLN) a bloques, y aperiódicamente polarizado (APLN). El primer proceso que se realizó en un cristal APLN para obtener diferentes longitudes de onda fue la generación óptica paramétrica (OPG) cuyos cálculos se describen a continuación.

IV.3 Obtención de varias longitudes de onda mediante generación óptica paramétrica en PPLN y APLN

Como se mencionó en el capítulo II, el proceso de generación óptica paramétrica consiste en generar dos longitudes de onda diferentes (señal y acompañante) a partir de una longitud de onda de bombeo. La condición de cuasi-empatamiento de fases requerida para que el proceso se realice de manera eficiente exige que

$$\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} = \pm \frac{1}{\Lambda} . \quad (73)$$

En la figura 33 se muestra la curva de generación óptica paramétrica para un cristal de LiNbO_3 . Para calcular los diferentes valores del índice de refracción del material se utilizó la misma ecuación de Sellmeier usada en el capítulo anterior.

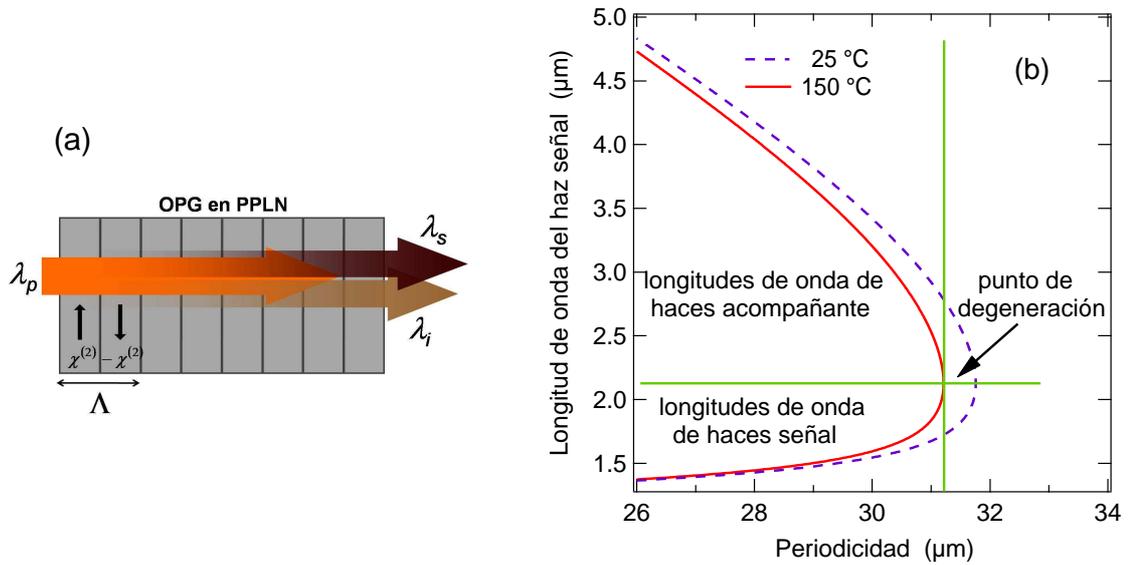


Figura 33: (a) Generación óptica paramétrica en PPLN; (b) longitudes de onda que se pueden obtener como señal y acompañante vs la periodicidad de polarización del medio, a temperaturas de 25 y 150°C.

En la gráfica 33b se indica el intervalo de longitudes de onda en que se pueden obtener las parejas señal-acompañante con distintas periodicidades de polarización del cristal a temperaturas de 25 y 150°C. En el cálculo se consideró una longitud de onda de bombeo de 1064 nm correspondiente a un láser de Nd:YAG. La obtención de las diferentes parejas de longitudes de onda señal-acompañante está limitada por el intervalo de transparencia del LiNbO₃ que es de 0.4 a ~ 4.5 μm.

Para obtener simultáneamente varias parejas de longitudes de onda señal-acompañante en un solo cristal, calculamos diferentes periodicidades que satisfagan la ecuación (73) y entonces tenemos que

$$\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_{s,j}}{\lambda_{s,j}} - \frac{n_{i,j}}{\lambda_{i,j}} = \frac{1}{\Lambda_j}, \quad (74)$$

donde $\lambda_{s,j}$ y $\lambda_{i,j}$ representan las j diferentes parejas de longitudes de onda señal-acompañante generadas, $n_{s,j}$, $n_{i,j}$ sus respectivos índices de refracción y Λ_j las j periodicidades calculadas. Una vez conocidos los valores de las distintas periodicidades se calcula la función $f(z)$ descrita por la ecuación (70) y se calcula la secuencia de dominios que tendrá el cristal aperiódico.

Considerando un campo de bombeo E_p sin agotamiento, las ecuaciones acopladas que describen la variación espacial de los campos generados E_s y E_i de cada pareja de longitudes de onda señal-acompañante son las siguientes:

$$\frac{dE_s}{dz} = \frac{i\pi}{\lambda_s n_s} \chi^{(2)}(z) E_p E_i^* e^{i\Delta kz}, \quad (75)$$

$$\frac{dE_i}{dz} = \frac{i\pi}{\lambda_i n_i} \chi^{(2)}(z) E_p E_s^* e^{i\Delta kz}. \quad (76)$$

IV.3.1 Cálculos y simulaciones

Para calcular la generación de las diferentes longitudes de onda en los cristales PPLN a bloques y APLN, realizamos un programa para encontrar las secuencias de dominios en ambos cristales obteniendo las funciones $f(z)$ y $P(z)$ en cada caso, y resolvemos el sistema de ecuaciones acopladas (75) y (76) en ambas estructuras de dominios usando el método de Euler. Este método consiste en dividir el medio en un número de rebanadas e ir calculando la amplitud de cada uno de los campos generados en cada una de ellas hasta cubrir todo el medio. Las condiciones que se definen inicialmente son la longitud del cristal, el número total de rebanadas del medio, la amplitud del campo de bombeo E_p y un valor inicial en la amplitud de los dos campos generados E_s ó E_i , que representa el

ruido cuántico con que inicia el proceso de generación óptica paramétrica. La fase inicial considerada para cada función periódica que compone la función $f(z)$ se consideró igual a cero en todos los casos.

En la figura 34 se muestran los espectros de dos longitudes de onda señal calculados para un cristal PPLN a bloques y un cristal APLN con el método propuesto. Nótese que las longitudes de onda centrales calculadas en las estructuras de ambos cristales coinciden a 1.5 y 1.6 μm . Sin embargo, la escala logarítmica del eje 'y' en la gráfica 34a indica una intensidad mayor por 3 órdenes en las longitudes de onda calculadas para el APLN, y un menor ancho de banda en comparación con las longitudes de onda calculadas para el PPLN a bloques; en las figuras 34b y 34c se muestran los mismos espectros en escala lineal.

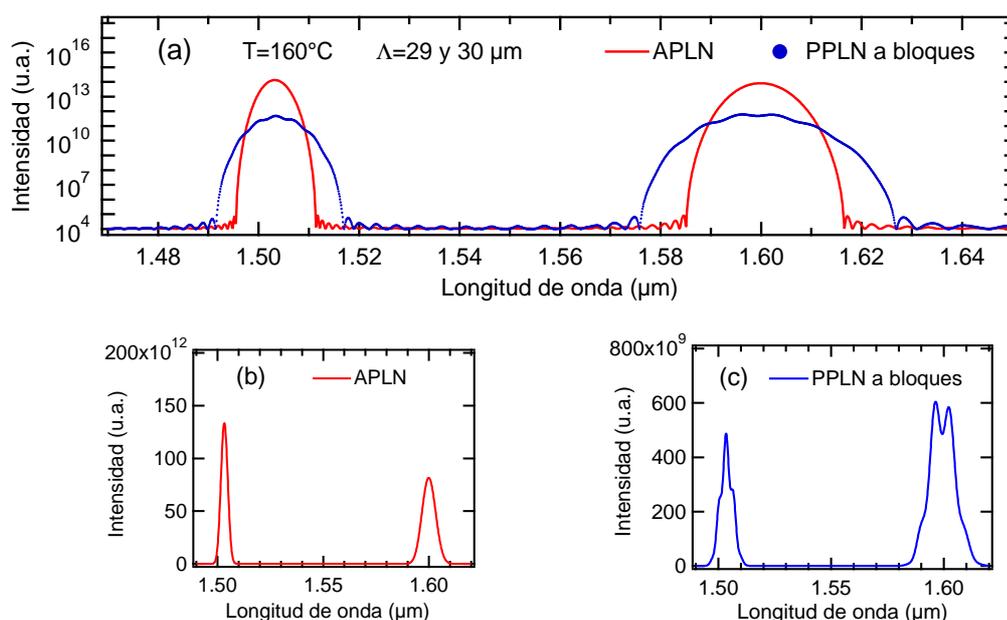


Figura 34: Generación de dos diferentes longitudes de onda señal en PPLN a bloques y APLN calculado con el método propuesto; (a) intensidad en escala logarítmica; (b) y (c) intensidad en escala lineal.

En las gráficas de las figuras 35 y 36 se muestran los espectros de 3 y 4 diferentes longitudes de onda señal respectivamente, calculados en estructuras de PPLN a bloques y APLN con el método propuesto. Las gráficas que indican la intensidad en escala logarítmica muestran un valor inicial de 10^4 que se atribuye al ruido cuántico, equivalente numéricamente al valor inicial que se requiere en cualquiera de los campos E_s, E_i para que la generación óptica paramétrica inicie. Entre más alto sea este valor inicial, la intensidad en cada una de las señales generadas será mayor debido a su dependencia exponencial (véase la sección II.2.2).

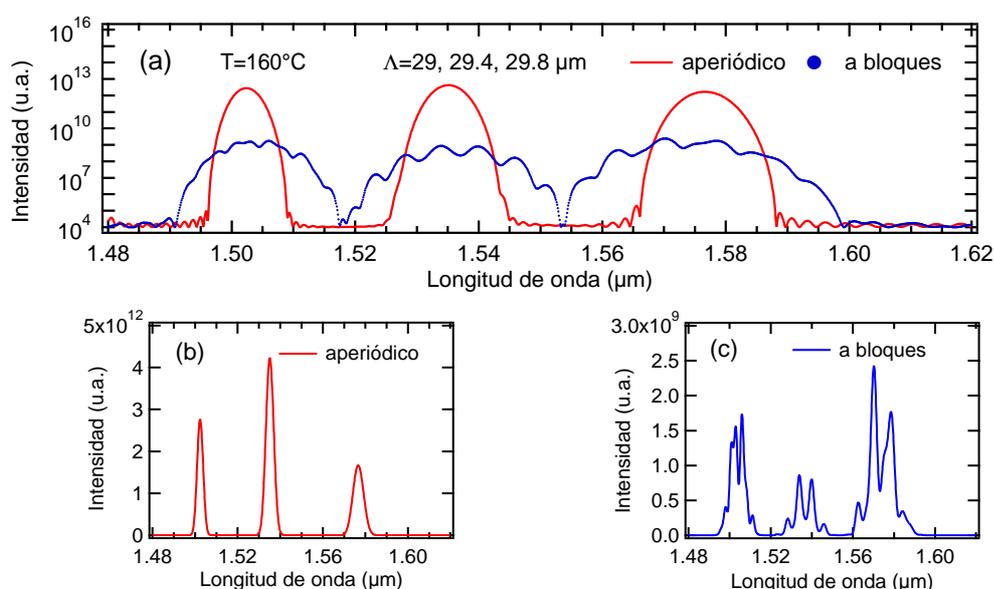


Figura 35: Generación de 3 diferentes longitudes de onda señal en PPLN a bloques y APLN calculado con el método propuesto; (a) intensidad en escala logarítmica; (b) y (c) intensidad en escala lineal.

En las figuras 35a y 36a se observa que las intensidades de las señales obtenidas en la estructura aperiódica son mayores por varios órdenes y presentan anchos espectrales más angostos. En comparación, los espectros obtenidos en la

estructura a bloques son más anchos y presentan fluctuaciones en cada uno de ellos. Estas fluctuaciones se originan por la cercanía de los espectros entre sí, los cuales por ser más anchos interfieren con mayor facilidad sus lóbulos laterales. Entre más nos acercamos al punto de degeneración ($\approx 2 \mu\text{m}$), es más notable el efecto de interferencia en las regiones donde termina e inicia cada espectro.

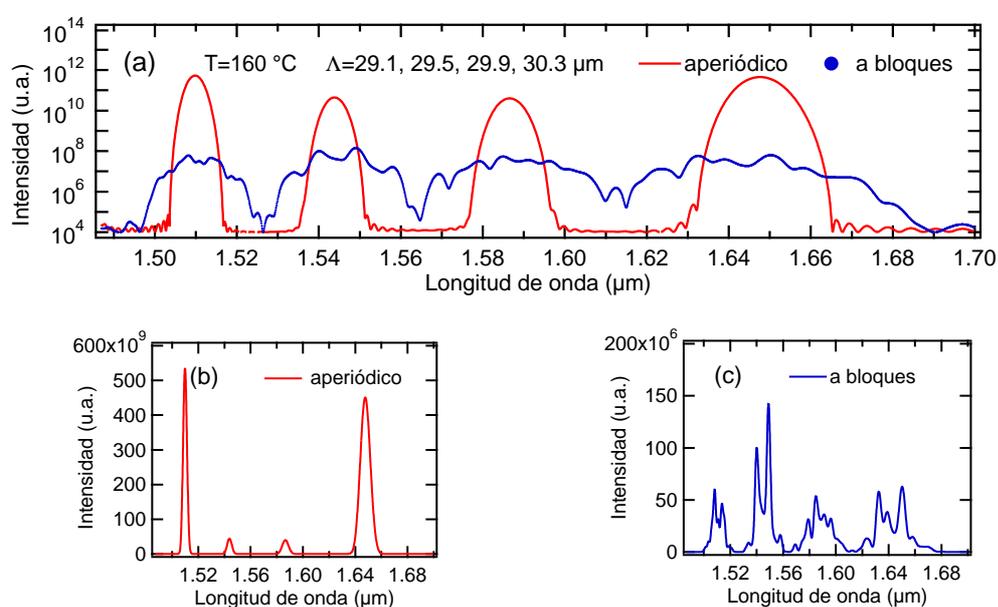


Figura 36: Generación de 4 diferentes longitudes de onda señal en PPLN a bloques y APLN calculado con el método propuesto; (a) intensidad en escala logarítmica; (b) y (c) intensidad en escala lineal.

En la figura 37 se muestran los espectros obtenidos de 9 longitudes de onda señal diferentes en estructuras de PPLN a bloques y APLN con el método propuesto. Al igual que en los casos anteriores, la intensidad de cada longitud de onda señal calculada para el cristal APLN es muy superior a la calculada para el cristal PPLN a bloques. Todas las longitudes de onda en el APLN presentan una reducción significativa en el ancho espectral.

