

Tesis defendida por  
**Miriam Patricia Carrillo Fuentes**

y aprobada por el siguiente Comité

---

Dr. Roger Sean Cudney Bueno  
Director del Comité

---

Dr. Eugenio Rafael Méndez Méndez  
Miembro del Comité

---

Dr. Héctor Manuel Escamilla Taylor  
Miembro del Comité

---

Dr. Julio Sheinbaum Pardo  
Miembro del Comité

---

Pedro Negrete Regagnon  
Coordinador del posgrado  
en Óptica

---

Dr. Jesús Favela Vara  
Director de  
Estudios de Posgrado

Septiembre, 2014

**CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE  
EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA, BAJA  
CALIFORNIA**



---

**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS  
EN Óptica**

---

**Desarrollo de una fuente pulsada de dos longitudes de onda  
sintonizables basada en oscilación óptica paramétrica.**

Tesis

para cubrir parcialmente los requisitos necesarios para obtener el grado de

Maestro en Ciencias

Presenta:

**Miriam Patricia Carrillo Fuentes**

Ensenada, Baja California, México,

2014

Resumen de la tesis que presenta **Miriam Patricia Carrillo Fuentes**, como requisito parcial para la obtención del grado de Maestro en Ciencias en Óptica con orientación en Óptica Física.

**Desarrollo de una fuente pulsada de dos longitudes de onda sintonizables basada en oscilación óptica paramétrica.**

Resumen elaborado por:

---

**Miriam Patricia Carrillo Fuentes**

Los osciladores ópticos paramétricos (OPOs) son fuentes de radiación coherente de gran interés para una gran variedad de aplicaciones tanto en el área de la óptica no lineal como en espectroscopía, metrología y otras áreas de diagnóstico debido a que pueden diseñarse de manera tal que cubran regiones espectrales innaccesibles a los láseres.

El diseño y fabricación de un OPO que emita un par de pulsos con longitudes de onda muy cercanas entre sí ofrece una solución a un problema particular de la óptica no lineal que es contar con una fuente de bombeo que pueda utilizarse para generar radiación de terahertz por resta de frecuencias.

En esta tesis se presenta el diseño, fabricación y caracterización de un cristal de niobato de litio aperiódicamente polarizado para usarlo como medio de ganancia en un oscilador óptico paramétrico. Al mezclar dos periodicidades en el mismo medio, cada periodicidad genera un proceso no lineal, por cuasi empatamiento de fases. La emisión del par de señales que emite el OPO construido está centrada alrededor de  $1.40 \mu m$  y la sintonización entre las señales puede hacerse desde 0.6 a 4.75 THz. La emisión de las dos longitudes de onda generadas ocurre de manera sincronizada, teniendo una separación entre cada señal menor a 1 ns.

Palabras Clave: **Amplificación y oscilación óptica paramétrica, cuasi empatamiento de fases, niobato de litio, APPLN**

Abstract of the thesis presented by **Miriam Patricia Carrillo Fuentes**, in partial fulfillment of the requirements of the degree of Master in Sciences in Optics with orientation in Physical Optics.

**Pulsed source development for two wavelentghts emmission based in optical parametric oscillation.**

Abstract by:

---

**Miriam Patricia Carrillo Fuentes**

Optical parametric oscillators (OPOs) are sources of coherent radiation that have a wide variety of applications in the area of nonlinear optics, spectroscopy, metrology and other areas of optics due to the fact that their emission can be tuned to wavelengths not easily accesible by lasers.

An OPO that emits a pair of pulses of very close wavelengths offers a solution to a particular problem of nonlinear optics, namely, to have a pump source that can used to produce terahertz radiation through frequency-difference generation.

This thesis presents the design, construction and characterization of an aperiodically poled lithium niobate crystal that is used as the gain medium in an OPO. By mixing two poling periodicities in the same medium, each periodicity generates a nonlinear process through quasi-phase-matching. The OPO was designed to emit two wavelengths close to 1.4 m and the frequency difference between the wavelengths of the pulse pair was varied between 0.6 and 4.75 THz. The pulses occur simultaneously, within a time-lag of only 1 nanosecond.

Keywords: **parametric processes, APPLN, quasi phase matching**

*A mis padres, Lucio Carrillo y Josefina Fuentes,  
y a mi hermana Ana; por su amor infinito y su  
apoyo de roca, por ser la fuerza restauradora  
que me impulsa a ir por lo que anhelo.*

*Everything I know, I know because I love. (L. Tolstoi)*

*Time is the best censor, and patience a most excellent  
teacher. (F. Chopin)*

## Agradecimientos

A la **Naturaleza** que me cautiva siempre con su eterno y encantador misterio.

A mi asesor de tesis **Dr. Roger Cudney** por darme la oportunidad de ser parte del equipo de trabajo. Por ayudarme a hacer este tiempo de tesis tan emocionante y gratificante. Mi más sincero agradecimiento por todas las charlas, consejos, observaciones, retos, motivación, enseñanzas y la paciencia con la que siempre resolvió mis dudas; por guiarme y ayudarme a adquirir confianza para enfrentar nuevos retos y por compartirme su experiencia y amplio conocimiento en esta y muchas otras áreas de la física.

A los miembros del comité el **Dr. Eugenio Méndez, Dr. Héctor Escamilla y Dr. Julio Sheinbaum** por su tiempo dedicado, interés, consejos, observaciones y valiosas críticas aportadas a este trabajo.

Al M. en C. **Luis Ríos** técnico y compañero, quien siempre me ayudó y guió amablemente para resolver cualquier dificultad dentro y fuera del laboratorio. Por la amistad que me ha brindado y las largas charlas e intercambio de ideas. Su entusiasmo, alegría y pasión por el trabajo es siempre contagiosa.

Al técnico Javier Dávalos por la amabilidad y paciencia con la que siempre me ayudó en el taller.

A la tripulación del laboratorio: Citlali Eliosa, Joel Mávita, Daniel Stauffert, por sus consejos, ayuda, por la compañía en horas de arduo trabajo y horas de café y sobre todo por la mano amiga que siempre encontré en ellos. Agradezco especialmente a Lalo González por su amistad, apoyo, compañerismo y porque al ser colega en esto de los procesos paramétricos siempre estuvo dispuesto a ayudarme a resolver dudas y además me compartió su experiencia para ajustar detalles técnicos y siempre tuvo tiempo para discutir sobre los temas no lineales que tanto nos ocupan.

A los compañeros y amigos que he conocido en mi estancia en CICESE, por tener

siempre qué compartir y por el apoyo que me han dado.

A todos los investigadores, estudiantes y personal del departamento de óptica por su apoyo y enseñanza académica que ha contribuido a seguir formando mi carácter científico.

A los dos mejores amigos que pude conocer en *la Baja*, Israel Gómez y Johanna Vargas, por tener tiempo para compartir conmigo siempre, por su cálido recibimiento, por la ayuda que me han dado cuando he necesitado de cualquier cosa y sobre todo por brindarme su amistad y complicidad en todo momento.

A mi maestra Adriana Cota, por enseñarme lo hermoso que se escucha la vida cuando se toca el cello (bien).

A mis familiares y amigos para quienes la distancia no es pesar, por tenerme presente en sus vidas sin importar dónde me encuentre.

Nunca me cansaré de agradecer a mis padres y hermana quienes siempre están a mi lado. Sin su apoyo, motivación y amor no habría razones para continuar. Ustedes son la luz que me guía.

Al Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada por darme la oportunidad de ser parte de su comunidad estudiantil y permitirme hacer mis estudios de posgrado.

Al CONACyT por el apoyo financiero que me permitió realizar mis estudios de maestría en esta bella ciudad.

*Septiembre, 2014.*

## Tabla de contenido

	Página
Resumen en español . . . . .	ii
Resumen en inglés . . . . .	iii
Dedicatoria . . . . .	iv
Agradecimientos . . . . .	v
<b>Lista de Figuras</b>	<b>ix</b>
<b>Lista de Tablas</b>	<b>xii</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1 Antecedentes de óptica no lineal . . . . .	2
1.2 Empatamiento y cuasi empatamiento de fases . . . . .	5
1.3 Objetivo . . . . .	9
1.4 Estructura de la tesis . . . . .	9
<b>2. Óptica no lineal: procesos paramétricos</b>	<b>11</b>
2.1 Ecuaciones acopladas para procesos paramétricos . . . . .	11
2.2 Solución particular a las ecuaciones acopladas . . . . .	17
2.3 Solución general de las ecuaciones acopladas: Amplifi- cación óptica paramétrica . . . . .	18
2.4 Características del niobato de litio . . . . .	20
2.4.1 Susceptibilidad no lineal efectiva del $\text{LiNbO}_3$ . . . . .	23
2.5 Cuasi empatamiento de fases (QPM) . . . . .	24
2.6 Oscilador óptico paramétrico . . . . .	30
<b>3. Desarrollo experimental</b>	<b>33</b>
3.1 Diseño de la cavidad . . . . .	38
3.2 Detección de las longitudes de onda generadas . . . . .	40
3.3 Resultados . . . . .	43
<b>4. Conclusiones</b>	<b>54</b>
<b>Lista de referencias</b>	<b>56</b>

	Página
<b>Apéndice. Cuantización del campo electromagnético</b>	<b>58</b>
.1 Fluorescencia paramétrica . . . . .	61

# Lista de Figuras

Figura		Página
1	Procesos paramétricos: (a) Generación óptica paramétrica. (b) Amplificación y oscilación óptica paramétrica. . . . .	4
2	Oscilador óptico paramétrico construido por Giordmaine y Miller, en 1965 (Giordmaine y Miller (1965)). $\omega_p$ , $\omega_s$ y $\omega_i$ se refieren a las frecuencias del bombeo, señal y acompañante. . . . .	5
3	Desempatamiento y cuasi empatamiento de fases: (a) Las ondas que se generan en diferentes lugares del medio no lineal no están en fase y no hay interferencia constructiva. (b) Al cambiar el signo de la no linealidad cada longitud de coherencia $l_c$ se invierte la fase de las ondas generadas, teniendo a la salida una superposición constructiva de las ondas. . . . .	6
4	Generación de dos procesos en una estructura de dominios: (a) periódica, (b) aperiódica. . . . .	8
5	Intensidad de salida para el campo $\mathcal{E}_a$ . . . . .	18
6	Amplitud de las ondas señal y acompañante contra longitud de interacción. . . . .	20
7	Estructura del niobato de litio. . . . .	21
8	Orientación de los ejes cristalográficos del niobato de litio. . . . .	21
9	Material periódicamente polarizado. . . . .	25
10	Variación espacial de la amplitud del campo de una onda generada debida a una interacción no lineal con (a) empatamiento de fase, (b) sin empatamiento de fases y (c) cuasi empatamiento de fases. . . . .	25
11	Variación espacial de la no linealidad. . . . .	29
12	Magnitud de la componente de Fourier de la estructura de dominios propuesta. (a) Espectro completo. (b) Acercamiento a las periodicidades buscadas. . . . .	30

## Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
13	Oscilador óptico paramétrico con cavidad resonante simple que emite las ondas de la señal. . . . .	32
14	Longitud de onda de emisión contra periodicidad para OPG en niobato de litio. (a): Curva de sintonización dentro del intervalo de transparencia del niobato de litio; (b): Acercamiento para señales cercanas a $1.4 \mu m$ . Longitud de onda de bombeo: $1.064 \mu m$ . Temperatura: ambiente. . . . .	34
15	Rango de transparencia del niobato de litio. . . . .	36
16	Esquema de la grabación de la estructura aperiódica en la placa holográfica. Un haz expandido por un filtro espacial ilumina la rendija y la lente forma la imagen sobre la película holográfica. . .	36
17	Imágenes experimentales de: (a) Grabado de fotorresina sobre el cristal, se puede observar la aperiodicidad en las franjas. (b) La inversión de dominios ferroeléctricos causa esfuerzos en el cristal que resultan apreciables al observar el cristal usando dos polarizadores cruzados. . . . .	37
18	Crecimiento de los dominios en un cristal ferroeléctrico. (a) Nucleación de los dominios al aplicar un campo eléctrico. (b) Los dominios se propagan hacia el otro extremo de la cara y crecen aumentando su tamaño lateral. . . . .	38
19	Diagrama experimental del OPO. También se muestra el arreglo usado para determinar la longitud de onda de emisión. . . . .	39
20	Simulación de la cavidad. . . . .	39
21	Ancho del haz vs posición. . . . .	40
22	Diagrama experimental para la detección de los dos pulsos generados.	42
23	Oscilador óptico paramétrico construido. . . . .	43
24	Espectro obtenido por generación óptica paramétrica, usando como láser de bombeo un Nd:YAG ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ). . . . .	44

## Lista de Figuras (continuación)

Figura		Página
25	Emisión del oscilador óptico paramétrico: (a) Espectro correspondiente a la emisión del oscilador óptico paramétrico emitiendo dos pulsos sincronizados a 1.360 y . . . . .	46
26	Espectro correspondiente a la emisión del oscilador óptico paramétrico emitiendo dos pulsos sincronizados a (a) 1.374 y 1.393 $\mu\text{m}$ . (b) Se muestran los pulsos correspondientes a la generación de segundo armónico de las señales y un pico que resulta de la suma de frecuencias de las dos señales. . . . .	48
27	Espectro de la emisión del oscilador óptico paramétrico a 1.383 y 1.394 $\mu\text{m}$ . . . . .	49
28	Espectro de la emisión del oscilador óptico paramétrico a 1.389 y 1.392 $\mu\text{m}$ . . . . .	50
29	Evolución temporal de los pulsos generados, se observa una diferencia temporal de $\Delta\tau = 1 \text{ ns}$ . . . . .	51
30	Comparación de los pulsos de bombeo y de las señales. . . . .	52
31	Foto de los dos pulsos rojos generados. . . . .	53

## Lista de Tablas

Tabla		Página
1	Datos de periodicidades grabadas en el cristal. . . . .	35
2	Longitudes de onda esperadas en el espectro visible. . . . .	41
3	Longitudes de onda detectadas en el rojo y la señal correspondiente.	47

# Capítulo 1

## Introducción

Para provocar una respuesta sobre un sistema inicialmente en equilibrio es necesario aplicar una perturbación o una fuerza sobre ese sistema. Si la perturbación es débil la relación entre la respuesta y la perturbación es lineal. Conforme la perturbación crece en magnitud la dependencia lineal no puede sostenerse y debe ser reemplazada por una dependencia no lineal.

Cuando una onda electromagnética viaja a través de un medio material el campo eléctrico desplaza cargas ocasionando la formación de una polarización. Si la intensidad aplicada es lo suficientemente alta se produce un movimiento de electrones que no responden linealmente con el campo; cuando esto ocurre se dice que la polarización resultante es no lineal.

En el área de la óptica ha sido posible estudiar procesos no lineales generados en medios materiales a partir de la interacción de radiación altamente intensa, como la que proporciona una fuente láser, con un medio dieléctrico. Cuando ocurren estas interacciones no lineales es posible mezclar dos haces de luz de dos frecuencias diferentes para producir un tercer haz a una frecuencia igual a la suma o resta de las frecuencias incidentes.

A continuación se describen algunos de los primeros experimentos hechos derivados de procesos no lineales, así como la teoría básica que permite el funcionamiento de un oscilador óptico paramétrico. Se describe también el objetivo de la tesis y la forma en que está estructurado el presente escrito.

## 1.1 Antecedentes de óptica no lineal

En 1961 se realizó el primer experimento derivado de un proceso no lineal. Utilizando como medio no lineal un cristal de cuarzo y haciendo incidir sobre éste luz de un láser de rubí, el cual tiene una longitud de onda de  $\lambda = 694.3$  nm, el equipo de Franken, et. al. lograron obtener una señal de salida con el doble de la frecuencia de la señal de entrada, lo que corresponde a una longitud de onda de  $\lambda_{shg} = 347.2$  nm (Franken P.A. y G. (1961)). Este fue el primer experimento reportado de generación de segundo armónico (SHG, por sus siglas en inglés, second harmonic generation). A partir de entonces se desarrollaron más experimentos que permitieron obtener otros efectos no lineales como excitación de dos fotones, procesos paramétricos, esparcimiento Raman estimulado, auto-enfocamiento, etcétera. El desarrollo de esta tesis se enfoca a procesos no lineales de orden 2, lo cual significa que la polarización del medio depende del cuadrado del campo eléctrico. La constante de proporcionalidad entre la polarización del medio y los campos eléctricos es  $\chi^{(2)}$ , conocida como la susceptibilidad de orden 2.

La posibilidad de generar otras longitudes de onda debido a procesos no lineales permitió diseñar y desarrollar dispositivos tales como los osciladores ópticos paramétricos (OPO's, por sus siglas en inglés, optical parametric oscillator), que son dispositivos parecidos a los láseres que emiten haces colimados de radiación altamente monocromática y coherente. A diferencia de los láseres, un OPO emite dos haces con longitudes de onda diferentes, llamadas señal y acompañante.

Un OPO consta básicamente de una cavidad resonante que contiene dentro un medio no lineal. A este medio se le hace incidir un haz proveniente de un láser, el cual tiene una frecuencia  $\omega_b$ . A este haz se le conoce como el bombeo, por razones que serán obvias más adelante. Las interacciones no lineales hacen que se generen otras dos ondas, una

con frecuencia  $\omega_s$  a la cual se le conoce como onda señal, y otra con una frecuencia  $\omega_a$ , conocida como acompañante o *idler*. Desde un punto de vista cuántico, lo que sucede es que el medio no lineal aniquila un fotón del bombeo y crea un fotón señal y otro acompañante. Por conservación de energía y momento de los fotones se debe cumplir que

$$\hbar\omega_b = \hbar\omega_s + \hbar\omega_a, \quad (1)$$

y

$$\hbar\mathbf{k}_b = \hbar\mathbf{k}_s + \hbar\mathbf{k}_a, \quad (2)$$

donde  $\hbar$  es la constante reducida de Planck y  $\mathbf{k}_b$ ,  $\mathbf{k}_s$  y  $\mathbf{k}_a$  son los vectores de onda del haz de bombeo, señal y acompañante, respectivamente.

Ya que la magnitud del vector de onda está dada por la relación de dispersión  $|\mathbf{k}| = \omega n/c$ , donde  $n$  es el índice de refracción y  $c$  es la velocidad de la luz, si los haces son colineales y contrapropagantes, entonces la ecuación (2) se puede reescribir como

$$\frac{n_b}{\lambda_b} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_a}{\lambda_a} = 0, \quad (3)$$

donde  $\lambda_b$ ,  $\lambda_s$ ,  $\lambda_a$  son las longitudes de onda y  $n_b$ ,  $n_s$ ,  $n_a$  son los índices de refracción para el bombeo, señal y acompañante.

A este proceso se le conoce como generación óptica paramétrica u OPG (por sus siglas en inglés, optical parametric generation).

Una vez que se generan las ondas señal y acompañante, éstas interactúan con el haz de bombeo provocando que sus intensidades se amplifiquen a expensas de la intensidad del bombeo. A este proceso se le conoce como amplificación óptica paramétrica u OPA (por sus siglas en inglés, optical parametric amplification).