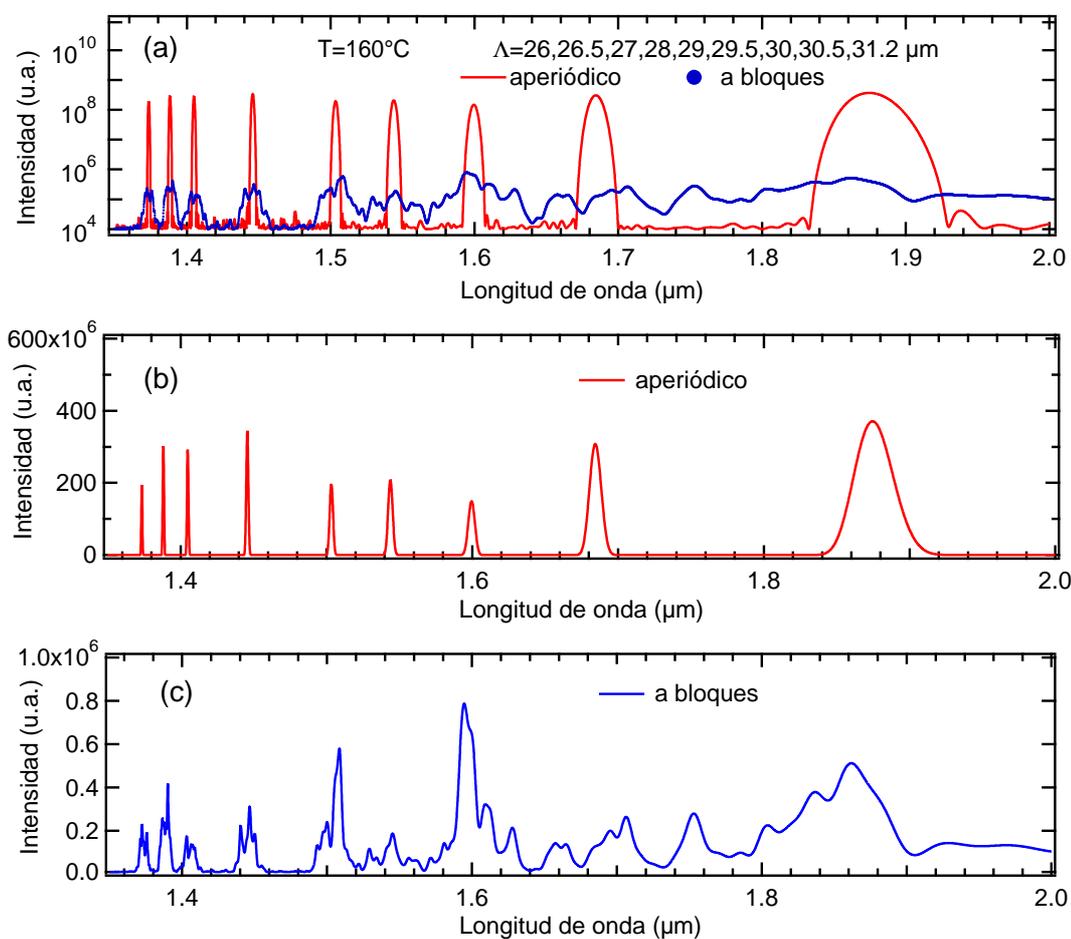


Figura 37: Generación de 9 diferentes longitudes de onda señal en PPLN a bloques y APLN calculado con el método propuesto; (a) intensidad en escala logarítmica; (b) y (c) intensidad en escala lineal.

El ensanchamiento espectral en las longitudes de onda calculadas para ambas estructuras se pronuncia más a medida que las señales se calculan cerca del punto de degeneración ubicado alrededor de $2 \mu\text{m}$. En las gráficas de la figura 37 puede verse que el ancho espectral está bien definido para las longitudes de onda del APLN, mientras que en el PPLN a bloques el ensanchamiento provoca que la intensidad de las señales decaiga considerablemente. Nótese que las 5 longitudes de onda más cercanas al punto de degeneración se distorsionan fuertemente, e

incluso las últimas 2 prácticamente se pierden. En las gráficas de la figura 38 se comparan los anchos espectrales de la primera y última longitudes de ondas mostradas en la figura 37a. El ancho espectral (FWHM) de la señal calculada a aproximadamente $1.374 \mu\text{m}$ para el APLN es cercano a 2 nm , mientras que para el PPLN a bloques es de aproximadamente 7 nm . El FWHM de la señal calculada a aproximadamente $1.87 \mu\text{m}$ para el APLN a es de aproximadamente 8 nm , mientras que para el PPLN a bloques el ensanchamiento es tan grande que prácticamente se pierde la señal.

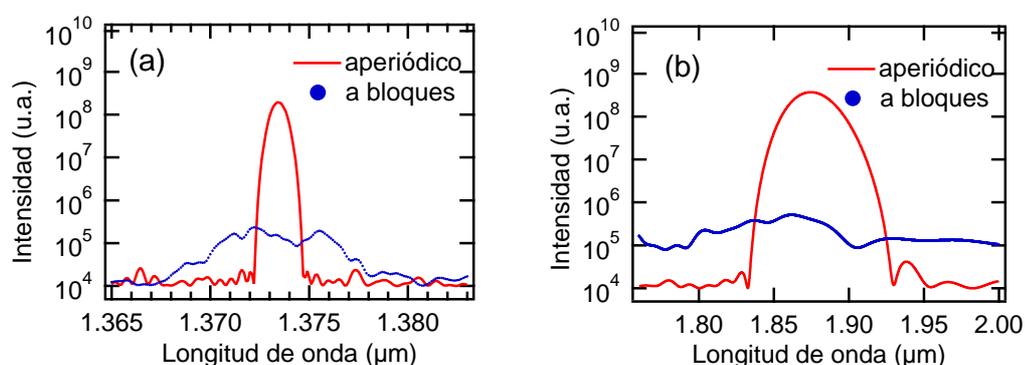


Figura 38: Comparación de los anchos espectrales en dos diferentes longitudes de onda calculadas para un cristal PPLN a bloques y un cristal APLN (a) lejos y (b) cerca del punto de degeneración.

La diferencia de intensidades obtenidas para las distintas longitudes de onda calculadas en ambos tipos de estructuras, se debe a la dependencia exponencial de la intensidad con la longitud del medio y de la energía de bombeo. Basta con que haya un ligero incremento en cualquiera de estas dos variables para que la intensidad en cada pareja de longitudes de onda señal-acompañante aumente o decaiga considerablemente. Como la generación óptica paramétrica es un proceso que inicia de fluctuaciones cuánticas, es difícil obtener un resultado numérico que prediga la intensidad exacta de las ondas generadas en el medio.

IV.3.2 Generación óptica paramétrica en niobato de litio aperiódicamente polarizado

Para verificar que nuestra técnica funciona en la práctica, primero se hicieron experimentos de generación óptica paramétrica, para lo cual se fabricó un cristal con seis rejillas aperiódicas de 3 cm de longitud, en las cuales se mezclaron entre dos y cuatro periodicidades diferentes: 29 y 30 μm ; 29.5 y 31 μm ; 27, 28 y 29 μm ; 29, 29.4 y 29.8 μm ; 28, 29, 30 y 31 μm ; y la última de 29.1, 29.5, 29.9 y 30.3 μm . Las técnicas y procedimientos usados para la fabricación de estas estructuras de dominios se reportan al final de este trabajo en un apéndice.

El arreglo experimental utilizado para la obtención y caracterización de la generación óptica paramétrica se muestra en la figura 39. Éste consiste básicamente en un láser de Nd:YAG de 1064 nm de longitud de onda con pulsos de 7 ns, que es enfocado en el APLN colocado en una montura traslacional que permite el desplazamiento entre rejillas. Los haces generados en el cristal son pasados a través de un filtro para separar la longitud de onda de bombeo y detectar en un espectrómetro las longitudes de ondas generadas.



Figura 39: Arreglo experimental utilizado en la caracterización del cristal APLN con 6 rejillas de 3 cm de longitud diseñado con el método propuesto.

En la figura 40 se muestran las diferentes longitudes de onda obtenidas en 4 rejillas del cristal APLN. La diferencia en las intensidades de las distintas

longitudes de onda puede deberse al acoplamiento de los haces de salida del cristal en la fibra detectora del espectrómetro, o bien, de acuerdo a las simulaciones obtenidas anteriormente, al origen del proceso de OPG.

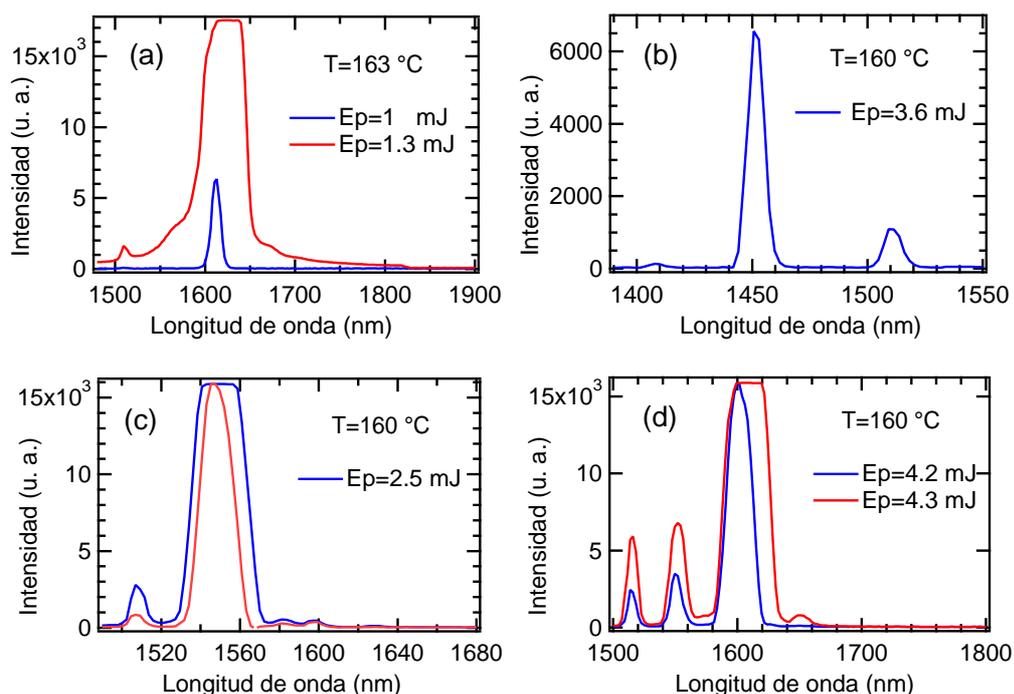


Figura 40: Espectros obtenidos experimentalmente en 4 rejillas del cristal APLN; con la combinación de (a) 2 periodicidades de 29 y 30 μm ; (b) 3 periodicidades de 27, 28 y 29 μm ; (c) 3 periodicidades de 29, 29.4 y 29.8 μm y (d) 4 periodicidades de 29.1, 29.5, 29.9 y 30.3 μm .

En la figura 40a, puede verse que para una energía de bombeo de 1 mJ, se detecta la longitud de onda esperada cercana a 1.6 μm . Un aumento en la energía de bombeo a 1.3 mJ permite detectar la longitud de onda cercana a 1.5 μm , pero se satura el detector con la señal a 1.6 μm , lo cual impide comparar los anchos espectrales al mismo tiempo. En la figura 40b y 40c, puede verse que se requiere una mayor energía en los pulsos de bombeo para obtener las tres diferentes

longitudes de onda. Al igual que en el caso de la generación de dos longitudes de onda, la diferencia en las intensidades de las señales generadas impide que sus anchos espectrales puedan compararse al mismo tiempo. Los espectros mostrados en la figura 40c se obtuvieron con una misma energía de bombeo desacoplando ligeramente la fibra del espectrómetro.

En la figura 40d se muestran las longitudes de onda obtenidas con diferente energía en los pulsos de bombeo en una de las dos rejillas fabricadas para generar 4 diferentes señales. Como en los otros casos, se observa una variación en las intensidades de las diferentes longitudes de onda.

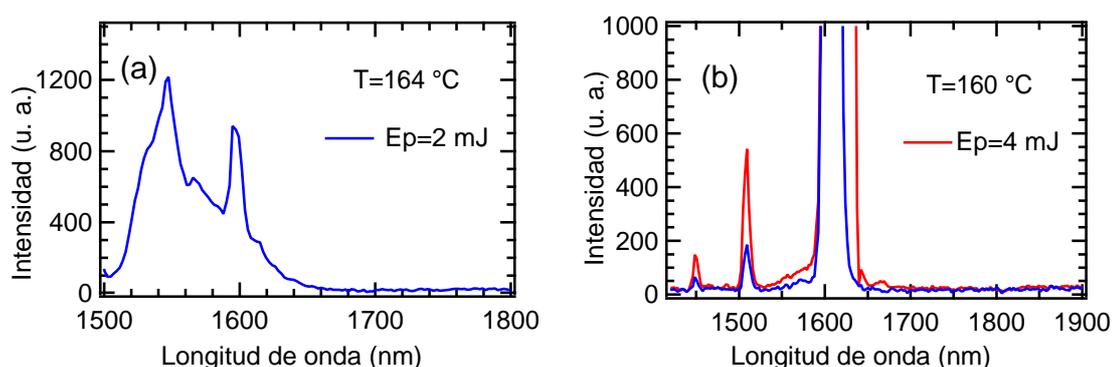


Figura 41: Espectros obtenidos experimentalmente en 2 rejillas del cristal APLN; se esperaba obtener longitudes de onda a: (a) 1.55 y 1.58 μm correspondientes a las periodicidades de 29.5 y 31 μm ; (b) 1.45, 1.5, 1.6 y 1.58 μm correspondientes a las periodicidades de 28, 29, 30 y 31 μm .

Los resultados obtenidos en las otras 2 rejillas del cristal fabricado, diseñadas para generar 2 y 4 longitudes de onda diferentes se muestran en la figura 41. Aunque se detectó la presencia de algunas longitudes de onda esperadas en estas rejillas, la periodicidad incluida de 31 μm cercana al punto de degeneración del proceso de OPG hizo difícil la obtención de las longitudes de onda debido al ensanchamiento espectral. La diferencia en la energía de bombeo requerida para

generar una señal u otra en una rejilla puede deberse también a una mejor inversión de dominios en una rejilla que en otra.

IV.3.3 Análisis de resultados obtenidos

En la figura 42 se comparan los 4 espectros calculados y obtenidos en una de las rejillas del cristal APLN. El corrimiento en longitud de onda detectado entre los resultados obtenidos experimentalmente y los cálculos teóricos se debe a la dilatación que sufren los dominios en el cristal al exponerse a temperaturas superiores a 100°C.

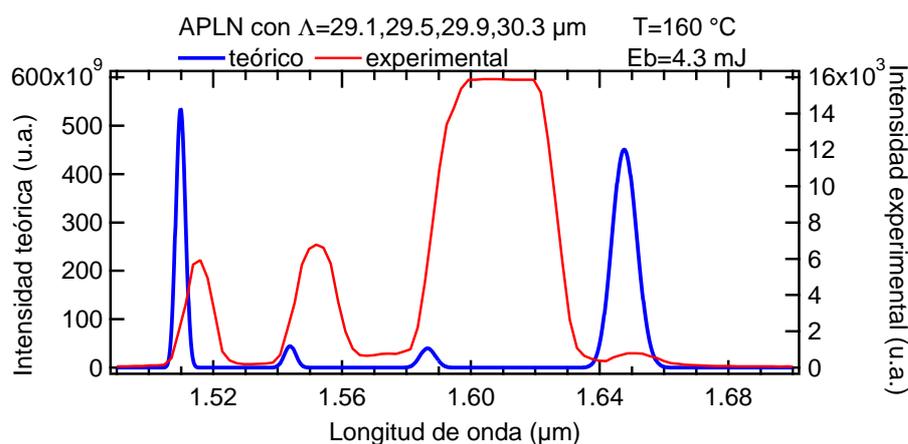


Figura 42: Comparación teórica-experimental de 4 espectros calculados y obtenidos en una de las rejillas fabricadas en el cristal APLN.

Estos experimentos se llevaron a cabo a una temperatura de 160°C; a esta temperatura es importante tomar en consideración la expansión térmica del cristal, pues ésta cambia la longitud de los dominios y por ende las longitudes de onda obtenidas por generación óptica paramétrica. La expansión térmica ΔL de LiNbO_3 a lo largo del eje 'x' está dada por (Jundt, 1997)

$$\Delta L = L_{25^{\circ}\text{C}} \left(a(T - 25^{\circ}\text{C}) + b(T - 25^{\circ}\text{C})^2 \right), \quad (77)$$

donde $L_{25^{\circ}\text{C}}$ es la longitud de cada dominio a 25°C , $\alpha = 1.54 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ y $\beta = 5.3 \times 10^{-9} \text{ K}^{-2}$. A 160°C cada dominio se expande en $\sim 0.22\%$, en promedio alrededor de 35 nm , provocando desplazamientos en longitud de onda desde 5 nm para las longitudes de onda más pequeñas, hasta 12 nm para las longitudes de onda cercanas al punto de degeneración, como puede verse en la figura 43.