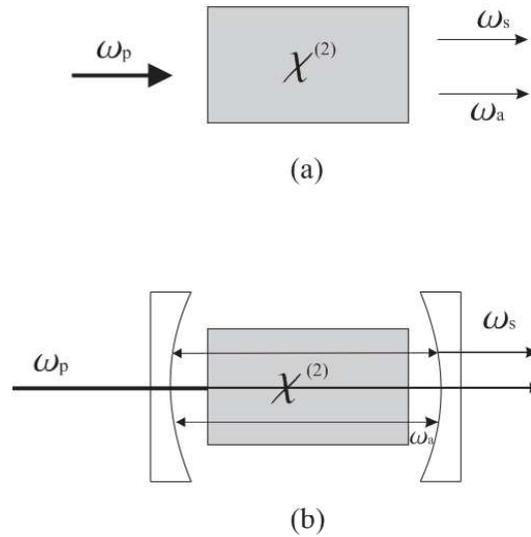


Figura 1. **Procesos paramétricos: (a) Generación óptica paramétrica. (b) Amplificación y oscilación óptica paramétrica.**

Finalmente, los espejos del resonador sirven para retroalimentar las ondas al medio no lineal para que continúe el proceso de amplificación. A este proceso se le conoce como oscilación óptica paramétrica, y al dispositivo como oscilador óptico paramétrico. En la figura (1) (a) se ilustra el proceso de OPG y en (b) el OPO que amplifica y emite la onda señal.

En 1965 se reportó por primera vez el desarrollo experimental de un OPO. Utilizando como haz de bombeo el segundo armónico de un láser pulsado de neodimio dopado con tungstato de calcio ( $CaWO_4 : Nd^{+3}$ ) (y longitud de onda de  $\lambda = 529 \text{ nm}$ ) se generaron en un cristal de niobato de litio ( $LiNbO_3$ ) dos haces, señal y acompañante, como se observa en la figura (2). En las caras del cristal se colocaron películas reflejantes a la longitud de onda de la señal generada, teniendo así una cavidad resonante (Giordmaine y Miller (1965)). Las longitudes señal y acompañante generadas se obtuvieron cerca del punto de degeneración que es cuando  $\lambda_s = \lambda_a = 2\lambda_b$ , a partir de donde se logró una sintonización de éstas en el intervalo de  $970 \text{ a } 1150 \text{ nm}$ .

Estos experimentos demostraron la posibilidad de obtener oscilación óptica paramétrica,

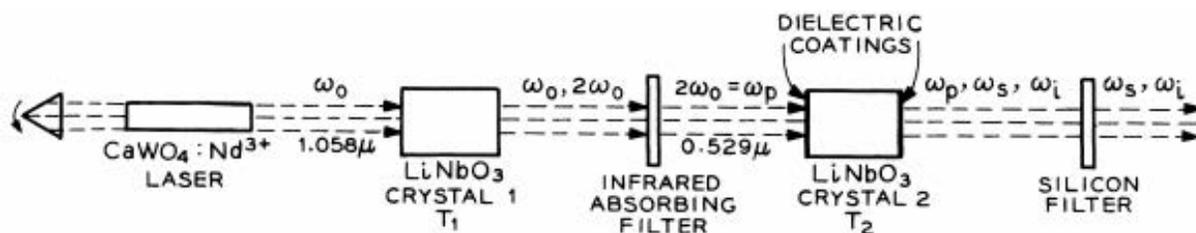


Figura 2. Oscilador óptico paramétrico construido por Giordmaine y Miller, en 1965 (Giordmaine y Miller (1965)).  $\omega_p$ ,  $\omega_s$  y  $\omega_i$  se refieren a las frecuencias del bombeo, señal y acompañante.

la cual resultó ser una valiosa técnica para generar radiación coherente y sintonizable en nuevas regiones espectrales.

## 1.2 Empatamiento y cuasi empatamiento de fases

La ecuación (3) fue presentada como una consecuencia de la conservación de momento lineal de los fotones. Desde el punto de vista de óptica ondulatoria tiene otra interpretación, la cual se explica a continuación.

Debido a la dispersión del medio, cada onda que se genera en el medio no lineal tiene una velocidad de propagación que depende, entre otras cosas, de su frecuencia. Para una frecuencia en particular, la fase relativa entre las diferentes ondas generadas a lo largo del medio dependerá de la velocidad de propagación de estas ondas y de la fase de la onda de bombeo en el lugar donde son generadas, que a su vez depende de la velocidad de propagación de la onda de bombeo.

Cuando las ecuaciones (1) y (3) se satisfacen de manera simultánea, las ondas generadas en diferentes planos del medio no lineal están en fase entre sí y la señal de salida es el resultado de la superposición constructiva de estas ondas, por lo que la amplitud de la señal a la salida es máxima, logrando así un proceso de conversión eficiente del haz de bombeo al haz señal. A esto se le llama empatamiento de fases, ya que todas las ondas de

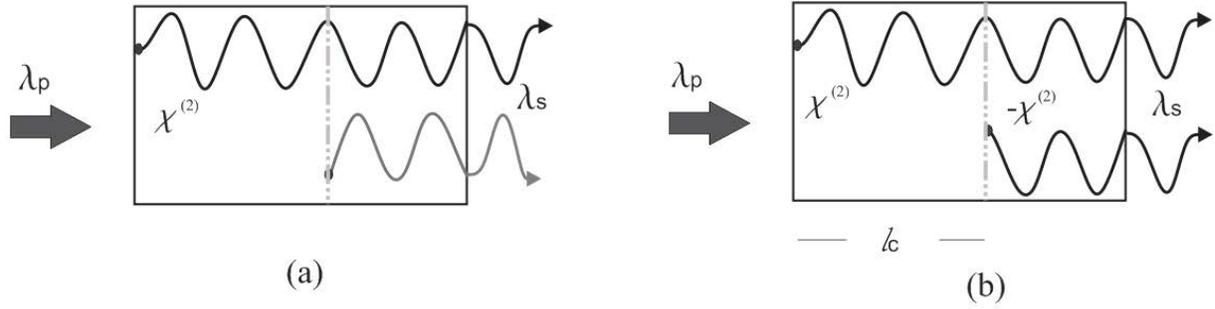


Figura 3. **Desempeñamiento y cuasi empatamiento de fases:** (a) Las ondas que se generan en diferentes lugares del medio no lineal no están en fase y no hay interferencia constructiva. (b) Al cambiar el signo de la no linealidad cada longitud de coherencia  $l_c$  se invierte la fase de las ondas generadas, teniendo a la salida una superposición constructiva de las ondas.

frecuencia  $\omega_s$  emitidas a lo largo del medio no lineal están en fase. Si la ecuación (3) no se cumple, entonces las fases no se empatan, por lo que las ondas que se generen en diferentes partes del medio no interfieren de manera constructiva, como se ilustra en la figura (3) (a).

Este desempate de fases aumenta linealmente con la distancia entre los planos donde ocurre la emisión. La distancia máxima de separación entre los puntos donde se generan las ondas dentro de la cual hay interferencia constructiva se conoce como **longitud de coherencia** ( $l_c$ ). Después de esta distancia, las ondas generadas se desfazan por  $180^\circ$  e interfieren destructivamente.

La condición para que haya o no empatamiento de fases depende del medio que se utilice, esto debido a la dispersión del índice de refracción. Dado que las longitudes de onda de la ecuación (3) están fijas, y por lo tanto sus frecuencias también lo están, es necesario tener materiales cuyos índices de refracción permitan variaciones para obtener empatamiento de fases. Esto se logra al usar materiales birrefringentes; en éstos, los índices de refracción dependen de la frecuencia, de la dirección de propagación y del estado de polarización de las ondas.

Una técnica alternativa conocida como cuasiempatamiento de fases (QPM, por sus

siglas en inglés, *quasi phase matching*), consiste en invertir la fase de las ondas generadas en el medio cada longitud de coherencia,  $l_c$  (Armstrong J. A. y S. (1962)). Esto puede lograrse usando un medio material en el que la susceptibilidad no lineal de orden dos,  $\chi^{(2)}$ , cambie de signo periódicamente cada  $l_c$ , como se muestra en la figura (3) (b).

Definiendo a  $\Lambda = 2l_c$  como la periodicidad con la que se alterna el signo de  $\chi^{(2)}$ , la condición de cuasi empatamiento de fases queda como

$$\left| \frac{n_b}{\lambda_b} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_a}{\lambda_a} \right| = \frac{1}{\Lambda}. \quad (4)$$

De esta manera lo que determina qué longitudes de onda se generan eficientemente en el medio es la periodicidad  $\Lambda$ . Una de las principales ventajas de la técnica de cuasi empatamiento es que se pueden calcular periodicidades tales que se generen en el medio no lineal procesos de interés particular. Incluso se pueden generar varios procesos no lineales de manera simultánea (Kartaloglu Tolga y Aytür (2003)).

Una manera de cambiar el signo de  $\chi^{(2)}$  es utilizar medios ferroeléctricos. Estos materiales poseen un momento dipolar espontáneo que solo puede apuntar hacia algunas direcciones privilegiadas. Además, presenta histéresis, esto es, que la dirección de este momento dipolar espontáneo, llamado polarización espontánea, puede ser girado  $180^\circ$  mediante la aplicación de un campo eléctrico, y una vez girado permanece así aún cuando el campo eléctrico aplicado es removido. En los ferroeléctricos tanto la magnitud como el signo de  $\chi^{(2)}$  depende de la polarización espontánea, por lo que al aplicar el campo eléctrico en ciertas zonas del material se invierte la polarización espontánea y por lo tanto el signo de la no linealidad cambia también.