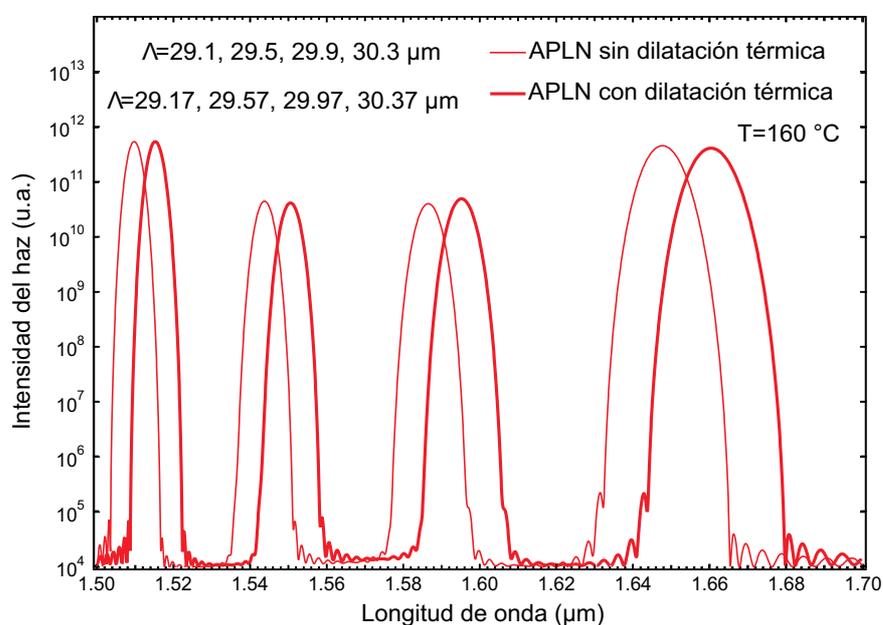


Figura 43: Corrimiento en longitud de onda calculado para 4 diferentes longitudes de onda, debido a la dilatación térmica del material.

En la tabla I se indican las diferentes longitudes de onda detectadas en cada una de las rejillas del cristal APLN y la correspondiente periodicidad para generar cada una de ellas, considerando la dilatación térmica del material. En la figura 44 puede verse que al incluir el valor de la dilatación térmica en los cálculos, hay una mayor correspondencia con los resultados experimentales obtenidos.

Tabla I: Longitudes de onda generadas en las diferentes rejillas del APLN, y sus periodicidades correspondientes que incluyen la expansión térmica del material.

Rejilla	Periodicidades considerando la expansión térmica del material (micras)	Longitud de onda de la señal detectada (micras)
R1	29.07 30.07	1.509 1.611
R2	29.57 31.07	1.547 -
R3	27.06 28.06 29.07	1.408 1.452 1.511
R4	29.07 29.47 29.87	1.507 1.542 1.582
R5	28.06 29.07 30.07 31.07	1.449 1.509 1.61 -
R6	29.17 29.57 29.97 30.37	1.51 1.55 1.59 1.65

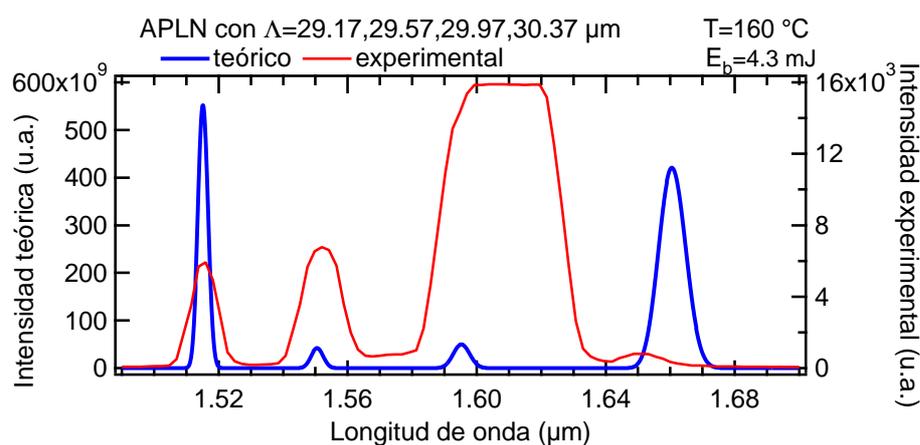


Figura 44: Correspondencia entre 4 diferentes longitudes de onda obtenidas experimentalmente en una rejilla del cristal APLN y las calculadas teóricamente, considerando la dilatación térmica del material.

Como resultado final, en la figura 45 se comparan las diferentes longitudes de onda obtenidas en cada una de las rejillas del cristal APLN, con la curva teórica de OPG mostrada en la figura 33b. Puede verse que las diferentes parejas de longitudes de onda señal-acompañante detectadas coinciden bastante bien con la curva teórica.

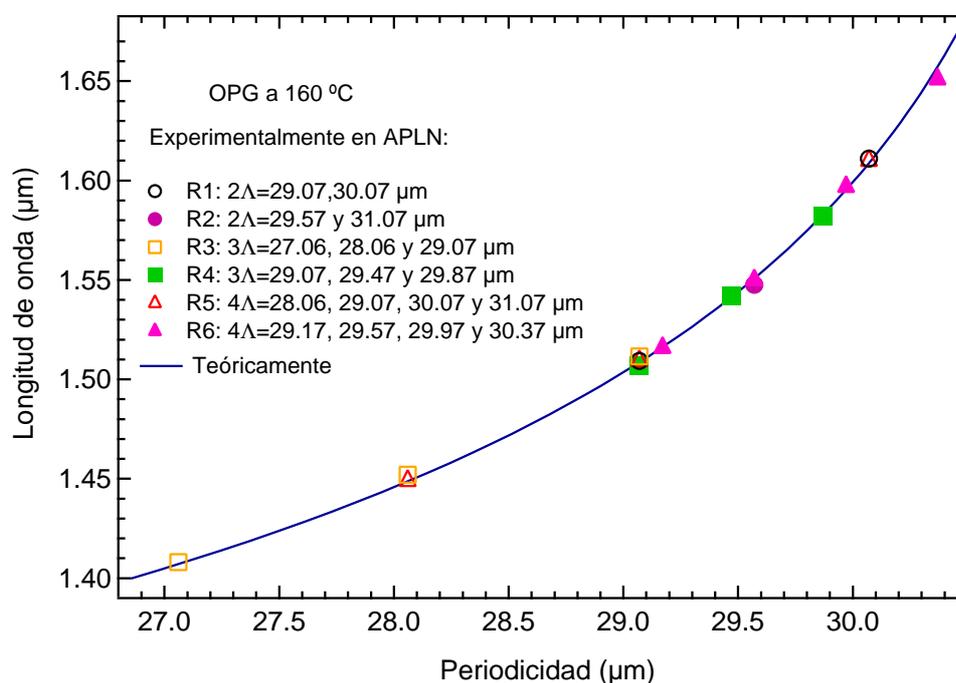


Figura 45. Ubicación en la curva teórica de OPG de las diferentes longitudes de onda obtenidas experimentalmente en el cristal de APLN.

Los resultados obtenidos con el cristal APLN muestran la validez del método propuesto para el diseño de las estructuras aperiódicas y la generación de varias longitudes de onda simultáneamente en un mismo medio. Aunque se encontró una buena concordancia entre las longitudes de onda generadas y las predichas teóricamente, la intensidad varía mucho entre las diferentes ondas generadas. Esto se debe a que, como se dijo anteriormente, el origen de las ondas creadas

por generación óptica paramétrica es ruido cuántico amplificado exponencialmente por el medio. Debido a este crecimiento exponencial, una variación pequeña de la no linealidad (producida, por ejemplo, por una estructura de dominios imperfecta) conlleva un cambio grande en la eficiencia de conversión, haciendo muy difícil controlar la intensidad de las ondas generadas. Por consiguiente, se propuso utilizar el proceso de generación de ondas por suma de frecuencias (SFG), que no está influenciado por el ruido cuántico, para tener un mayor control experimental y de esa manera demostrar las ventajas del método aperiódico propuesto ante el método periódico a bloques.

IV.4 Generación de varias longitudes de onda mediante suma de frecuencias en PPLN y APLN

El proceso de generación de suma de suma de frecuencias (SFG) consiste en generar una onda de frecuencia equivalente a la suma de las frecuencias de dos ondas. Para obtener eficientemente este proceso mediante la técnica de cuasi-empatamiento de fases, se debe cumplir la siguiente condición:

$$\frac{n_{p1}}{\lambda_{p1}} + \frac{n_{p2}}{\lambda_{p2}} = \frac{n_{sf}}{\lambda_{sf}} \pm \frac{1}{\Lambda}, \quad (78)$$

donde Λ es la periodicidad de la modulación espacial de $\chi^{(2)}$, λ_{p1} , λ_{p2} y λ_{sf} son las longitudes de onda de los bombeos y de la onda generada, y n_{p1} , n_{p2} y n_{sf} sus índices de refracción. El principio de conservación de energía exige que se cumpla rigurosamente que $\lambda_{sf} = \lambda_{p1}\lambda_{p2}/(\lambda_{p1} + \lambda_{p2})$.

En la figura 46a se muestra la idea básica del proceso de suma de frecuencias: dos ondas colineales interactúan para generar una onda con una longitud de onda λ_{sf} ; la figura 46b muestra el intervalo de longitudes de onda que se pueden generar en un cristal de LiNbO₃ con una onda de bombeo sintonizable con

longitudes de onda entre 1510 y 1585 nm y la otra onda de bombeo con una longitud de onda fija de 1064 nm. Este proceso es el caso general de la generación del segundo armónico donde las dos ondas de bombeo tienen la misma longitud de onda.

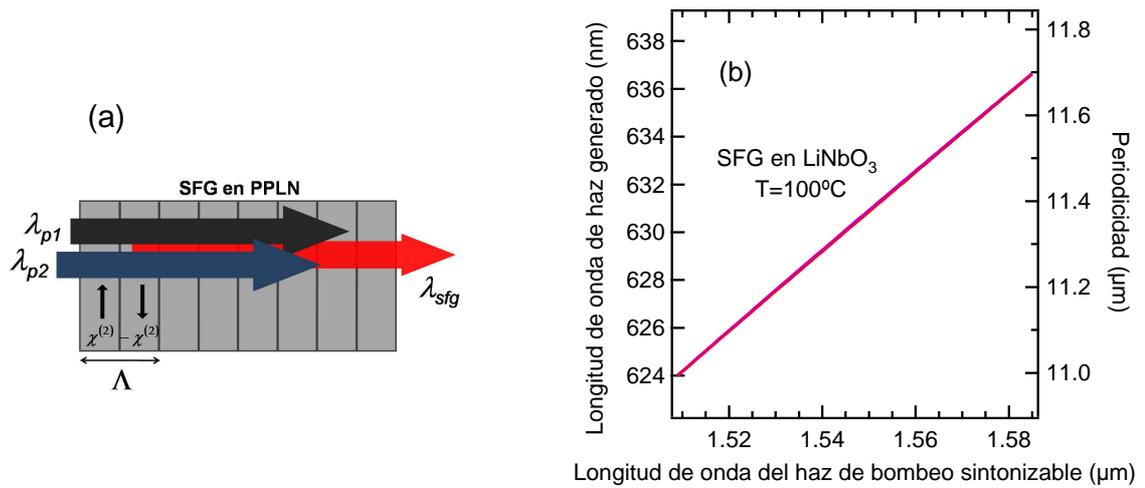


Figura 46: (a) Generación de suma de frecuencias en PPLN; (b) longitud de onda generada y periodicidad requerida vs longitud de onda del haz de bombeo sintonizable a temperatura de 100°C.

Una vez obtenidas las diferentes periodicidades requeridas para obtener cada longitud de onda deseada, se calcula la función $f(z)$ y se repite el mismo procedimiento realizado para el proceso de generación óptica paramétrica para diseñar las estructuras de dominios aperiódicas y a bloques.

La ecuación que describe la variación espacial de la amplitud de la onda generada E_{sf} , considerando las ondas de bombeo sin agotamiento con amplitudes E_p y E_{psint} es la siguiente:

$$\frac{dE_{sf}}{dz} = \frac{i\pi}{\lambda_{sf} n_{sf}} \chi^{(2)}(z) E_p E_{psint} e^{i\Delta k z}. \quad (79)$$

IV.4.1 Cálculos y simulaciones

Para calcular los diseños de las estructuras aperiódicas y periódicas a bloques en LiNbO_3 , se utilizó el mismo programa desarrollado para la generación óptica paramétrica, cambiando únicamente las periodicidades de las funciones que componen la función $f(z)$. Para calcular la intensidad de salida en función de la longitud de onda del bombeo sintonizable y de $\chi^{(2)}(z)$, se hizo una rutina en la que se resuelve la ecuación (79) numéricamente con el método de Euler explicado anteriormente.

Se fabricaron 2 cristales: un APLN y un PPLN a bloques, cada uno con cuatro rejillas con la misma longitud (35 mm). Cada rejilla contenía una combinación de entre dos y ocho periodicidades, las cuales se dan en la tabla II. Las simulaciones que presentamos a continuación se hicieron en base a estas periodicidades.

Tabla II: Periodicidades y longitudes de onda esperadas respectivamente en los cristales APLN y PPLN a bloques a temperatura de 25°C.

Rejilla	Periodicidades a temperatura ambiente (micras)	Longitudes de onda ideales para obtener por suma de frecuencias (nm)
1	11.1 y 11.6	623 y 631.7
2	11, 11.3 y 11.6	621.3, 626.5 y 631.7
3	11, 11.2, 11.3, 11.4 y 11.6	621.3, 624.7, 626.5, 628.2 y 631.7
4	11, 11.1, 11.2, 11.3, 11.4, 11.5, 11.6 y 11.7	621.3, 623, 624.7, 626.5, 628.2, 630, 631.7 y 633.5

Como ejemplo, en la figura 47 se muestra el resultado teórico de lo que se esperaría observar al sintonizar uno de los haces de bombeo utilizando la rejilla R1. Con las periodicidades de 11.1 y 11.6 μm , en esta rejilla se espera obtener dos máximos al sintonizar el bombeo.

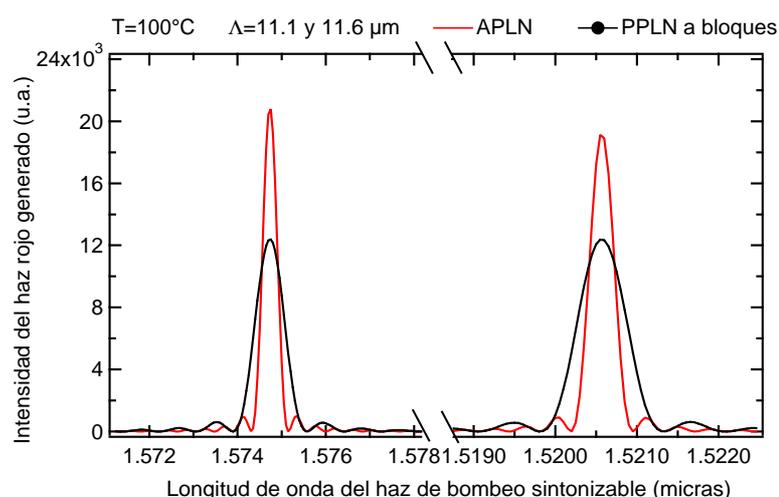


Figura 47: Generación mediante suma de frecuencias de 2 diferentes longitudes de onda en cristales de APLN y PPLN a bloques de 3.5 cm de longitud.

Puede verse que, al igual que en el caso de la generación óptica paramétrica, las longitudes de onda obtenidas en el cristal APLN muestran una mayor intensidad y menor ancho espectral en comparación con las obtenidas en el PPLN a bloques. Con el propósito de apreciar mejor los anchos espectrales en las ondas generadas, se ha omitido en la gráfica la parte central de la escala de longitudes de onda de la onda de bombeo sintonizable.