Un material ampliamente usado en experimentos de óptica no lineal es el niobato de litio, debido a su alta no linealidad y su amplio rango de transparencia para radiación entre

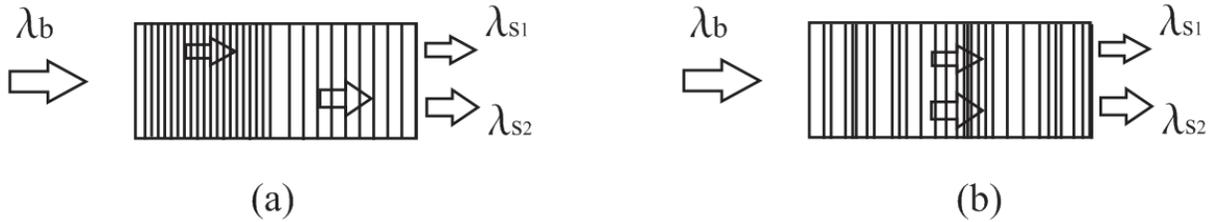


Figura 4. **Generación de dos procesos en una estructura de dominios: (a) periódica, (b) aperiódica.**

400 y 5000 nm.

La fabricación de cristales de niobato de litio periódicamente polarizados permite implementar la técnica de cuasi empatamiento de fases para generar un amplio intervalo de longitudes de onda, dependiendo del diseño.

El niobato de litio puede tener un diseño periódicamente polarizado (PPLN, periodically poled lithium niobate, por sus siglas en inglés), en el cual es posible crear en una misma muestra varias zonas con periodicidades diferentes; se llamará a cada zona una *rejilla*. Cada rejilla periódica se encarga de generar un proceso particular, como se ilustra en la figura (4) (a). Otro diseño es el aperiódico (APPLN, aperiodically poled lithium niobate, por sus siglas en inglés), en el cual las estructuras de dominios no siguen un patrón bien definido, pues las periodicidades se mezclan a lo largo de todo el medio, (b) de la misma figura.

Una ventaja que tiene el diseño aperiódico sobre el periódico es que al mezclar las periodicidades todos los procesos no lineales aprovechan toda la longitud del medio haciendo más eficiente la conversión a nuevas frecuencias y reduciendo el ancho de banda de las señales generadas (M. y Cudney (2011)).

Los osciladores ópticos paramétricos son de gran interés en muchas áreas de la ciencia

y tecnología debido a que, con un diseño adecuado del medio de ganancia, se pueden generar longitudes de onda de interés particular. La sintonización es una característica fundamental de todos los procesos paramétricos. Variaciones en la temperatura, en la longitud de onda de la fuente de bombeo o en el período de la rejilla ocasionan una variación significativa en las longitudes de onda señal y acompañante. Esta característica hace que los OPOs tengan un papel muy importante como fuentes sintonizables de alta resolución; propiedades que pueden aprovecharse en espectroscopía, metrología y otras áreas de detección. El continuo progreso en investigación y diseño de materiales no lineales y láseres de bombeo han contribuido al interés en OPOs como herramientas en laboratorios de óptica no lineal.

### 1.3 Objetivo

El objetivo de este trabajo de tesis es construir un oscilador óptico paramétrico (OPO) pulsado, usando como medio no lineal un cristal de niobato de litio ( $LiNbO_3$ ) aperiódicamente polarizado para generar un par de longitudes de onda señal, cada una con su acompañante, muy cercanas entre sí.

La inversión de los dominios se hará mezclando dos periodicidades diferentes que se encarguen de generar las longitudes de onda deseadas. Particularmente nos interesa generar longitudes de onda alrededor de  $1.4 \mu\text{m}$ , para posteriormente poder utilizar este OPO como fuente de bombeo en un cristal para generar radiación de terahertz por diferencia de frecuencias en otro cristal no lineal.

### 1.4 Estructura de la tesis

En el capítulo II se presenta la teoría de óptica no lineal que describe la generación, amplificación y oscilación óptica paramétrica. Se muestra el desarrollo y solución de las

ecuaciones que gobiernan estos procesos. Se describen las características no lineales del niobato de litio y se describe en detalle la técnica y teoría de cuasi empatamiento de fases aplicada a cristales aperiódicamente polarizados.

En el capítulo III se describe el desarrollo experimental llevado a cabo. Se describe de manera breve la técnica utilizada para hacer la inversión de dominios ferroeléctricos en el cristal, el diseño de la estructura de dominios ferroeléctricos requerido y el diseño del arreglo experimental, así como los resultados obtenidos por OPG y OPO.

Finalmente, el capítulo IV muestra las conclusiones derivadas de este trabajo.

Al final se incluye un apéndice en el que se describe la fluorescencia paramétrica, que es el fenómeno que ocasiona la amplificación de la señal a partir de ruido cuántico, y que se deduce una vez que el campo electromagnético es cuantizado.

## Capítulo 2

### Optica no lineal: procesos paramétricos

El estudio de fenómenos ópticos no lineales puede desarrollarse desde el punto de vista de la teoría clásica. Ésta es válida cuando la densidad de fotones es muy alta, es decir, cuando la distribución del campo electromagnético se considera continua y el campo puede describirse por medio de las ecuaciones de Maxwell.

A partir de las ecuaciones de Maxwell, en la aproximación de ondas planas, se deduce el conjunto de ecuaciones acopladas que gobierna el proceso no lineal involucrado en esta tesis, que es la amplificación óptica paramétrica. Dados los campos y las susceptibilidades, se puede calcular la polarización a una frecuencia particular generada por el proceso no lineal.

En este capítulo se describen las ecuaciones de la teoría referente a la generación de procesos no lineales cuando un haz de luz muy intenso interactúa con un medio no lineal. También se describen las características no lineales del cristal de niobato de litio y finalmente, cómo la técnica de cuasi empaquetamiento permite, mediante la inversión aperiódica de dominios ferroeléctricos, generar más de un proceso no lineal en el medio elegido.

#### 2.1 Ecuaciones acopladas para procesos paramétricos

Los efectos no lineales se producen debido a la interacción de un campo muy intenso con un medio material. Esto sucede debido a que la polarización del material depende de una forma no lineal de la amplitud del campo eléctrico de las ondas. Cuando una onda electromagnética interactúa con un material dieléctrico, los electrones se desplazan con respecto

al núcleo y se induce una polarización definida como el momento dipolar por unidad de volumen. Las oscilaciones dipolares en un medio material dan lugar a la radiación de ondas. La energía y longitud de onda de la radiación generada está determinada por el momento y frecuencia de la oscilación dipolar. Cuando la magnitud del campo eléctrico de la onda incidente es baja, la polarización inducida tiene una dependencia lineal y la onda emitida tiene la misma frecuencia que el campo incidente. Conforme esa magnitud aumenta, la no linealidad del medio se vuelve más importante, y la polarización inducida genera nuevas componentes frecuenciales.

La interacción entre los campos generados se describe mediante la ecuación de onda que se deduce a partir de las ecuaciones de Maxwell dadas por

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad (6)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (8)$$

donde  $\mathbf{D}$  es el vector de desplazamiento dado por  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ ;  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío,  $\mathbf{E}$  es el vector de campo eléctrico,  $\mathbf{P}$  es la polarización,  $\rho$  es la densidad de cargas libres,  $\mathbf{H}$  es el vector de campo magnético,  $\mu_0$  es la permeabilidad del vacío y  $\mathbf{J}$  es la densidad de corriente.

Si se considera que el medio no tiene cargas libres,  $\rho = 0$ , es no magnético y no conductor,  $\mathbf{J} = 0$ , haciendo un desarrollo algebraico en la que se aplica el rotacional a la ecuación (7) y se sustituye la ecuación (8),

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{H} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}, \quad (9)$$

se llega a la conocida ecuación que describe el comportamiento de una onda electromagnética:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (10)$$

donde se utilizó la identidad  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E} - \nabla^2 \mathbf{E})$  y  $c^2 = \frac{1}{\mu_0 \epsilon_0}$ .

Si se elige un cristal no lineal como medio de interacción y se considera que el vector de campo eléctrico incide paralelo a uno de los ejes del cristal, entonces puede demostrarse que la divergencia del campo es cero,  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ , y la ecuación anterior queda como

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (11)$$

Para resolver la ecuación se supone que la onda del campo electromagnético y la onda de polarización están compuestas por un conjunto de ondas monocromáticas propagándose en la dirección  $z$ . Para la descripción de un proceso paramétrico se requiere un conjunto de tres ondas planas y monocromáticas que corresponden a las ondas de bombeo, señal y acompañante:

$$\mathbf{E}(z, t) = \sum_{l=1}^3 \mathcal{E}_l(z) e^{i(k_l z - \omega_l t)} \hat{\mathbf{e}}_l + c.c. \quad (12)$$

donde  $\mathcal{E}_l(z)$  es la amplitud del campo, que en general es una cantidad compleja,  $\hat{\mathbf{e}}_l$  es el vector unitario de polarización de las ondas y  $k_l$  es la magnitud del vector de propagación de cada onda.

Y para la polarización

$$\mathbf{P}(z, t) = \mathbf{P}^{(1)}(z, t) + \mathbf{P}^{(NL)}(z, t), \quad (13)$$

donde el término lineal es

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(1)}(z, t) &= \sum_l \mathbf{P}^{(l)}(\mathbf{k}_l, \omega_l), \\ &= \epsilon_0 \sum_l^3 \bar{\chi}^{(1)}(\omega_l, \omega_l) \cdot \hat{\mathbf{e}}_l \mathcal{E}_l(z) e^{i(\omega_l t)} + c.c., \end{aligned} \quad (14)$$

donde  $\bar{\bar{\chi}}^{(1)}$  es el tensor de susceptibilidad lineal de rango dos.