En las figuras 48, 49 y 50 se muestran los espectros calculados utilizando las rejillas R2, R3 y R4, respectivamente. En todos los casos, por sencillez las fases de las diferentes funciones periódicas que componen cada rejilla fueron consideradas igual a 0.

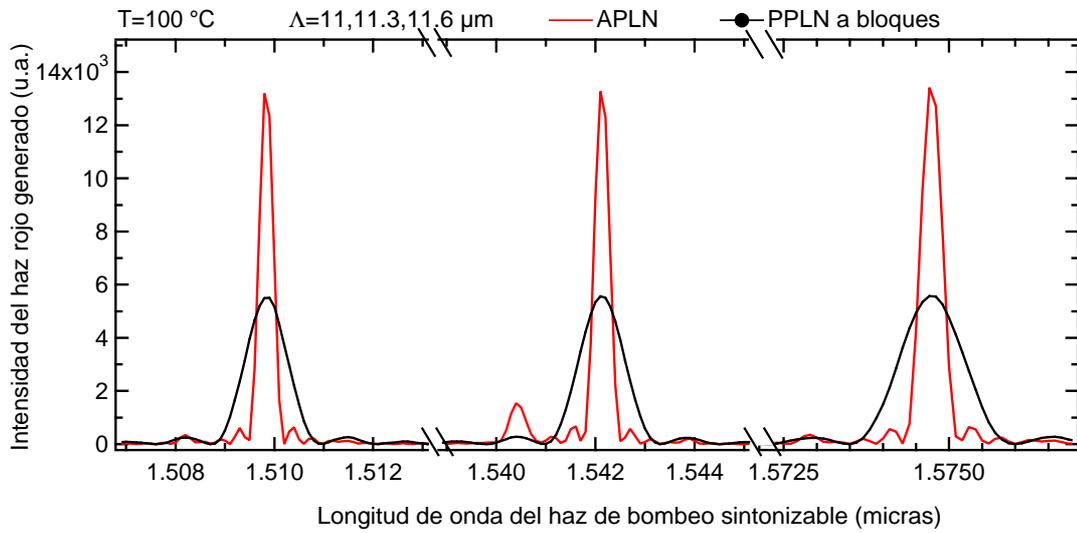


Figura 48: Generación de tres diferentes longitudes de onda en estructuras APLN y PPLN a bloques mediante el proceso de suma de frecuencias.

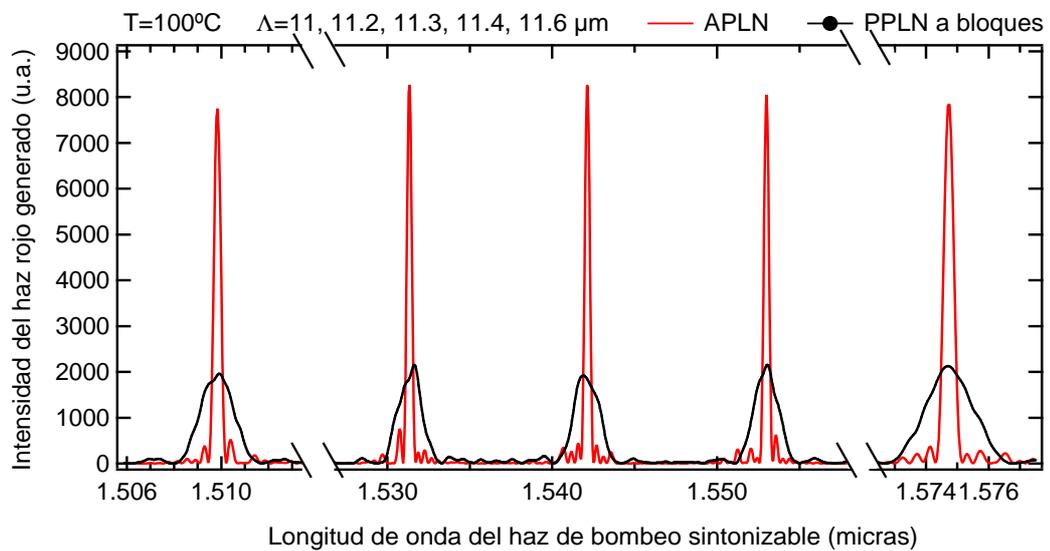


Figura 49: Generación de 5 diferentes longitudes de onda en estructuras APLN y PPLN a bloques mediante el proceso de generación de suma de frecuencias.

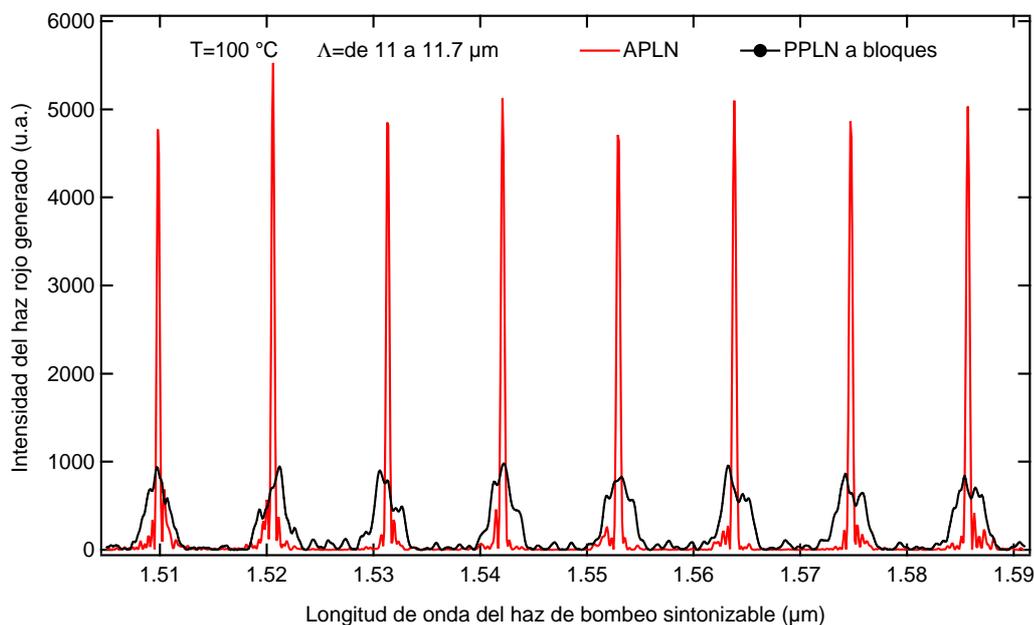


Figura 50: Generación de 8 diferentes longitudes de onda mediante el proceso de suma de frecuencias en estructuras APLN y PPLN a bloques.

De acuerdo a las figuras 47, 48, 49 y 50, la intensidad obtenida con nuestra técnica de cristales aperiódicos debe ser mayor que la que se obtiene con un cristal de PPLN a bloques. Además, tal como en el caso de la generación óptica paramétrica, cada uno de los máximos calculados para el cristal de APLN presenta un ancho espectral más estrecho que el calculado para el cristal de PPLN a bloques. Entre mayor es el número de periodicidades, mejor es el desempeño de los cristales aperiódicos en comparación con los cristales periódicos a bloques.

IV.4.2 Experimentos realizados en niobato de litio

En el arreglo experimental descrito en la figura 51, se utilizó un diodo láser sintonizable (New Focus Velocity) en un intervalo de 1510 a 1585 nm de longitud de onda, con potencia promedio de 6 mW. Este láser emite en un solo modo longitudinal y espacial, por lo que su ancho de banda es totalmente despreciable. El otro bombeo fue un láser de Nd:YVO₄ pulsado a 1064 nm, con pulsos de duración de 0.7 ns FWHM y de 5 μJ por pulso.

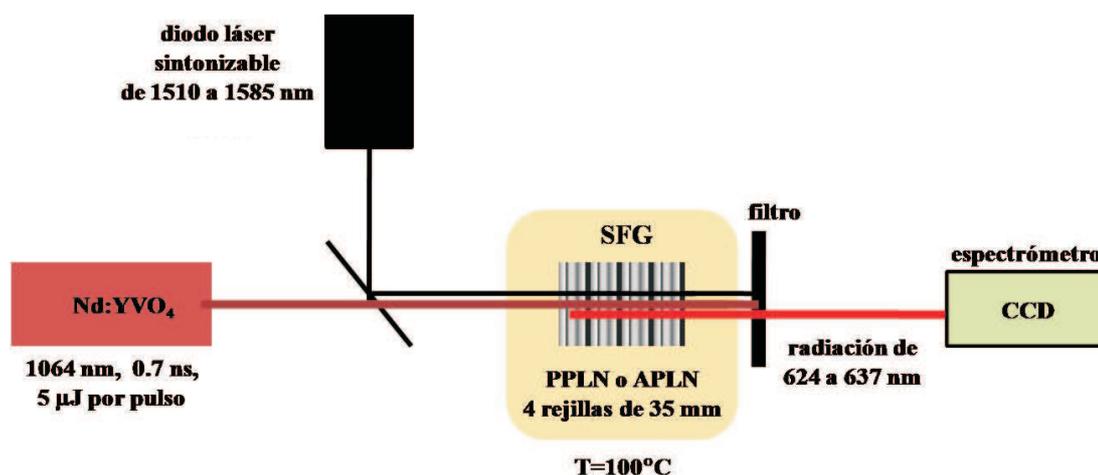


Figura 51: Arreglo experimental utilizado para obtener varias longitudes de onda por suma de frecuencias.

Los haces emitidos por cada uno de los láseres de bombeo se juntaron mediante un divisor de haz de tal manera que propagaran colinealmente. Este par de haces se enfocó en la muestra (el cristal APLN o el cristal PPLN a bloques), y el haz generado a la salida del cristal se pasó por un filtro que solo transmitía la radiación roja, producto de la suma de frecuencias entre los haces de bombeo. Finalmente, esta señal fue captada con una fibra óptica multimodal y enviada a por

un espectrómetro Ocean Optics HR2000, la cual tiene una resolución de aproximadamente 0.5 nm.

La medición de la intensidad de la luz roja generada con diferentes longitudes de onda del bombeo sintonizable se realizó de la siguiente manera. Para una determinada rejilla y potencia del haz sintonizable, se hizo un barrido de la longitud de onda en el intervalo de sintonización de 1510 a 1585 nm, usando incrementos de 0.05 nm. Durante cada barrido se capturaron aprox. 3000 espectros con el espectrómetro Ocean Optics. Para procesar los datos obtenidos de estos barridos, se hizo un programa que detectaba tanto la intensidad máxima como la longitud de onda en la que este máximo ocurría dentro del intervalo de longitudes de onda esperado (~ 620 - 640 nm) en cada uno de los ~ 3000 espectros obtenidos por cada barrido. Este proceso se repitió para cada rejilla en ambos cristales y para diferentes potencias del láser sintonizable.

En la figura 52 se presentan las dos diferentes longitudes de onda generadas en la rejilla 1 del cristal APLN y del cristal PPLN a bloques, usando una potencia en el haz de bombeo sintonizable de 6 mW. Puede verse que aunque el cristal PPLN a bloques presenta una mayor intensidad en las longitudes de onda generadas, el ancho de las longitudes de onda generadas es más estrecho para el cristal APLN, tal como lo predice la teoría. El corrimiento que se presenta en los máximos de las respectivas longitudes de onda de ambos cristales, puede deberse entre otras cosas a una ligera variación en el ancho de los dominios en el momento de su crecimiento en cualquiera de los cristales.

Una diferencia importante entre los dos cristales es que en el cristal periódico a bloques la eficiencia de cada proceso cambia de un bloque a otro debido al agotamiento del haz o haces de bombeo producido por los bloques anteriores, mientras que esto no ocurre con un cristal APLN, ya que todos los procesos ocurren en todo el cristal; el agotamiento del bombeo afecta a todos los procesos de la misma manera.

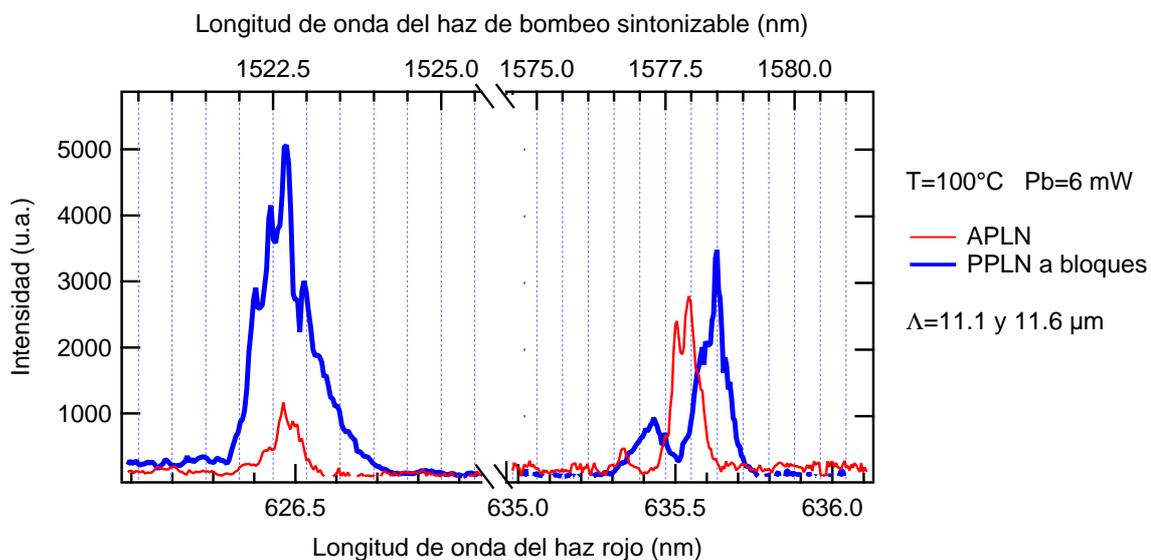


Figura 52: Obtención de dos longitudes de onda de luz roja generadas mediante suma de frecuencias en la primera rejilla de los cristales APLN y PPLN a bloques.

Siguiendo el orden de los espectros mostrados en la figura 52, el sentido en el cual se incidieron los haces de bombeo en el cristal de PPLN a bloques fue de izquierda a derecha, pasando primero por el bloque con la periodicidad adecuada para generar la luz roja a 626.5 nm y posteriormente por el bloque que la genera a 635.5 nm. La diferencia en intensidad entre las diferentes longitudes de onda generadas en el cristal de PPLN a bloques puede deberse al agotamiento en cualquiera de los haces de bombeo.

En la figura 53 se muestran las longitudes de onda del haz rojo generado en la segunda rejilla de cada uno de los cristales, usando una potencia de 6 mW en el haz de bombeo sintonizable. Puede verse que con el cristal PPLN a bloques se obtiene una mayor intensidad solamente en dos de los máximos. Esto puede deberse a que en el tercer bloque, siguiendo un recorrido de izq. a der. para el haz de bombeo, se agote la energía de cualquiera de los dos haces de bombeo impidiendo la conversión hacia la tercera longitud de onda.

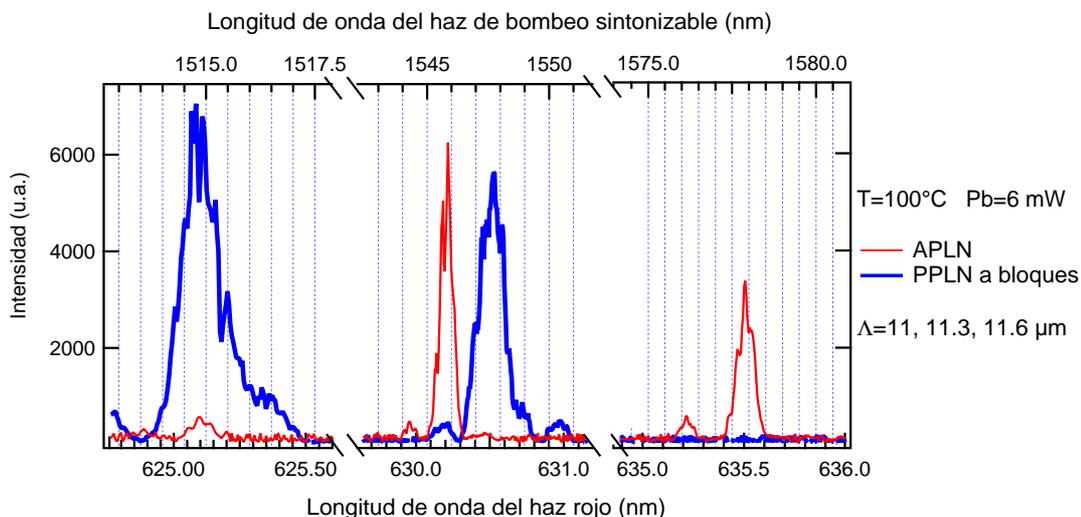


Figura 53: Obtención de tres longitudes de onda de luz roja generadas mediante suma de frecuencias en la segunda rejilla de los cristales APLN y PPLN a bloques.

Nótese que la longitud de onda generada cerca de 630 nm en el cristal APLN presenta un ancho menor que el obtenido en el cristal PPLN a bloques. La escasa generación del haz rojo con longitud de onda cercana a 625 nm, al igual que el corrimiento en las longitudes de onda, pueden deberse a variaciones en el ancho de los dominios o en la temperatura.

En la figura 54 se muestran las cinco longitudes de onda obtenidas en la rejilla 3 de ambos cristales usando una potencia de 6 mW en el haz de bombeo sintonizable. En este caso puede verse que todos los máximos del haz rojo generado en el cristal PPLN a bloques son menos intensos que los obtenidos en el cristal APLN, siendo más notorio el efecto de agotamiento de cualquiera de los dos haces de bombeo en el cristal PPLN a bloques. Con excepción de la longitud de onda aprox. a 625 nm que no se alcanzó a detectar completamente, las demás longitudes de onda obtenidas en el cristal APLN presentan un menor ancho en comparación con las del cristal PPLN a bloques. Al igual que en los casos anteriores, se presenta un ligero corrimiento en longitud de onda debido posiblemente al crecimiento irregular de los dominios.

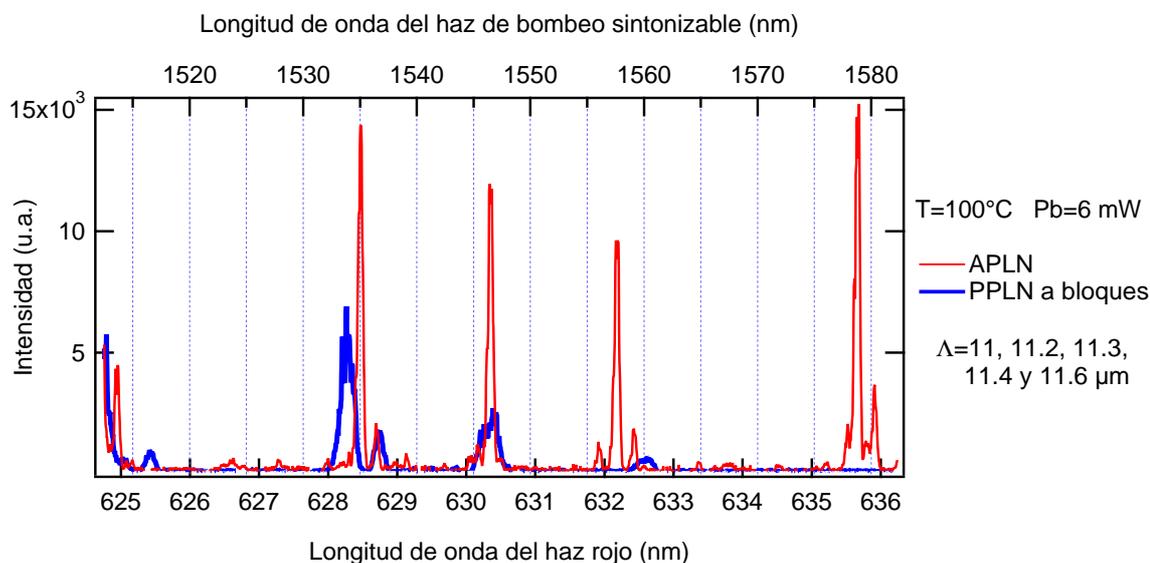


Figura 54: Obtención de cinco longitudes de onda de luz roja generadas mediante suma de frecuencias en la tercera rejilla de los cristales APLN y PPLN a bloques.

Los resultados experimentales obtenidos en la rejilla 4 de cada cristal se presentan en la figura 55 donde se muestran ocho longitudes de onda generadas usando una potencia de 6 mW en el haz de bombeo sintonizable. Como se calculó teóricamente, se detectó una mayor intensidad y menor ancho en todas las longitudes de onda obtenidas en el cristal APLN.

Con la variación de la potencia del haz de bombeo sintonizable pudimos observar el crecimiento de la potencia de cada longitud de onda generada, el cual debe seguir un comportamiento lineal de acuerdo a la ecuación (79). En la gráfica de la figura 56 se observa la dependencia lineal de la potencia de la luz roja en función de la potencia del haz de bombeo sintonizable, en una de las longitudes de onda generada en la rejilla 3 del cristal APLN.

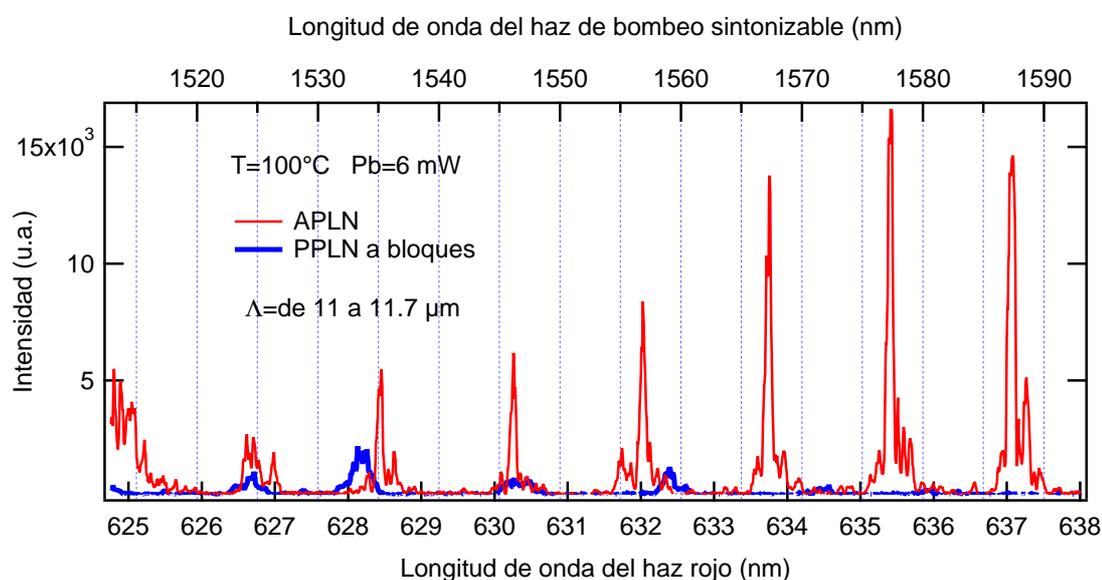


Figura 55: Obtención de ocho longitudes de onda de luz roja generada mediante suma de frecuencias en la rejilla 4 de los cristales APLN y PPLN a bloques.

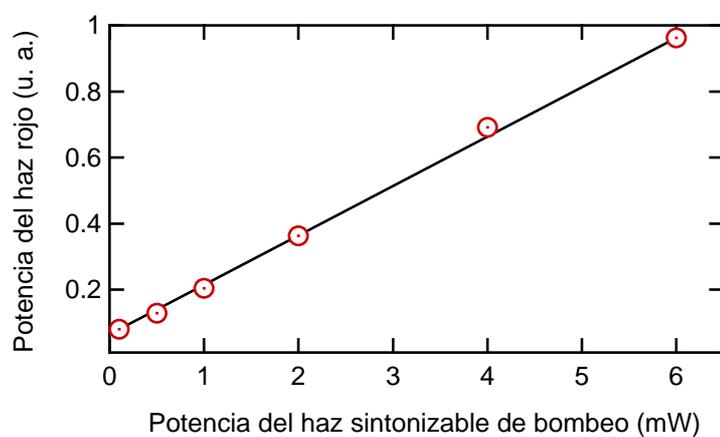


Figura 56: Potencia del haz rojo generado a cierta longitud de onda en una de las rejillas del cristal APLN vs potencia del haz de bombeo sintonizable.

En la figura 57 se comparan los anchos de las longitudes de onda generadas en los cristales APLN y PPLN a bloques en función del haz de bombeo sintonizable en un intervalo de 1548 a 1543 nm con una potencia de 6 mW.

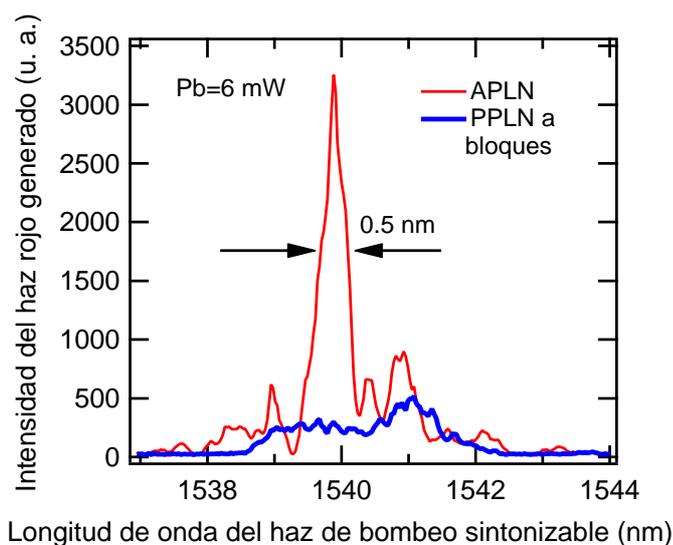


Figura 57: Comparación del ancho de una longitud de onda generada mediante suma de frecuencias en los cristales APLN y PPLN a bloques.

En la figura 57 puede verse que el ancho de la longitud de onda generada en el cristal APLN, aprox. de 0.5 nm, es más angosto que el de la longitud de onda generada en el cristal PPLN a bloques. Este valor nos permite calcular el ancho de la longitud de onda en función de las longitudes de onda del haz rojo, equivalente a 0.2 nm. De la figura 57 vemos que la intensidad del haz generado con una longitud de onda del haz de bombeo sintonizable aprox. de 1540 nm, es mayor en el cristal APLN que en el PPLN a bloques. Esto demuestra que el método que proponemos para diseñar estructuras aperiódicas es válido y funciona. Los resultados obtenidos experimentalmente coinciden con la teoría anteriormente descrita y con los cálculos numéricos anteriormente realizados.

IV.5 Conclusiones

En este capítulo se demostraron las ventajas que presentan las estructuras de dominios aperiódicas para generar varios procesos no-lineales en un solo medio no-lineal, en comparación con las estructuras periódicas a bloques.

Existen varios métodos para diseñar estructuras aperiódicas que en general aunque eficientes, resultan bastante complejos. En este capítulo se propuso un método nuevo y sencillo para diseñar estructuras aperiódicas para obtener varios procesos no-lineales en cristales ferroeléctricos. Para demostrar la eficiencia del método propuesto, se hicieron dos grupos de experimentos: generación óptica paramétrica con cristales aperiódicos, y suma de frecuencias. En este último se compararon los resultados obtenidos con cristales aperiódicamente polarizados y polarizados a bloques. Quedó demostrado tanto teóricamente como experimentalmente que nuestra técnica para diseñar cristales aperiódicos funciona y – más aún – arroja mejores resultados que los que se obtienen con cristales periódicamente polarizados a bloques, por lo menos para los casos de generación de más de tres procesos no-lineales diferentes.

Aunque los cálculos y experimentos fueron realizados para LiNbO_3 , el método propuesto es aplicable a cualquier medio ferroeléctrico que involucre la técnica de cuasi-empatamiento de fases y para el desarrollo de cualquier proceso no-lineal de segundo orden.

Capítulo V

Resumen y conclusiones finales

En este trabajo se hizo un análisis teórico donde se muestran las ventajas de utilizar la técnica de cuasi-empatamiento de fases (QPM) en niobato de litio, para desarrollar diferentes procesos ópticos no-lineales de segundo orden y obtener luz con una o varias longitudes de onda usando un mismo cristal. Entre las principales ventajas de esta técnica destacan: el uso del coeficiente no-lineal de segundo orden más alto del material, y la libertad en el diseño de las microestructuras de dominios para obtener casi cualquier longitud de onda deseada.

Se presentaron en el capítulo III los resultados teórico-experimentales del desarrollo de una fuente compacta de luz RGB usando un cristal de niobato de litio periódicamente polarizado con 2 secciones de periodicidades diferentes. Se analizó la influencia de los parámetros de periodicidad, temperatura y longitud de onda de bombeo para la generación de luz azul correspondiente al tercer armónico, producido bajo condiciones muy particulares. Se describió el origen de la luz roja y verde debido a fluctuaciones en los anchos de los dominios fabricados en el material.

Por último, en el capítulo IV se propuso un nuevo método para diseñar estructuras de dominios aperiódicas para desarrollar varios procesos no-lineales de segundo orden en un mismo medio y obtener diferentes longitudes de onda a partir de un bombeo con una sola longitud de onda.

Se reportaron los resultados experimentales obtenidos en un cristal de APLN, donde se consiguieron 4 diferentes longitudes de onda en el infrarrojo, mediante la realización simultánea de cuatro procesos de generación óptica paramétrica en el mismo medio.

Se demostraron la validez y las ventajas que presenta nuestro método para diseñar estructuras aperiódicas al comparar los resultados teórico-experimentales obtenidos con un cristal de APLN diseñado con el método propuesto y un cristal de PPLN a bloques. En ambos cristales se realizaron procesos de suma de frecuencias entre un haz de bombeo de 1064 nm y un haz de bombeo sintonizable en un intervalo de 1510 a 1585 nm, para generar luz roja a diferentes longitudes de onda, en un intervalo de 624 a 637 nm. Los resultados obtenidos mostraron la conveniencia de utilizar nuestra técnica para diseñar estructuras aperiódicas.

V.1 Aportaciones realizadas durante la investigación

Las principales aportaciones de este trabajo son las siguientes:

1) Las bases para la realización del modelo de una fuente compacta de luz pulsada RGB. Hasta la fecha, la técnica presentada aquí es por mucho la más sencilla para obtener luz RGB por procesos no-lineales, ya que solo requiere de un láser de bombeo y un cristal. Este trabajo dio lugar a dos publicaciones que ya han sido citadas por otros grupos de investigación (Miyata *et al.*, 2009).

2) La propuesta de un método nuevo y sencillo para el diseño de estructuras aperiódicas en cristales polarizados para obtener diferentes longitudes de onda deseadas empleando un solo medio no-lineal. Este método presenta la posibilidad de realizar varias veces uno o diferentes procesos no-lineales simultáneamente para obtener varias longitudes de onda. Como se comprobó teórica y experimentalmente, este método presenta las ventajas de aumentar la intensidad de las ondas generadas y al mismo tiempo disminuir su ancho espectral. Es posible implementar este método en cualquier cristal ferroeléctrico en el cual se pueda aplicar la técnica de cuasi-empatamiento de fases.