Como la amplificación óptica paramétrica es un proceso no lineal de segundo orden, el término no lineal de la polarización queda

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(2)}(z, t) &= \epsilon_0 \sum_l \mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{k}_l, \omega_l), \\ &= \epsilon_0 \sum_{l=1} \sum_{n,m} \bar{\bar{\chi}}^{(2)} : \hat{\mathbf{e}}_n \hat{\mathbf{e}}_m \mathcal{E}_n \mathcal{E}_m e^{-i\omega_l t} e^{i(k_n+k_m)z}, \end{aligned} \quad (15)$$

donde  $\bar{\bar{\chi}}^{(2)}$  es la susceptibilidad del medio de segundo orden, representada por un tensor de rango tres.

El término de las derivadas espaciales de la ecuación (11) queda

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \sum_l \hat{\mathbf{e}}_l \left[ \frac{d^2 \mathcal{E}_l}{dz^2} + 2ik_l \frac{d\mathcal{E}_l}{dz} - k_l^2 \mathcal{E}_l \right] e^{i(k_l z - \omega_l t)} + c.c. \quad (16)$$

Tomando en cuenta que la variación de la amplitud conforme la onda se propaga a lo largo de la dirección  $z$  es muy pequeña, se puede hacer la aproximación SVEA (por sus siglas en inglés, *slowly varying envelope approximation*), esto significa que  $\frac{d^2 \mathcal{E}_l}{dz^2} \ll \left| k_l \frac{d\mathcal{E}_l}{dz} \right| \ll |k_l^2 \mathcal{E}_l|$ , por lo que se puede despreciar la segunda derivada y reescribir la ecuación anterior como

$$\nabla^2 \mathbf{E} \approx \sum_{l=1}^3 \hat{\mathbf{e}}_l \left[ 2ik_l \frac{d\mathcal{E}_l}{dz} - k_l^2 \mathcal{E}_l \right] e^{i(k_l z - \omega_l t)}. \quad (17)$$

Ahora, para la parte de las derivadas temporales de la ecuación (11):

$$\frac{1}{c^2} \frac{d^2 \mathbf{E}}{dt^2} + \mu_0 \frac{d^2 \mathbf{P}}{dt^2} = \frac{1}{c^2} \left[ \frac{d^2}{dt^2} \sum_l \mathcal{E}_l(z) e^{i(k_l z - \omega_l t)} \hat{\mathbf{e}}_l \right. \quad (18)$$

$$+ \frac{d^2}{dt^2} \sum_l \bar{\chi}^{(1)}(\omega_l; \omega_l) \mathcal{E}_l(z) e^{i(k_l z - \omega_l t)} \hat{\mathbf{e}}_l$$

$$+ \left. \frac{d^2}{dt^2} \sum_l \sum_n \sum_m \bar{\chi}^{(2)}(\omega_l; \omega_n, \omega_m) : \hat{\mathbf{e}}_n \hat{\mathbf{e}}_m \mathcal{E}_n \mathcal{E}_m e^{i(k_l z - \omega_l t)} + c.c. \right]$$

$$= - \sum_l \frac{\omega_l^2}{c^2} \mathcal{E}_l e^{i(k_l z - \omega_l t)} \hat{\mathbf{e}}_l - \sum_l \frac{\omega_l^2}{c^2} \bar{\chi}^{(2)}(\omega_l, \omega_l) \cdot \hat{\mathbf{e}}_l \mathcal{E}_l e^{i(k_l z - \omega_l t)}$$

$$- \sum_l \sum_n \sum_m \frac{\omega_l^2}{c^2} \bar{\chi}^{(2)}(\omega_l; \omega_n, \omega_m) : \hat{\mathbf{e}}_n \hat{\mathbf{e}}_m \mathcal{E}_n \mathcal{E}_m e^{i(k_l z - \omega_l t)} + c.c. \quad (19)$$

Igualando términos que oscilan a  $\omega_l$

$$\sum_l \left[ 2ik_l \frac{d\mathcal{E}_l}{dz} - k_l^2 \mathcal{E}_l \right] e^{i(k_l z - \omega_l t)} \hat{\mathbf{e}}_l + c.c. = - \frac{\omega_l^2}{c^2} \mathcal{E}_l \hat{\mathbf{e}}_l - \frac{\omega_l^2}{c^2} \bar{\chi}^{(1)}(\omega_l; \omega_l) \cdot \hat{\mathbf{e}}_l \mathcal{E}_l e^{i(k_l z - \omega_l t)} \quad (20)$$

$$- \sum_n \sum_m \frac{\omega_l^2}{c^2} \bar{\chi}^{(2)} : \hat{\mathbf{e}}_n \hat{\mathbf{e}}_m \mathcal{E}_n \mathcal{E}_m e^{i(k_l z - \omega_l t)} + c.c.$$

$$= - \frac{\omega_l^2}{c^2} \left[ \bar{\epsilon}(\omega_l; \omega_l) \cdot \hat{\mathbf{e}}_l \mathcal{E}_l e^{i(k_l z - \omega_l t)} \right]$$

$$+ \sum_n \sum_m \bar{\chi}^{(2)} : \hat{\mathbf{e}}_n \hat{\mathbf{e}}_m \mathcal{E}_n \mathcal{E}_m e^{i(k_l z - \omega_l t)}$$

donde  $\bar{\epsilon} = \bar{1} + \bar{\chi}^{(1)}(\omega_l; \omega_l)$ .

Sacando el producto punto por  $\hat{\mathbf{e}}_l^*$  y recordando que  $\hat{\mathbf{e}}_l^* \cdot \hat{\mathbf{e}}_l = 1$ , se obtiene

$$-k_l^2 \mathcal{E}_l e^{i(k_l z - \omega_l t)} + 2ik_l \frac{d\mathcal{E}_l}{dz} = - \frac{\omega_l^2}{c^2} \left[ \hat{\mathbf{e}}_l^* \cdot \bar{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{e}}_l \mathcal{E}_l e^{i(k_l z - \omega_l t)} \right. \quad (21)$$

$$\left. + \sum_n \sum_m \hat{\mathbf{e}}_l^* \cdot \bar{\chi}^{(2)} : \hat{\mathbf{e}}_n \hat{\mathbf{e}}_m \mathcal{E}_n \mathcal{E}_m e^{i(k_n + k_m - k_l)z} \right].$$

El término  $\hat{\mathbf{e}}_j^* \cdot \bar{\epsilon}(\omega_l; \omega_l) \hat{\mathbf{e}}_l$  corresponde al cuadrado del índice de refracción para  $\omega_l$ , con

lo cual la magnitud del vector de onda puede expresarse de la forma

$$\begin{aligned} k_l^2 &= \frac{\omega_l^2 n^2(\omega_l)}{c^2} \\ &= \frac{\omega_l^2}{c^2} \hat{\mathbf{e}}_l^* \cdot \bar{\bar{\epsilon}}(\omega_l; \omega_l) \cdot \hat{\mathbf{e}}_l, \end{aligned} \quad (22)$$

entonces

$$2ik_l \frac{d\mathcal{E}_l}{dz} = -\frac{\omega_l^2}{c^2} \sum \sum [\hat{\mathbf{e}}_l^* \cdot \bar{\bar{\chi}}^{(2)}(\omega_l; \omega_n \omega_m) : \hat{\mathbf{e}}_n \hat{\mathbf{e}}_m] \mathcal{E}_n \mathcal{E}_m e^{i(k_n + k_m - k_l)z}. \quad (23)$$

Definiendo un coeficiente no lineal efectivo dado por  $\chi_{ef}^{(2)} \equiv \hat{\mathbf{e}}_l^* \cdot \bar{\bar{\chi}}^{(2)}(\omega_l; \omega_n, \omega_m) : \hat{\mathbf{e}}_n \hat{\mathbf{e}}_m$ , entonces, la ecuación anterior puede reescribirse como

$$\frac{d\mathcal{E}_l}{dz} = \frac{i\omega_l}{2n_l c} \sum \sum \chi_{ef}^{(2)}(\omega_l; \omega_n, \omega_m) \mathcal{E}_n \mathcal{E}_m e^{iz(k_n + k_m - k_l)}, \quad (24)$$

donde  $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ .

De esta manera se obtiene el conjunto de **ecuaciones de ondas acopladas** que describe la transferencia de energía entre los campo señal, acompañante y bombeo:

$$\frac{d\mathcal{E}_s(z)}{dz} = \frac{i\omega_s}{2cn_1} \chi_{ef}^{(2)} \mathcal{E}_b(z) \mathcal{E}_a^*(z) e^{i\Delta k z}, \quad (25)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_a(z)}{dz} = \frac{i\omega_a}{2cn_a} \chi_{ef}^{(2)} \mathcal{E}_b(z) \mathcal{E}_s^*(z) e^{i\Delta k z}, \quad (26)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_b(z)}{dz} = \frac{i\omega_b}{2cn_b} \chi_{ef}^{(2)} \mathcal{E}_s(z) \mathcal{E}_a(z) e^{-i\Delta k z}, \quad (27)$$

donde  $\Delta k = k_b - k_s - k_a$ .

Cada ecuación describe la razón de cambio de la amplitud del campo a una cierta frecuencia con respecto a la distancia como función de las amplitudes a las otras dos frecuencias, y a la diferencia de fase entre la onda de polarización y la onda electromagnética (Shen (1984)). A través del acoplamiento no lineal, la energía puede ser transferida entre las ondas.