V.2 Propuestas de mejoras y posibilidades de trabajos futuros

Dentro de las mejoras que se pueden realizar al trabajo realizado están las siguientes:

1) Mejorar la eficiencia de conversión de la fuente de luz RGB. Aunque en este experimento importa mucho el orden en que se desarrollan los procesos en el medio, debido a que la radiación a $\lambda_s = 1.43 \mu\text{m}$ da origen a la luz azul, sería interesante diseñar con el método aperiódico propuesto la segunda parte de las estructuras fabricadas en el cristal para ver si es posible aumentar la intensidad en los 3 colores primarios.

2) La eficiencia de conversión también podría ser mejorada mediante la implementación de: guías de onda, osciladores ópticos paramétricos (OPOs) y el uso de cristales más grandes.

3) Aprovechando que la generación simultánea del segundo y tercer armónicos en tantalato de litio (LiTaO_3) ocurre a una longitud de onda de bombeo de $1.34 \mu\text{m}$, correspondiente a la segunda línea más intensa de un láser de Nd:YVO_4 , sería conveniente reproducir el experimento de la fuente de luz RGB con este material que presenta mayor tolerancia al daño fotorrefractivo.

4) En lo que se refiere al método propuesto para diseñar estructuras aperiódicas para obtener varias longitudes de onda, se puede hacer una variedad de experimentos recurriendo a otros procesos no-lineales de segundo orden como son: la generación del segundo armónico (SHG) y la diferencia de frecuencias (DHG) para generar señales con frecuencias de THz. También es posible realizar una combinación de diferentes procesos en un mismo cristal.

Apéndice A

Fabricación de niobato de litio periódica y aperiódicamente polarizado (PPLN y APLN)

Los cristales ferroeléctricos como el niobato de litio (LiNbO_3) se definen por tener una polarización intrínseca, también conocida como polarización espontánea \mathbf{P}_s , que poseen bajo condiciones normales de temperatura y presión sin la presencia de algún campo eléctrico. La \mathbf{P}_s puede ser invertida aplicando un campo eléctrico superior al campo coercivo \mathbf{E}_c del cristal, el cual es la magnitud mínima del campo eléctrico que se requiere para invertir la \mathbf{P}_s de un cristal ferroeléctrico.

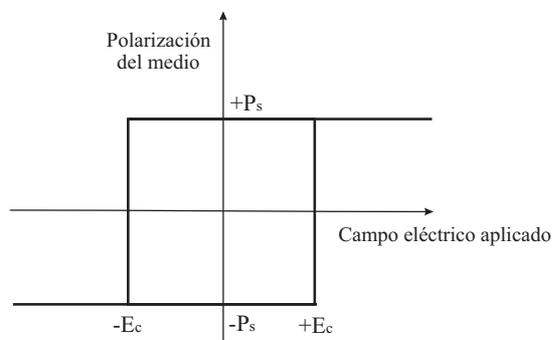


Figura 58: Curva de histéresis en el LiNbO_3 .

Una vez invertida la \mathbf{P}_s en un cristal, para regresarlo a su estado original se necesita aplicar de nuevo el campo con la misma magnitud pero en sentido contrario; esto define el ciclo de histéresis que presenta el material. La curva de

histéresis que se observa en un cristal ferroeléctrico, y que se muestra en la figura 58, es una idealización de lo que realmente ocurre en el cristal, puesto que en la práctica E_c no está bien definido debido a los defectos del cristal. Al aplicar el campo eléctrico por arriba de E_c , P_s no se invierte instantáneamente en todo el cristal, sino que se forman dominios ferroeléctricos, que son regiones en donde la dirección de P_s se mantiene constante.

Para el caso del LiNbO_3 , este cristal únicamente puede presentar dominios antiparalelos o de 180° , lo cual significa que su polarización espontánea P_s puede tener sólo dos direcciones, paralela y antiparalela al eje cristalográfico “ c ”. Se dice que es LiNbO_3 periódicamente polarizado o PPLN, cuando la distribución de los dominios es periódica, y LiNbO_3 aperiódicamente polarizado o APLN, cuando los dominios no tienen una periodicidad bien definida. En esta sección se describen las principales características del LiNbO_3 y los procedimientos realizados para la fabricación de PPLN y APLN.

A.1. Propiedades del niobato de litio, LiNbO_3

El LiNbO_3 fue descubierto (Matthias, 1949) e investigado en los laboratorios Bell. Su gran intervalo de transparencia que va de 0.420 a $5.2 \mu\text{m}$ (Dimitriev *et al.*, 1997) sus altos coeficientes piroeléctricos, piezoeléctricos, electroópticos y fotoelásticos, además de sus propiedades fotorrefractivas, hacen que sea uno de los materiales electro-ópticos más utilizados en óptica integrada y óptica no-lineal.

Este cristal se clasifica como trigonal y por lo tanto se puede elegir como su celda unitaria una celda hexagonal o una celda romboédrica compuesta por iones de litio (Li^{1+}), niobio (Nb^{5+}) y oxígeno (O^{2-}). A temperaturas inferiores a la temperatura Curie, que es la temperatura a la cual un cristal ferroeléctrico deja de estar polarizado, los iones de Li y Nb se desplazan a lo largo del eje “ c ”, paralelo al eje z del cristal produciendo un momento dipolar o polarización espontánea P_s .

Como se muestra en la figura 59, cuando se aplica un campo eléctrico mayor a E_c , los iones se desplazan en sentido opuesto cambiando el signo de P_s . A temperaturas superiores a la temperatura Curie, los iones de Li y Nb están rodeados de forma simétrica por grupos de iones de oxígeno, por lo cual el cristal deja de estar polarizado. Para el LiNbO_3 la temperatura Curie es de aprox. 1210°C (Weiss y Gaylord, 1985).

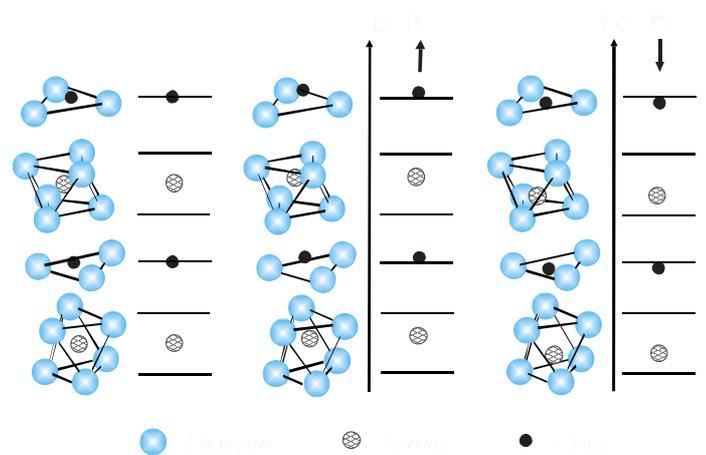


Figura 59: Estructura cristalina del LiNbO_3 . En el primer caso (izq.) el cristal no está polarizado y en los otros dos, los iones de Li y Nb se encuentran fuera del centro de las celdas de los átomos de oxígeno y producen un momento dipolar P_s .

Según la razón molar entre el Nb y el Li (Li/Nb), existen dos composiciones químicas con las que se puede crecer un cristal: la estequiométrica donde $\text{Li/Nb}=1$, y la congruente donde $\text{Li/Nb}=0.946$. Algunas de las características del cristal, como la dispersión del índice de refracción, el coeficiente de absorción, la temperatura de Curie y el campo coercivo dependen de su composición. Aunque el LiNbO_3 estequiométrico tiene mejores propiedades físicas que el congruente, como un menor daño fotorrefractivo, mayor respuesta no-lineal y menor campo coercivo, es más difícil de crecer y su costo es mayor.

El LiNbO_3 pertenece al grupo puntual $3m$ de cristales no-centrosimétricos, con 3 planos de simetría especular separados 60° uno del otro. Cualquiera que sea la composición con que se haya crecido el cristal, sus propiedades físicas se describen de acuerdo al sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) . En la figura 60 se muestra la orientación estándar de los ejes principales 'x', 'y', 'z' usada en el LiNbO_3 para describir las componentes del tensor de susceptibilidad no-lineal del cristal (Weiss y Gaylord, 1985).

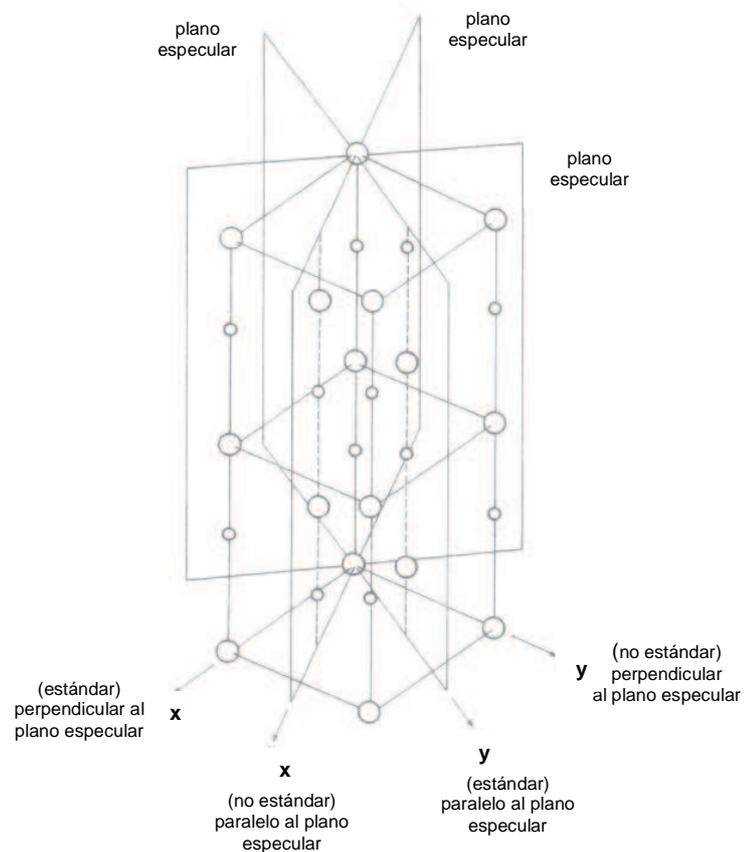


Figura 60: Orientación estándar de los ejes principales 'x', 'y', 'z' usados para describir las propiedades físicas del tensor en el LiNbO_3 .

El eje 'z' paralelo al eje 'c' coincide con el eje cristalino de simetría de rotación 3. El eje "x" se escoge perpendicular el eje "c" y paralelo a uno de los tres planos especulares, y el eje "y" se elige de tal manera que el sistema sea ortogonal y derecho.

Este material cristalino es anisotrópico y posee una birrefringencia negativa, esto es, su índice de refracción extraordinario es menor que su índice de refracción ordinario ($n_e < n_o$). Sus índices de refracción están asociados a la dirección de sus ejes de la siguiente manera: $n_x = n_o$, $n_y = n_o$, $n_z = n_e$.

Como la susceptibilidad eléctrica no-lineal efectiva de segundo orden $\chi_{ef}^{(2)} = \hat{e}_1 \cdot \chi^{(2)} : \hat{e}_2 \hat{e}_3$ de un material describe su respuesta no-lineal de segundo orden para una condición particular de los estados de polarización \hat{e}_1 , \hat{e}_2 y \hat{e}_3 de los campos eléctricos interactuantes (ver capítulo II). El LiNbO_3 , al pertenecer a la clase 3m las únicas componentes del tensor $\chi^{(2)}$ que son diferentes de cero son: χ_{zzz} , χ_{yyy} , χ_{zxx} , χ_{yyz} , χ_{yxx} , χ_{zyy} , χ_{xzx} y χ_{xxy} . Además, estas componentes no son independientes, ya que las simetrías del grupo 3m imponen que $\chi_{yyy} = -\chi_{yxx} = -\chi_{xxy}$ y $\chi_{zxx} = \chi_{zyy} = \chi_{yyz} = \chi_{xzx}$, por lo que sólo hay tres valores independientes. Utilizando la notación de triádicas, la $\chi_{ef}^{(2)}$ puede ser expresada de la siguiente manera:

$$\chi_{ef}^{(2)} = \hat{e}_1 \cdot [\hat{z}\hat{z}\hat{z}\chi_{zzz} + (\hat{y}\hat{y}\hat{y} - \hat{y}\hat{x}\hat{x} - \hat{x}\hat{x}\hat{y})\chi_{yyy} + (\hat{z}\hat{x}\hat{x} + \hat{z}\hat{y}\hat{y} + \hat{y}\hat{y}\hat{z} + \hat{x}\hat{z}\hat{x})\chi_{zxx}] : \hat{e}_2 \hat{e}_3, \quad (80)$$

donde \hat{x} , \hat{y} , \hat{z} son los vectores unitarios en las direcciones x, y y z. En la ecuación (80) se puede observar que los estados de polarización de las tres ondas que se mezclan determinan la no-linealidad efectiva del material. Normalmente se define un coeficiente d_{ijk} , llamado coeficiente no-lineal efectivo, en términos de la susceptibilidad no-lineal de segundo orden como

$$d_{ijk} = \frac{\chi_{ijk}^{(2)}}{2}. \quad (81)$$

Para el LiNbO_3 los coeficientes no-lineales efectivos distintos de cero para la generación del segundo armónico de radiación de 1.06 micras de longitud de onda tienen los siguientes valores (Miller, *et. al.*, 1971):

$$d_{222} = \frac{\chi_{yyy}^{(2)}}{2} = 2.46 \text{ pm/V}, \quad d_{311} = \frac{\chi_{zxx}^{(2)}}{2} = -4.35 \text{ pm/V} \quad \text{y} \quad d_{333} = \frac{\chi_{zzz}^{(2)}}{2} = -27.2 \text{ pm/V}.$$

Para tener acceso al coeficiente d_{333} , que es mucho mayor que los otros, es necesario que los tres estados de polarización tengan una componente sobre el eje "c". Para aprovechar esta componente al máximo se usan ondas con polarización extraordinaria, $\hat{e}_1 = \hat{e}_2 = \hat{e}_3 = \hat{z}$. De la ecuación (80) vemos que la

$\chi_{ef}^{(2)}$ está dada en este caso por

$$\begin{aligned} \chi_{ef}^{(2)} &= \hat{z} \cdot [\hat{z}\hat{z}\hat{z}\chi_{zzz} + (\hat{y}\hat{y}\hat{y} - \hat{y}\hat{x}\hat{x} - \hat{x}\hat{x}\hat{y})\chi_{yyy} + (\hat{z}\hat{x}\hat{x} + \hat{z}\hat{y}\hat{y} + \hat{y}\hat{y}\hat{z} + \hat{x}\hat{z}\hat{x})\chi_{zxx}] : \hat{z}\hat{z} \\ &= \hat{z} \cdot [\hat{z}\hat{z}\chi_{zzz} + \hat{y}\hat{y}\chi_{zxx}] \cdot \hat{z} = \hat{z} \cdot [\hat{z}\chi_{zzz}] = \chi_{zzz}. \end{aligned} \quad (82)$$

A.2 Fabricación de mascarilla

En nuestros procedimientos para la fabricación de dominios ferroeléctricos (Cudney *et al.*, 2002), el primer paso es elaborar una mascarilla formada por un patrón de líneas negras y blancas que sirve como guía para el crecimiento de los dominios en el material. La distribución de estas líneas que forman una rejilla, puede ser periódica o aperiódica. En el caso periódico, la distancia entre cada par de líneas define la periodicidad Λ , calculada de acuerdo a cada proceso no-lineal que se desea generar y a las longitudes de onda involucradas. En el caso aperiódico, el patrón de líneas no sigue una periodicidad específica, está conformado por diferentes periodicidades calculadas para generar múltiples procesos no-lineales simultáneamente y obtener diferentes señales. Para cada

rejilla que se fabrica se calcula el valor de las periodicidades de inversión de \mathbf{P}_s , de acuerdo a la temperatura a la que se trabajará el cristal.

Generalmente, cada mascarilla incluye más de una rejilla, el tamaño de la mascarilla y el número de rejillas que la conforman depende del tamaño de la oblea de LiNbO_3 que se utilice. Para los experimentos reportados en este trabajo se fabricaron mascarillas con 4 y 6 rejillas de 4 mm de ancho y 3.5 cm de longitud en promedio, con un número de líneas grabadas por rejilla entre 1500 y 3000, dependiendo de sus periodicidades y dimensiones.

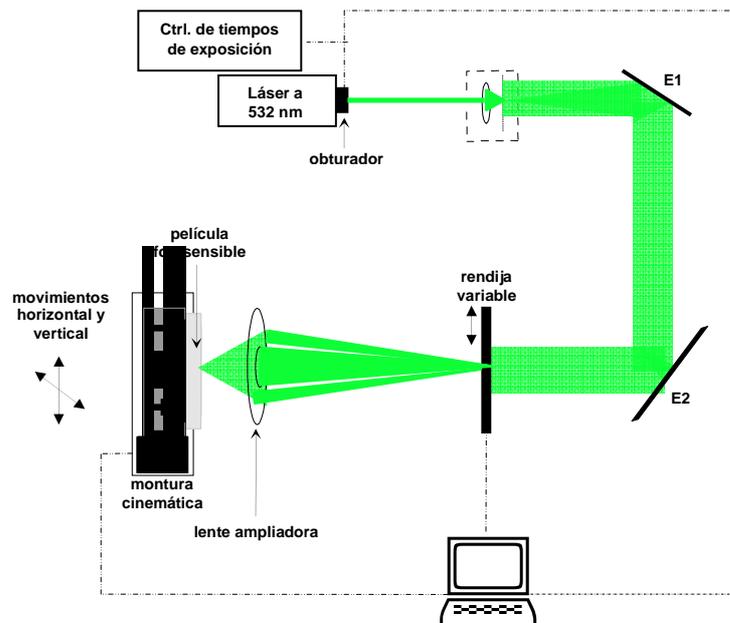


Figura 61: Arreglo utilizado para grabar las mascarillas.

En la figura 61 se muestra el arreglo experimental utilizado para la fabricación de las mascarillas, en el cual se proyecta y se graba consecutivamente la imagen de una rendija sobre película fotográfica de alta resolución. Por un tiempo determinado se expone la imagen de la rendija sobre la película y a continuación

se traslada una distancia Λ , se vuelve a exponer y así sucesivamente hasta que se acumulan todas las líneas que conforman la rejilla. Es posible variar el tamaño de la rendija, controlando de esta manera el ancho correspondiente a cada línea opaca. Todo el proceso de grabación es controlado por una computadora, en donde se configuran los parámetros que caracterizan cada mascarilla (periodicidad, número de líneas y secuencia de grabado). Para terminar, la película es revelada y fijada.

Para iluminar la rendija se usó un láser doblado de Nd:YAG a 532 nm de longitud de onda, con una potencia de 0.30 mW en el plano de la rendija y un tiempo de exposición promedio de 30 ms. Para el grabado se utilizó una película holográfica Ilford 25 SP672T con un grosor de 7 μm , fotosensible a luz verde, con la capacidad de grabar patrones con frecuencia espacial de al menos 1500 líneas/mm. Para el revelado de la mascarilla se utilizó un revelador de alto contraste Arista A/B Black & White por 3 minutos, una mínima cantidad de fijador Rapid Fixer diluido en agua como parador por 30 seg. y Rapid Fixer sin diluir como fijador por 5 min. Es muy importante que las mascarillas obtenidas presenten buen contraste y bordes bien definidos entre las franjas transparentes y las opacas para poder obtener una buena inversión de dominios.

En la figura 62 se muestran secciones de dos mascarillas vistas a través del microscopio: una periódica con $\Lambda = 15 \mu\text{m}$ y otra aperiódica que contiene la combinación de las periodicidades de $\Lambda_1 = 11 \mu\text{m}$, $\Lambda_2 = 11.3 \mu\text{m}$ y $\Lambda_3 = 11.6 \mu\text{m}$. La mascarilla periódica muestra una proporción entre cada línea negra y blanca (ciclo de trabajo) de aprox. 60%-40%, y en el otro caso esta proporción varía. Esto se hizo a propósito ya que – como se verá más adelante – es necesario compensar el crecimiento lateral de los dominios por poder obtener finalmente dominios con un ciclo de trabajo 50%-50%. La tabla III indica las periodicidades de las principales mascarillas grabadas y los correspondientes procesos no-lineales a desarrollar en cada una de ellas.



Figura 62: Secciones de una mascarilla (a) periódica y (b) aperiódica, vistas a través del microscopio.

Tabla III. Mascarillas grabadas para los correspondientes procesos no-lineales a desarrollar en LiNbO_3 .

Proceso no-lineal en LiNbO_3	Periodicidades de la mascarilla grabadas en cada rejilla Λ (μm)
Generación Óptica Paramétrica (OPG), Generación por Suma de Frecuencias (SFG) y Generación simultánea del segundo y tercer armónicos (SHG-THG), para obtener luz RGB.	R1: 27.5 y 15.4 R2: 27.5 y 15.3 R3: 27.6 y 15.3 R4: 27.6 y 15.2 R5: 27.7 y 15.2 R6: 27.7 y 15.1
Generación Óptica Paramétrica (OPG), para obtener simultáneamente varios haces de luz usando un solo cristal con rejillas aperiódicas.	R1: 29 y 30 R2: 29.5 y 31 R3: 27, 28 y 29 R4: 29, 29.4 y 29.8 R5: 28, 29, 30 y 31 R6: 29.1, 29.5, 29.9 y 30.3
Generación por Suma de Frecuencias (SFG), para obtener varios haces de luz sintonizables, usando un cristal con rejillas periódicas secuenciales y otro con rejillas aperiódicas.	R1: 11.1 y 11.6 R2: 11, 11.3 y 11.6 R3: 11, 11.2, 11.3, 11.4 y 11.6 R4: 8 periodicidades: de 11 a 11.7

A.3 Reproducción de la mascarilla en fotorresina sobre el LiNbO_3

Los patrones en las mascarillas se transfirieron a obleas de LiNbO_3 de 2 pulgadas de diámetro y 0.5 mm de espesor con corte en "z", en las cuales el eje "c" es perpendicular a las caras de la oblea. No da igual en qué cara se deposita la fotorresina; es más fácil crear los dominios si los electrodos son colocados en la cara positiva de la oblea ("z+"). Para determinar cuál de las dos caras es la positiva, utilizamos el hecho de que el LiNbO_3 exhibe el efecto piroeléctrico, en donde un cambio de temperatura induce un voltaje transiente entre las caras de la oblea. El origen de este voltaje es que al cambiar la temperatura los iones de litio y niobio se desplazan en la dirección del eje "c" respecto a sus posiciones originales, produciendo un exceso de carga negativa en una de las caras del cristal y positiva en la otra. En la práctica, lo que se hace es calentar la oblea con aire caliente y determinar la polaridad del voltaje mientras la temperatura aumenta. La cara positiva de la oblea es aquella donde el voltaje es negativo con respecto a la otra cara.

La transferencia del patrón en la mascarilla a la oblea se hizo mediante un proceso litográfico. Ésta consiste en colocar la oblea del cristal en un "spin coater", donde se sujeta la oblea por vacío a una placa giratoria. Se depositan alrededor de ocho gotas de fotorresina (Shipley 1818) y se pone a girar la oblea a una velocidad angular de entre 4000 a 6000 revoluciones por minuto por aproximadamente 20 segundos, obteniendo de esta manera una película de aproximadamente $2 \mu\text{m}$ de espesor. Después la oblea se hornea a una temperatura de 110°C durante una hora, con la finalidad de endurecer lo suficiente la capa de fotorresina.

La mascarilla se coloca sobre el cristal, se expone a luz ultravioleta y se revela. Al revelar la oblea, las regiones del cristal correspondientes a las líneas transparentes de la mascarilla quedan sin fotorresina y cada línea opaca se

reproduce como un escalón de fotorresina. El tiempo de exposición y revelado varía para cada mascarilla, dependiendo del contraste entre las líneas y de la periodicidad.

Durante la grabación de la mascarilla en la oblea con fotorresina es importante cuidar la orientación de las mascarillas con respecto al eje “ x ” del cristal. Esto es porque las paredes de los dominios tienden a formarse perpendiculares a este eje, por lo que es preferible que la orientación del vector de onda del patrón de franjas de cada mascarilla sea paralelo. Para poder determinar la orientación de este eje, es necesario utilizar difracción de rayos x . Afortunadamente, el fabricante entrega sus obleas con muesca en una orilla del cristal, el cual indica la dirección del eje x . En la figura 63 se muestra un esquema de la ubicación de los ejes ‘ x ’, ‘ y ’, ‘ z ’ en una oblea de LiNbO_3 .

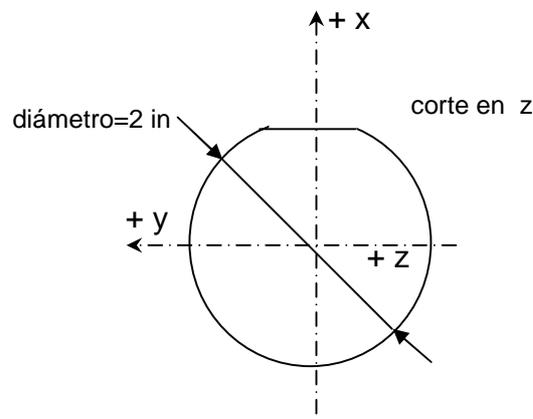


Figura 63: Esquema de una oblea de LiNbO_3 con corte en ‘ z ’, donde se indica la orientación de sus ejes ‘ x ’, ‘ y ’, ‘ z ’.

Para reproducir las mascarillas en el LiNbO_3 , ésta se coloca en la orientación adecuada sobre la fotorresina y se graba exponiéndola a luz ultravioleta. El siguiente paso es revelar la fotorresina para obtener franjas de fotorresina con las

paredes lo más verticales posibles, usando para esto un revelador de alto contraste D351. En la figura 64 se muestra la fotografía de escalones de fotorresina depositados sobre una oblea vistos a través del microscopio.

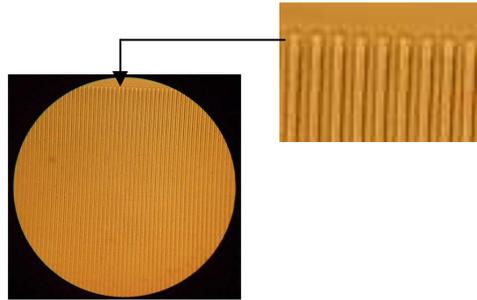


Figura 64: Escalones de fotorresina de 15 micras en LiNbO_3 vistos a través de un microscopio.

A.4 Inversión de dominios ferroeléctricos

Para realizar la inversión de dominios en la oblea del LiNbO_3 , ésta se coloca entre dos tapas de acrílico las cuales tienen un orificio por donde se inyecta una solución saturada de cloruro de litio ($\text{H}_2\text{O}:\text{LiCl}$). Esta solución cubre cada cara de la oblea y funciona como electrodo líquido por donde se le aplica voltaje a la oblea para obtener la inversión de dominios. El líquido es contenido en ambas caras mediante dos empaques de hule (“*o-ring*”). Para hacer más uniforme el voltaje a través del líquido, se introduce una malla metálica que abarca la mayor parte del área a invertir (ver figura 65). Al aplicar voltaje (aprox. 10.5 kV para un cristal de 0.5 mm de espesor), se observa una inversión de la dirección de la polarización espontánea \mathbf{P}_s del material en los lugares no cubiertos por la fotorresina.

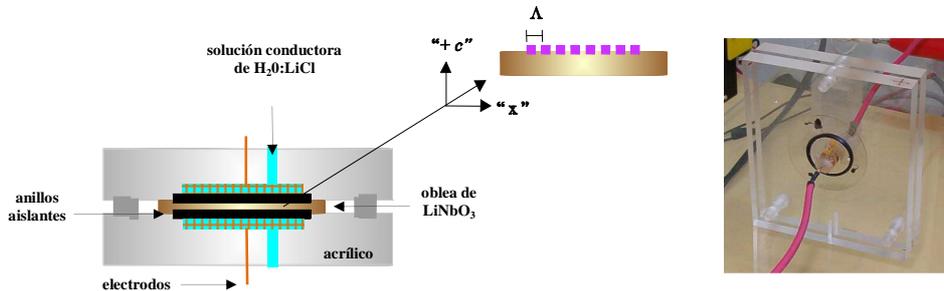


Figura 65: Preparación de la oblea de LiNbO_3 para la inversión de dominios.

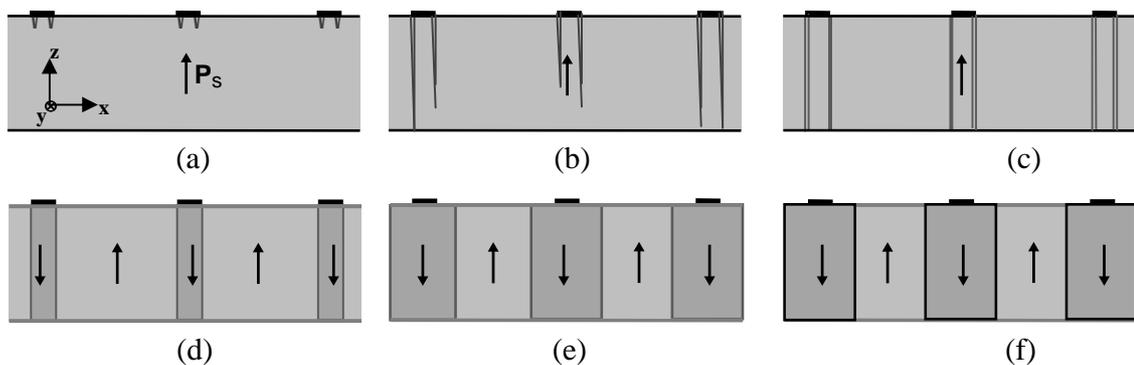


Figura 66: Etapas en la generación de dominios ferroeléctricos en LiNbO_2 ; (a) nucleación de los dominios en los bordes de los electrodos, (b) propagación longitudinal rápida, (c) terminación del crecimiento longitudinal en la cara opuesta del cristal. (d) coalescencia de los dominios bajo los escalones de fotorresina, (e) propagación de las paredes de los dominios más allá de las fronteras de los escalones de fotorresina, (f) estabilización de los nuevos dominios (Miller, 1998).

Es importante describir detalladamente el proceso de formación de dominios. El lugar exacto donde se originan o nuclean los dominios depende tanto de las inhomogeneidades ligeras ocasionadas por el pulido de las superficies y la presencia de impurezas dentro del material como de las inhomogeneidades del campo eléctrico aplicado. Suponiendo que los bordes de los escalones de

fotorresina están bien definidos, debido al “efecto de punta” el campo eléctrico es mayor en estos bordes que en el resto del material, por lo que los dominios se nuclearán preferentemente ahí. Una vez nucleados, los dominios se propagan rápidamente hacia la otra cara de la oblea, y de ahí expanden lateralmente y coalescen con el dominio formado en el otro extremo de del escalón de fotorresina, como se muestra en la figura 66. Por lo general los dominios se expanden por debajo de las tiras de fotorresina, por lo que la longitud del dominio creado es mayor que la parte expuesta de la oblea. Se debe tomar esta expansión lateral adicional en consideración al diseñar la mascarilla, de ahí que para obtener una estructura con un ciclo de trabajo de 50%-50% se requiera usar una mascarilla de entre 40%-60% hasta de 10%-90%, dependiendo de qué tan corta es la periodicidad.