A continuación se describen algunas soluciones aproximadas para el conjunto de ecuaciones acopladas.

## 2.2 Solución particular a las ecuaciones acopladas

Una solución particular que sirve para ilustrar el caso de empatamiento de fases considera que sobre el cristal inciden las ondas de bombeo y señal y el acoplamiento es bajo, por lo que la amplitud del bombeo  $\mathcal{E}_b$  y de la señal  $\mathcal{E}_s$  no cambian apreciablemente a lo largo del cristal, de tal manera que al interactuar estas dos ondas que tienen frecuencias  $\omega_b$  y  $\omega_s$ , se genera una tercera onda con frecuencia  $\omega_a = \omega_b - \omega_s$ . Bajo estas suposiciones,  $\frac{d\mathcal{E}_b(z)}{dz} \approx 0$  y  $\frac{d\mathcal{E}_s(z)}{dz} \approx 0$ , por lo que la única ecuación que se necesita resolver es

$$\frac{d\mathcal{E}_a}{dz} = \frac{i\omega_a}{2cn_a} \chi_{ef}^{(2)} \mathcal{E}_b \mathcal{E}_s^* e^{i\Delta kz}. \quad (28)$$

Considerando un medio con longitud  $L$ , la solución a esta ecuación resulta ser

$$\mathcal{E}_a = \int_0^L \frac{i\omega_a}{2cn_a} \chi_{ef}^{(2)} \mathcal{E}_b \mathcal{E}_s^* e^{i\Delta kz} dz = \frac{i\omega_a}{2cn_a} \chi_{ef}^{(2)} \mathcal{E}_b \mathcal{E}_s^* \left[ L \frac{e^{i\Delta kL} \text{Sen}\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\Delta kL/2} \right]. \quad (29)$$

Dado que la intensidad es proporcional al cuadrado del campo, entonces

$$I_a \propto \left[ \frac{\omega_a}{2cn_a} \chi_{ef}^{(2)} \right]^2 I_s I_b L^2 \text{Sinc}^2 \left( \frac{\Delta kL}{2} \right). \quad (30)$$

La figura (5) muestra la gráfica de la función  $\text{Sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)$ , la cual muestra que cuando  $\Delta k = 0$ , entonces  $\text{Sinc}^2(0) = 1$  y se obtiene un máximo. Este es el caso de empatamiento de fases y la intensidad queda dada por

$$I_a \propto I_s I_b \left( \frac{\omega_a}{2cn_a} \right)^2 (\chi^{(2)} L)^2. \quad (31)$$

Esta ecuación describe que la intensidad crece con el cuadrado de la longitud del medio. El hecho de que  $\Delta k = 0$  significa que todas las ondas generadas en el medio están en fase y se obtiene interferencia constructiva.

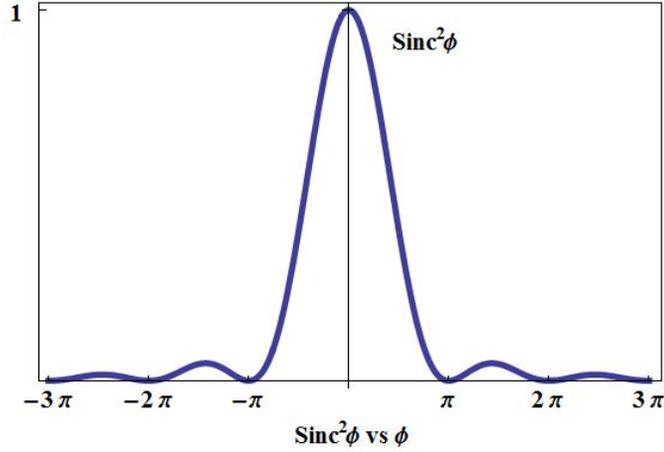


Figura 5. Intensidad de salida para el campo  $\mathcal{E}_a$ .

### 2.3 Solución general de las ecuaciones acopladas: Amplificación óptica paramétrica

Suponiendo ahora se permite que tanto la señal como la acompañante cambien conforme se propagan y que solo la amplitud de la onda se mantiene constante, quedan por resolver las ecuaciones para la señal (25) y acompañante (26). Haciendo un cambio de variable para los campos,  $A_a = \mathcal{E}_a \sqrt{n_a/\omega_a}$ , entonces el par de ecuaciones acopladas que queda por resolver se reescribe como

$$\frac{dA_s}{dz} = i\gamma A_b A_a^* e^{i\Delta k z}, \quad (32)$$

$$\frac{dA_a}{dz} = i\gamma A_b A_s^* e^{i\Delta k z}, \quad (33)$$

donde ahora la constante de acoplamiento es  $\gamma = \frac{\chi_{ef}^{(2)}}{2c} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_a \omega_b}{n_1 n_2 n_3}}$  y  $\Delta k = k_b - k_s - k_a$ .

La solución al sistema de ecuaciones queda dada por

$$A_s(z) = A_s(0) e^{-i\Delta k z} \left[ \text{Cosh}(gz) - \frac{i\Delta k}{b} \text{Senh}(gz) \right] - i\frac{g}{b} A_a^*(0) e^{-i\Delta k z} \text{Senh}(gz), \quad (34)$$

$$A_a(z) = A_a(0)e^{-i\Delta kz} \left[ \text{Cosh}(gz) - \frac{i}{b} \text{Senh}(gz) \right] + i\frac{g}{b} A_s^*(0)e^{-i\Delta kz} \text{Senh}(gz), \quad (35)$$

donde  $b = \sqrt{g^2 - (\Delta k)^2}$  y  $g = \gamma A_b(0)$ ; los términos  $A_s(0)$  y  $A_a(0)$  son las amplitudes de la señal y acompañante a la entrada del cristal, donde al menos una de éstas es diferente de cero.

Al considerar que el haz de bombeo no sufre pérdidas al pasar a través del medio y que además hay empatamiento de fases,  $\Delta k = 0$ , entonces las soluciones anteriores se reducen a

$$A_s(z) = A_s(0)\text{Cosh}(gz) + iA_a^*(0)\text{Senh}(gz), \quad (36)$$

$$A_a(z) = A_a(0)\text{Cosh}(gz) + iA_s^*(0)\text{Senh}(gz). \quad (37)$$

Considerando que para la onda acompañante la amplitud a la entrada del cristal es  $A_a(0) = 0$  y que la señal tiene un valor arbitrario  $A_s(0)$ , se puede calcular el cuadrado de la magnitud de la amplitud de la señal y acompañante:

$$|A_s(z)|^2 = |A_s(0)|^2 \text{Cosh}^2(gz), \quad (38)$$

$$|A_a(z)|^2 = |A_s(0)|^2 \text{Senh}^2(gz). \quad (39)$$

Ya que la intensidad es proporcional al cuadrado de la magnitud de la amplitud, entonces las ecuaciones anteriores (38) y (39) describen cómo aumenta la intensidad de la señal y acompañante conforme éstas se propagan por el medio. Aunque la intensidad crece sin límite con la longitud de interacción, como se observa en la figura (6), esto solo es válido si el bombeo se puede considerar aproximadamente constante a lo largo del medio. Si las intensidades de la señal y acompañante llegan a ser comparables con la de la onda de bombeo, el análisis que se ha presentado, que supone que no hay agotamiento del bombeo, deja de ser válido.

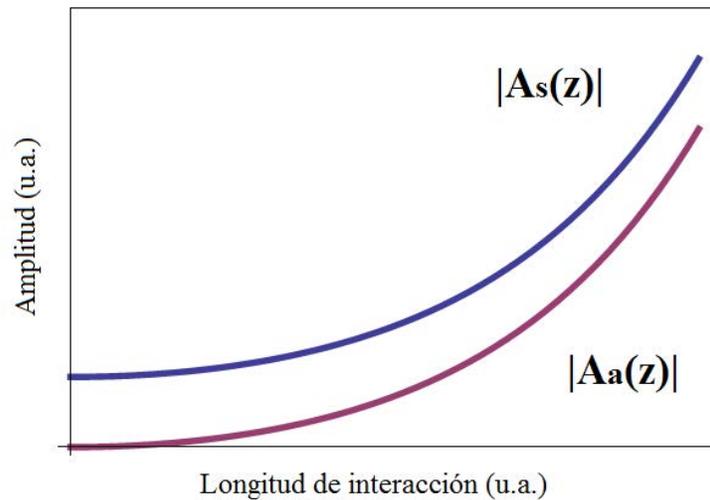


Figura 6. **Amplitud de las ondas señal y acompañante contra longitud de interacción.**

## 2.4 Características del niobato de litio

El niobato de litio,  $LiNbO_3$ , es un cristal uniaxial, birrefringente y ferroeléctrico. Este cristal pertenece al grupo puntual  $3m$ ; esto significa que tiene tres planos de simetría cada uno a  $120^\circ$  con respecto al otro, y que tiene tres coeficientes no lineales diferentes de cero e independientes. Se clasifica como trigonal y su celda unitaria puede ser una celda hexagonal o rombohédrica compuesta por iones de litio, niobio y oxígeno. El sistema coordinado utilizado para describir las propiedades físicas de este cristal es el sistema cartesiano  $x$ ,  $y$ ,  $z$  (Weis y Gaylord (1985)). El eje  $c$  del cristal (eje cristalográfico) está definido como la intersección de los planos de simetría y es paralelo al eje  $z$ . El eje  $x$  es perpendicular al eje  $c$  y paralelo a uno de los tres planos especulares. En la Figura(7) se ilustra la estructura cristalina de este cristal y en la figura (8) se muestra la orientación de los ejes principales  $x$ ,  $y$  y  $z$ .

La birrefringencia de un material está definida como la diferencia entre su índice extraordinario y ordinario ( $n_e - n_o$ ). El niobato de litio posee una birrefringencia negativa, esto significa que su índice de refracción extraordinario es menor que su índice de refracción



antiparalelos, y por eso se llaman paredes  $180^\circ$  (Wojdel y Íñiguez (2014)). La dirección de  $\mathbf{P}_s$  puede cambiarse aplicando un campo externo por encima del valor umbral relacionado con el campo coercivo.

El fenómeno de ferroelectricidad se observa dentro de un cierto intervalo de temperatura, limitado por la temperatura de Curie, por arriba de la cual se pierde la propiedad ferroeléctrica y el material se comporta como un dieléctrico común (paraeléctrico).

En materiales ferroeléctricos, el coeficiente no lineal de segundo orden es proporcional al tensor de orden tres y a la polarización espontánea, de acuerdo con la ecuación (DiDomenico (1969)):

$$\bar{\bar{\chi}}^{(2)} \propto \bar{\bar{\chi}}^{(3)} \cdot \mathbf{P}_s. \quad (40)$$

De aquí se observa que al cambiar la polarización espontánea se cambia también la susceptibilidad de segundo orden. En particular, si se invierte el sentido de  $\mathbf{P}_s$  los signos de los elementos del tensor  $\bar{\bar{\chi}}^{(2)}$  también se invierten sin cambiar sus magnitudes. Al invertir la orientación de la polarización por  $180^\circ$  cada longitud de coherencia, los elementos de  $\bar{\bar{\chi}}^{(2)}$  también cambian; esto implica que la fase de las ondas cambia también, logrando una interferencia constructiva, lo cual ayuda a implementar la técnica de cuasi empatamiento de fases.

Muchas de las propiedades del niobato de litio dependen fuertemente de su estequiometría, esto es, de qué tan cercana a uno es la razón de las concentraciones de litio y niobio. El medio de ganancia utilizado en este trabajo de tesis consiste en una oblea de niobato de litio con una composición estequiométrica congruente, dada por  $\text{Li/Nb}=0.946$ . Las características como el coeficiente de absorción, índice de refracción, temperatura de

Curie y campo coercivo dependen de esta razón. En el caso congruente la temperatura de Curie es  $\sim 1100$  °C, su campo coercivo es de  $\sim 21$  kV/mm y su coeficiente de expansión térmica es de  $\alpha_{\perp} = 15.4 \times 10^{-6}/\text{C}$ . El índice de refracción extraordinario está dado por la ecuación

$$n_e^2 = a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2} + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2, \quad (41)$$

que es una ecuación de Sellmeier que toma en consideración dos resonancias en el ultravioleta y otra en el infrarrojo lejano (Jundt (1997)). Los valores de los coeficientes son  $a_1 = 5.35583$ ,  $a_2 = 0.100473$ ,  $a_3 = 0.20692$ ,  $a_4 = 100$ ,  $a_5 = 11.34927$ ,  $a_6 = 1.5334 \times 10^{-2}$ ,  $b_1 = 4.692 \times 10^{-7}$ ,  $b_2 = 3.862 \times 10^{-8}$ ,  $b_3 = -0.89 \times 10^{-8}$ ,  $b_4 = 2.657 \times 10^{-5}$  y  $f = (T - 24.5)(T + 520.82)$ , las unidades de  $\lambda$  y de T son micras y grados centígrados, respectivamente.

#### 2.4.1 Susceptibilidad no lineal efectiva del LiNbO<sub>3</sub>

Como se vio anteriormente, la constante de acoplamiento entre las ondas depende de la no linealidad efectiva que es un escalar, y está dada por

$$\chi_{ef}^{(2)} = \hat{\mathbf{e}}_b^* \cdot \bar{\bar{\chi}}^{(2)}(\omega_b; \omega_s, \omega_a) : \hat{\mathbf{e}}_s \hat{\mathbf{e}}_a, \quad (42)$$

donde  $\hat{\mathbf{e}}_b$ ,  $\hat{\mathbf{e}}_s$ ,  $\hat{\mathbf{e}}_a$  son vectores unitarios que corresponden a los estados de polarización del bombeo, señal y acompañante respectivamente, y  $\bar{\bar{\chi}}^{(2)}(\omega_b; \omega_s, \omega_a)$  es el tensor no lineal de orden 2 correspondiente a las frecuencias de estas ondas. En principio, el orden en que aparecen estos vectores unitarios podría cambiar el valor de  $\chi_{ef}^{(2)}$  al cambiar el orden en que aparecen los vectores unitarios, pero si las tres frecuencias están lejos de una resonancia del material (poca absorción), lo cual es el caso de esta tesis, el orden de los subíndices no es importante (conjetura de Kleinman) (Sutherland (2003)).

Como el niobato de litio pertenece al grupo puntual 3m, los únicos elementos del tensor  $\bar{\bar{\chi}}^{(2)}$  diferentes de cero son  $\chi_{xxz}^{(2)} = \chi_{xxz}^{(2)} = \chi_{zxx}^{(2)} = \chi_{zyy}^{(2)} = \chi_{yyz}^{(2)} = \chi_{yyz}^{(2)}$ , que en notación

compacta se conocen como  $\chi_{31}^{(2)}$ ;  $\chi_{xyx}^{(2)} = \chi_{xxy}^{(2)} = \chi_{yxx}^{(2)} = -\chi_{yyy}^{(2)}$ , que en notación compacta es  $\chi_{22}^{(2)}$  y  $\chi_{zzz}^{(2)} = \chi_{33}^{(2)}$ .

En el niobato de litio, el elemento del tensor de mayor magnitud es  $|\chi_{33}^{(2)}| \approx 27 \times 10^{-12} m/V$ ; la magnitud de los otros elementos es aproximadamente tres veces menor.

En el trabajo presentado en esta tesis las tres ondas tienen polarización extraordinaria, por lo que  $\hat{\mathbf{e}}_b = \hat{\mathbf{e}}_s = \hat{\mathbf{e}}_a = \hat{\mathbf{z}}$ , y la susceptibilidad efectiva  $\chi_{ef}^{(s)}$  se reduce a

$$\begin{aligned} \chi_{ef}^{(2)} &= \hat{\mathbf{z}} \cdot [(\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{z}} + \hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{z}})\chi_{31}^{(2)} \\ &+ (\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{x}} + \hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{y}} + \hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{x}}\hat{\mathbf{x}} - \hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{y}}\hat{\mathbf{y}})\chi_{22} + \hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{z}}\chi_{33}] : \hat{\mathbf{z}}\hat{\mathbf{z}} \\ &= \chi_{33}^{(2)}. \end{aligned} \tag{43}$$

Así, cuando los tres haces tienen polarización extraordinaria se utiliza la mayor no-linealidad posible en el niobato de litio,  $\chi_{33}$ . Sin embargo, si todas las ondas tienen el mismo estado de polarización es imposible obtener empatamiento de fases, debido a que los índices de refracción son diferentes para cada uno. Para poder utilizar  $\chi_{33}$  es necesario utilizar la técnica de cuasiempatamiento de fases, la cual se describe en detalle a continuación.

## 2.5 Cuasi empatamiento de fases (QPM)

La idea del cuasi empatamiento consiste en tener un material periódicamente polarizado, como se muestra en la figura (9), de tal manera que uno de los ejes del cristal (eje  $c$  de un material ferroeléctrico) se invierta periódicamente como función de la posición. Esta inversión tiene como consecuencia que el signo de la no linealidad también se invierta (Boyd (2007)).

En la gráfica (a) de la figura (10) se muestra que en el caso de empatamiento de

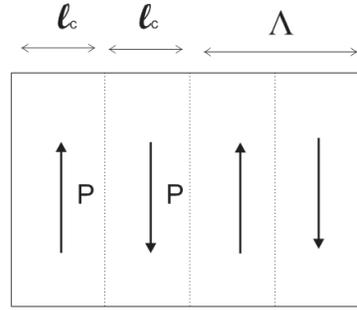


Figura 9. **Material periódicamente polarizado.**

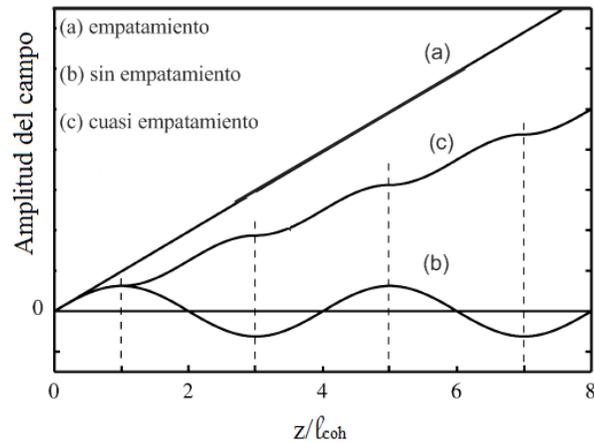


Figura 10. **Variación espacial de la amplitud del campo de una onda generada debido a una interacción no lineal con (a) empatamiento de fase, (b) sin empatamiento de fases y (c) cuasi empatamiento de fases.**

fases, la magnitud del campo generado crece linealmente con la distancia de propagación. Sin empatamiento de fases, la amplitud del campo de la onda generada oscila conforme aumenta la distancia de propagación, que es el caso (b) de la figura. En el caso del cuasi empatamiento de fases, caso (c), cada vez que la amplitud del campo generado empieza a decrecer, como consecuencia del desempatamiento de fases, se cambia el signo de la no linealidad, permitiendo que la amplitud del campo siga creciendo de manera monotónica.