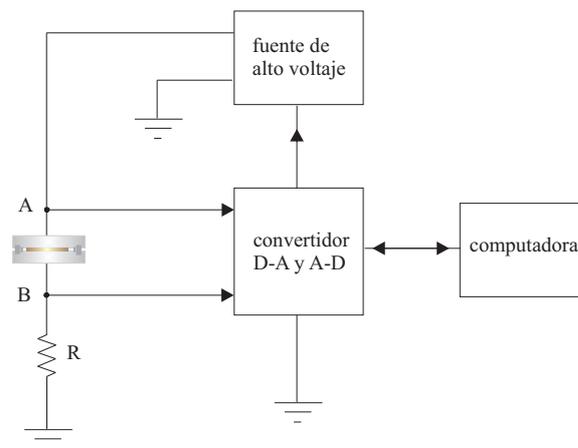


Figura 67: Sistema utilizado para la inversión de dominios ferroeléctricos.

En la figura 67 se muestra el sistema utilizado para el proceso de inversión de dominios. Considerando que la resistencia del cristal es muy alta ($>10^{12} \Omega$) la corriente que fluye a través de la resistencia R es prácticamente nula y el voltaje

en el punto B con respecto a tierra es cero. Cuando el voltaje aplicado medido en el punto A respecto a tierra alcanza un valor cercano a los 10.5 kV, comienza la nucleación de los dominios y se produce una corriente de desplazamiento $\mathbf{J} = d\mathbf{P}_s/dt$ que se detecta por la aparición de un voltaje en el punto B. Cuando el voltaje en B es detectado, la computadora deja de aumentar linealmente el voltaje aplicado. En este momento cambia el voltaje en tiempo real de manera que se mantenga la corriente de desplazamiento a un valor determinado, típicamente entre 10 y 100 μA a través de la resistencia.

Durante todo el proceso la corriente es integrada con respecto al tiempo, dando la carga total suministrada por la fuente de alto voltaje. La carga total Q que se requiere para invertir la polarización en todo el cristal se determina mediante la relación (Missey, *et al.*, 2000)

$$Q = 2P_s A, \quad (83)$$

donde A es el área total a invertir y P_s es la magnitud de la polarización espontánea, que en el LiNbO_3 es de $76 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Cuando se llega al valor de carga requerida el voltaje se disminuye a cero.

Una vez terminado el proceso de inversión, se pueden visualizar los dominios en el microscopio utilizando dos polarizadores cruzados, debido a que el movimiento de cargas durante la inversión produce esfuerzos en el cristal que modifica localmente el índice de refracción. En la figura 68 se muestra parte de una oblea de LiNbO_3 recién invertida en la que se visualizan los extremos de dos rejillas grabadas en una misma mascarilla.

Posteriormente, las obleas de LiNbO_3 invertidas son cortadas con un disco de diamante para pulir posteriormente las caras de entrada y salida de la luz, empleando para esto técnicas y procedimientos comunes. Como etapa final, el cristal es horneado a una temperatura aprox. de 150°C durante una hora, para relajar el material antes de caracterizarlo.



Figura 68: Dominios ferroeléctricos vistos a través del microscopio.

Los resultados obtenidos en cada una de las obleas invertidas mostraron un buen crecimiento de dominios logrando una inversión cercana al 50% de todo el cristal, lo cual indica que las técnicas utilizadas para la fabricación de los dominios en los cristales son confiables.

Referencias

Arbore, M.A., Marco, O. y Fejer, M.M. 1997. *Pulse compression during second-harmonic generation in aperiodic quasi-phase-matching gratings*. Opt., Lett., 22(12):865-867.

Armstrong, J.A., Bloembergen, N., Ducuing, J. y Pershan, P.S. 1962. *Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric*. Phys. Rev., 127(6):1918-1939.

Boyd, R.W. 1992. *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego. 578 pp.

Brunner, F., Innerhofer, E., Marchese, S.V., Südmeyer, T., Paschotta, R., Usami, T., Ito, H., Kurimura, S., Kitamura, K., Arisholm, G. y Keller, U. 2004. *Powerful red-green-blue laser source pumped with a mode-locked thin disk laser*. Opt. Lett. 29(16):1921-1923.

Burr, K.C., Tang C.L., Arbore, M.A., Fejer, M.M. 1997. *Broadly tunable mid-infrared femtosecond optical parametric oscillator using all-solid-state-pumped periodically poled lithium niobate*. Opt. Lett. 22(19):1458-1460.

Butcher, P.N. y Cotter, D. 1990. *The elements of Nonlinear Optics*. Cambridge University Press, Nueva York. 342 pp.

Cabrera, J.M., López, F.J. y Agulló-López, F. 1993. *Óptica electromagnética, fundamentos*. Addison-Wesley Iberoamericana, España. 247 pp.

Cai, X.B. 2003. *Optical harmonic generation in the Cantor-type dielectric Superlattice*. J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 5:323-327.

Capmany, J. 2001. *Simultaneous generation of red, green and blue continuous wave laser radiation in Nd³⁺ doped aperiodically poled lithium niobate*. App. Phys. Lett. 78:144-146.

Cudney, R.S., Ríos, L.A., Orozco Arellanes, M.J., Alonso, F. y Fonseca, J. 2002. *Fabricación de niobato de litio periódicamente polarizado para óptica no lineal*. Rev. Mex. Fís. 48(6):548-555.

Chamorro-Posada, P., Martín-Gil, J., Martín-Ramos, P. y Navas-Gracia, L.M. 2008. *Fundamentos de la Tecnología OLED*. Depto. de Teoría de la Señal e Ingeniería Telemática, y Depto. de Ingeniería Agrícola y Forestal. Universidad de Valladolid, Mata Digital, SL. España. 219 pp.

Davis, C.C. 1996. *Lasers and Electro-Optics, Fundamentals and Engineering*. Cambridge University Press, Gran Bretaña. 720 pp.

DiDomenico, M.J. y Wemple, S.H. 1969. *Oxygen-Octahedra Ferroelectrics. I. Theory of Electro-optical and Nonlinear optical Effects*. J. Appl. Phys., 40(2):720-734.

Faist, J., Sirtori, C., Sivco, D.L., Hutchinson, A.L., Hybertsen, M.S. y Cho A.Y. 1996. *Quantum Cascade Lasers without Intersubband Population Inversion*. Phys. Rev. Lett. 76(3):411-414.

Fejer, M.M., Magel, G.A., Jundt, D.H. y Byer, R.L. 1992. *Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances*. IEEE J. Quantum Electron, 28(11):2631-2654.

Fowles, G.R. 1975. *Introduction to Modern Optics*. Dover Publications Inc. 2a edición, Nueva York. 328 pp.

Fradkin, K., Arie, A., Skliar, A. y Rosenman G. 1999. *Tunable midinfrared source by difference frequency generation in bulk periodically poled KTiOPO₄*. Appl. Phys. Lett., 74(7):914-916.

Franken, E.A., Hill, A.E., Peters, C.W. y Weinreich, G. 1961. *Generation of optical harmonics*. Phys. Rev. Lett., 7:118-119.

Gao, Z.D., Tu, S.Y., Zhu, S.N. y Kung, A.H. 2006. *A Monolithic Red-Green-Blue Laser Projection Source based on PPSLT*. Conference on Lasers and Electro-Optics, postdeadline paper CPDA3.

Giordmaine, J.A. y Miller, R.C. 1965. *Tunable coherent parametric oscillation in LiNbO₃ at optical frequencies*. Phys. Rev. Lett. 14(24):973-976.

Gorelik, P.V., Wong, F.N.C., Kolker, D. y Zondy, J.J. 2006. *Cascaded optical parametric oscillation with a dual-grating periodically poled lithium niobate crystal*. Opt. Lett., 31(13):2039-2041.

Hecht, E. 2000. *Óptica*. 3a. edición, Addison Wesley, España. 708 pp.

Holm, W.R. 1967. *Elements of color*. Society of motion picture and television engineers, Nueva York. 104 pp.

Imeshev, G., Arbore, M.A., Fejer, M.M., Galvanauskas, A., Fermann, M. y Harter, D. 2000. *Ultrashort-pulse second-harmonic generation with longitudinally nonuniform quasi-phase-matching gratings: pulse compression and shaping*. J. Opt. Soc. Am. B, 17(2):304-318.

Jaque, D., Company, D. y García-Solé, J. 1999. *Red, green and blue laser Light from a single Nd:YAl₃(BO₃)₄ crystal based on laser oscillation at 1.3 micras*. Appl. Lett. 75(3):325-327.

Jundt, D.H. 1997. *Temperature-dependent Sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate*. Opt. Lett. 22(20):1553-1555.

Kartaloglu, T., Figen, Z.G. y Aytür, O. 2003. *Simultaneous phase matching of optical parametric oscillation and second-harmonic generation in aperiodically poled lithium niobate*. J. Opt. Soc. Am. B. 20(2):343-350.

Kingston, R.H. 1962. *Parametric amplification and oscillation at optical frequencies*. Proc. IRE 50:472-473.

Lee, D. y Moulton, P.F. 2001. *High-efficiency, high-power, OPO-based RGB source*. Conference on Lasers and Electro-Optics, Vol. 56 of OSA Trends in Optics and Photonics Series (Optical Society of America), paper CThJ2, p. 42.

Liao, J., He, J.L., Liu, H., Wang, H.T., Zhu, S.N., Zhu, Y.Y. y Ming, N.B. 2003. *Simultaneous generation of red, green and blue quasi-continuous-wave coherent radiation based on multiple quasiphase-matched interactions from a single aperiodically-poled LiTaO₃*. Appl. Phys. Lett. 82(19):3159-3161.

Lifshitz, R., Arie, A. y Bahabad, A. 2005. *Photonic Quasicrystals for Nonlinear Optical Frequency Conversion*. Phys. Rev. Lett. 95,133901.

Liu, H., Zhu, Y.Y., Zhu, S.N., Zhang, C. y Ming, N.B. 2001. *Aperiodic optical superlattices engineered for optical frequency conversion*. App. Phys. Lett. 79(6):728-730.

Liu, Z.W., Zhu, S.N., Zhu, Y.Y., Liu, H., Lu, Y.Q., Wang, H.T., Ming, N.B., Liang, X.Y., Xu, Z.Y. 2001. *A scheme to realize three-fundamental-colors laser based on quasi-phase-matching*. Sol. State Comm. 119(6):363-366.

Luo, G.Z., Zhu, S.N., He, J.L., Zhu, Y.Y., Wang, H.T., Liu, Z.W., Zhang, C. y Ming, N.B. 2001. *Simultaneously efficient blue and red light generations in a periodically poled LiTO₃*. Appl. Phys. Lett. 78(20):3006-3008.

Loza-Alvarez, P., Ebrahimzadeh, M., Sibbett, W., Reid, D.T., Artigas, D. y Missey, M. 2001. *Femtosecond second-harmonic pulse compression in aperiodically poled lithium niobate: a systematic comparison of experiment and theory*. J. Opt. Soc. Am. B. 18(8):1212-1217.

Martín-Marcos, A. y Martín-Martín P. 2000. *Colorimetría*. Edit. Ciencia Tres, España, 300 pp.

Miller, G.D. 1998. *Periodically poled lithium niobate: modeling, fabrication, and nonlinear-optical performance*. Dissertation for the degree of doctor of Philosophy, University of Stanford. 82 pp.

Miller, R.C., Nordland, W.A. y Bridenbaugh, P.M. 1971. *Dependence of Second-Harmonic-Generation Coefficients of LiNbO₃ on Melt Composition*. J. Appl. Phys. 42(11):4145-4147.

Mills, D.L. 1991. *Nonlinear optics, basic concepts*. Springer-Verlag, Nueva York. 184 pp.

Missey, M.J., Russell, S., Dominic V., Batchko, R.G. y Schepler, K.L. 2000. *Real-time visualization of domain formation in periodically poled lithium niobate*. Opt. Express 6(10):186-195.

Miyata, K., Umemura, N. y Kato Kiyoshi. 2009. *Simultaneously phase-matched blue and red light generation using BIBO*. Opt. Lett. 34(13):2024-2026.

Nicholson, J.W., Bise, R., Alonzo, J., Stockert, T., Trevor, D.J., Dimarcello, F., Monberg, E., Fini, J.M., Westbrook, P.S., Feder, K. y Grüner-Nielsen, L. 2003. *Visible continuum generation using a femtosecond erbium-doped fiber laser and silica nonlinear fiber*. Opt. Lett. 33(1):28-30.

Orozco Arellanes, M.J. 2003. *Fuentes sintonizables utilizando estructuras de dominios ferroeléctricos*. Tesis de doctorado, CICESE, Ensenada, B.C. 111 pp.

Robles Agudo, M. 2005. *Generación simultánea del segundo y tercer armónicos mediante cuasi-empatamiento de fases*. Tesis de maestría, CICESE, Ensenada B.C. 82 pp.

Robles-Agudo, M., Cudney, R.S. y Ríos, L.A. 2006. *RGB source based on simultaneous quasi-phase-matched second and third harmonic generation in periodically poled lithium niobate*. Opt. Express. 14(22):10663-10668.

Robles-Agudo, M., Cudney, R.S. y Ríos, L.A. 2007. *Development of a Pulsed RGB Light Source Using Multiple Cascaded Nonlinear Processes in PPLN*. Ferroelectrics, 352:111-117.

Rong, H., Jones, R., Liu, A., Cohen, O., Hak, D., Fang, A. y Paniccia M. 2005. *A continuous-wave Raman silicon laser*. Nature 433:725-728.

Saleh, B.E.A. y Teich, M.C. 1991. *Fundamentals of photonics*. John Wiley & Sons, Inc. Nueva York. 947 pp.

Sapaev, U.K. y Reid, D.T. 2005. *General second-harmonic pulse shaping in grating-engineered quasi-phase-matched nonlinear crystals*. Opt. Express, 13(9):3264-3276.

Shen, Y.R. 1984. *The principles of nonlinear optics*. John Wiley & Sons, Nueva York. 563 pp.

Shoji, Kondo, T., Kitamoto, A., Shirane, M. e Ito, R. 1997. *Absolute scale of second-order nonlinear optical coefficients*. J. Opt. Soc. Am. B 14(9):2268-2294.

Südmeyer, T., Innerhofer, E., Brunner, F., Paschotta, R., Usami, T., Ito, H., Kurimura, S., Kitamura, K., Hanna, D.C. y Keller U. 2004. *High-power femtosecond fiber-feedback optical parametric oscillator based on periodically poled stoichiometric LiTaO₃*. Opt. Lett. 29(10):1111-1113.

Sutherland, R.L. 1996. *Handbook of nonlinear optics*. Marcel Dekker, Nueva York. 685 pp.

Van Herpen, M.M.J.W., Bisson S.E., Harren, F.J.M. 2003. *Continuous-wave operation of a single-frequency optical parametric oscillator at 4-5 μm based on periodically poled LiNbO₃*. Opt. Lett. 28(24):2497-2499.

Weiss, R.S. y Gaylord, T.K. 1985. *Lithium Niobate: Summary of Physical Properties and Crystal Structure*. Appl. Phys. A, 37:191-203.

Xu, P., Ji, S.H., Zhu, S.N., Yu, X.Q., Sun, J., Wang, H.T., He, J.L., Zhu, Y.Y. y Ming, N.B. 2004. *Conical Second Harmonic Generation in a Two-Dimensional $\chi^{(2)}$ Photonic Crystal: A Hexagonally Poled LiTaO₃ Crystal*. Phys. Rev. Lett., 93(13):133904.

Yariv, A. 1991. *Optical electronics*. HRW Saunders, 4a. edición, Nueva York. 713 pp.

Yariv, A. y Yeh, P. 1984. *Optical waves in crystals*. Wiley-Interscience, Nueva York. 589 pp.

Zernike, F. y Midwinter, J.E. 2006. *Applied Nonlinear Optics*. Dover Publication Inc. Mineola, Nueva York. 197 pp.

Zhang, Y. y Gu, B.Y. 2001. *Optimal design of aperiodically poled lithium niobate crystals for multiple wavelengths parametric amplification*. Opt. Comm., 192:417-425.

Zhu, S.N., Zhu, Y.Y. y Ming, N.B. 1997. *Quasi-Phase-Matched Third-Harmonic Generation in a Quasi-Periodic Optical Superlattice*. Science, 278:843-846.