Para describir el cuasi empatamiento de fases es necesario obtener una función que describa la dependencia espacial del coeficiente no lineal. Reescribimos las ecuaciones acopladas (25) a (27), tomando en cuenta ahora que la no linealidad  $\chi^{(2)}$  depende de  $z$ :

$$\frac{d\mathcal{E}_s(z)}{dz} = i \frac{\omega_s}{2cn_s} \chi^{(2)}(z) \mathcal{E}_b(z) \mathcal{E}_a^*(z) e^{i\Delta kz}, \quad (44)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_a(z)}{dz} = i \frac{\omega_a}{2cn_a} \chi^{(2)}(z) \mathcal{E}_b(z) \mathcal{E}_s^*(z) e^{i\Delta kz}, \quad (45)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_b(z)}{dz} = i \frac{\omega_b}{2cn_b} \chi^{(2)}(z) \mathcal{E}_s(z) \mathcal{E}_a(z) e^{-i\Delta kz}. \quad (46)$$

Como ya se había mencionado al principio, la dinámica de un proceso no lineal puede pensarse como un resultado de la interferencia de ondas inducidas. El intervalo de distancia en el medio donde todas las ondas generadas dentro de este intervalo interfieren de manera constructiva se conoce como longitud de coherencia ( $l_c$ ). La longitud de coherencia está dada por la expresión

$$l_c = \frac{\pi}{|\Delta k|}. \quad (47)$$

Inviertiendo la fase de las ondas cada distancia  $l_c$ , se tiene interferencia constructiva para una longitud del cristal mayor que la longitud de coherencia. Por lo tanto, la técnica de cuasi empatamiento de fases corrige, a intervalos regulares a lo largo de la longitud de interacción, la fase de las ondas generadas en el medio al cambiar el signo de la no linealidad.

De acuerdo con la definición de longitud de coherencia, ecuación (47), y con la condición de empatamiento de fases, la condición de cuasi empatamiento de fases estará dada por

$$|k_p - k_s - k_a| = \frac{\pi}{l_c}, \quad (48)$$

o de manera equivalente,

$$\left| \frac{n_b}{\lambda_b} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} \right| = \frac{1}{\Lambda}, \quad (49)$$

donde  $\Lambda = 2l_c$  es la periodicidad de inversión de la polarización espontánea  $\mathbf{P}_s$ .

Para obtener simultáneamente  $n$  longitudes de onda señal con acompañante se debe determinar la periodicidad adecuada para el  $n$ -ésimo proceso, de acuerdo con la ecuación

anterior.

De las ecuaciones de onda acopladas, se sabe que la variación espacial del campo generado está dada por la ecuación (44), bajo la aproximación de que los campos de bombeo y acompañante son constantes a lo largo del medio ( $\mathcal{E}_b \approx \text{constante}$  y  $\mathcal{E}_a \approx \text{constante}$ ), la solución a esta ecuación está dada por

$$\mathcal{E}_s = i \frac{\omega_s}{cn_s} \mathcal{E}_b \mathcal{E}_a^* \int_0^L \chi^{(2)}(z) e^{i\Delta k z} dz. \quad (50)$$

Fuera del medio no lineal, la no linealidad es cero, por lo que los límites pueden cambiarse por  $\pm\infty$ ,

$$\mathcal{E}_s \propto \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(z) e^{i\Delta k z} dz. \quad (51)$$

Esta ecuación describe que la amplitud del campo es proporcional a la transformada de Fourier de la no linealidad  $\chi^{(2)}(z)$ . Esto resulta muy importante pues la generación de la frecuencia correspondiente a  $E_s$  ocurrirá cuando la no linealidad del medio contenga una componente de Fourier a la frecuencia espacial  $\Delta k$  adecuada para el proceso; entre mayor sea la magnitud de ésta, mayor será la eficiencia de conversión.

Para generar más de un proceso no lineal en el mismo medio con una alta eficiencia de conversión para cada defasamiento  $\Delta k_j$ , se debe encontrar una estructura tal que las componentes de Fourier

$$\chi^{(2)}(\Delta k_j) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(z) e^{\Delta k_j z} dz \quad (52)$$

sean lo suficientemente grandes para que cada proceso se genere.

Considerando nuevamente que el campo de bombeo es muy intenso, de tal manera que  $|\mathcal{E}_b| \gg |\mathcal{E}_s|$  y  $|\mathcal{E}_a|$ , de la ecuación (51) se ve que el acoplamiento entre  $\mathcal{E}_s$  y  $\mathcal{E}_b$  será más fuerte si la no linealidad está dada por

$$\chi^{(2)}(z) = |\chi^{(2)}| e^{-i\Delta k z} \equiv \chi_{ideal}^{(2)}(z). \quad (53)$$

Esta ecuación implica que la no linealidad que se quisiera tener debe ser una cantidad compleja y espacialmente variable. En la práctica no es posible tener esta  $\chi_{ideal}^{(2)}$ , pero puede obtenerse una no linealidad que pueda aproximarse a la dada en la ecuación anterior.

La variación espacial puede lograrse al utilizar materiales ferroeléctricos. La capacidad de cambiar la dirección de polarización localmente y mantener una estructura con un signo alternado de estados de polarización modifica las propiedades tensoriales del material y por lo tanto se puede tener una ecuación muy similar a la ecuación (53), de la forma:

$$\chi^{(2)}(z) = |\chi^{(2)}| \text{Sgn}[\text{Re}[e^{-i\Delta kz}]] = |\chi^{(2)}| \text{Sgn}[\text{Cos}(\Delta kz)]. \quad (54)$$

Esta ecuación describe una onda cuadrada que tiene la misma periodicidad que la ecuación de  $\chi_{ideal}^{(2)}$ , pues  $\Delta k = 2\pi/\Lambda$ . La ecuación (53) es proporcional a la primera componente de la serie de Fourier de la ecuación (54), por lo que obviamente la componente de Fourier  $\chi^{(2)}(\Delta k)$  dada en la ecuación (52) es alta (M. y Cudney (2011)).

De la misma manera, si se desean obtener dos procesos no lineales,  $A$  y  $B$ , con la misma estructura de dominios, que es el objetivo de esta tesis, idealmente la no linealidad debería estar dada por

$$\chi_{ideal}^{(2)}(z) = \chi_{33}^{(2)} [e^{-i\Delta k_1 z} + e^{-i\Delta k_2 z}], \quad (55)$$

donde  $\Delta k_1$  y  $\Delta k_2$  son los desempatamientos de las magnitudes de vectores de onda para los procesos  $A$  y  $B$ . De manera análoga, como en la realidad esto no se puede lograr, se propone utilizar una estructura de dominio dada por

$$\chi^{(2)}(z) = \chi_{33}^{(2)} \text{Sgn}[\text{Cos}\Delta k_1 z + \text{Cos}\Delta k_2 z], \quad (56)$$

la cual contiene las componentes de Fourier adecuadas para obtener ambos procesos no lineales.

La figura (11) muestra la gráfica de la variación espacial que la no linealidad debería tener de manera ideal y la que se logra experimentalmente en un cristal ferroeléctrico.

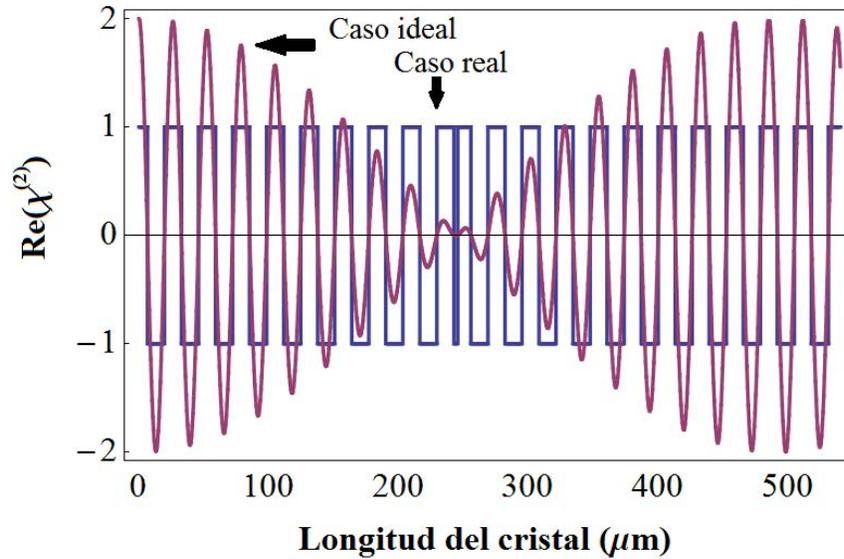


Figura 11. Variación espacial de la no linealidad.

Como ejemplo, la figura (12) muestra las transformadas de Fourier de una estructura calculada utilizando la ecuación (56), donde se han introducido valores de  $\Delta k_1$  y  $\Delta k_2$  correspondientes a las adecuadas para generar señales a 1.40 y 1.39  $\mu\text{m}$  en niobato de litio aperiódicamente polarizado, las que a su vez corresponden a periodicidades de 26.93  $\mu\text{m}$  y 26.62  $\mu\text{m}$ , respectivamente.

La figura (12 a) muestra la transformada de Fourier completa obtenida mediante la FFT (fast Fourier transform) de una estructura de 35 mm de largo y con una resolución de 100 nm. Se observa que aparecen cinco grupos de máximos, siendo el mayor aquel con  $\Delta k \propto 37 \times 10^3 \mu\text{m}^{-1}$ . La figura (12 b) muestra un acercamiento a este grupo, donde claramente se observan dos componentes grandes, entre 37 y 38  $\mu\text{m}$ , los cuales corresponden a las periodicidades buscadas.

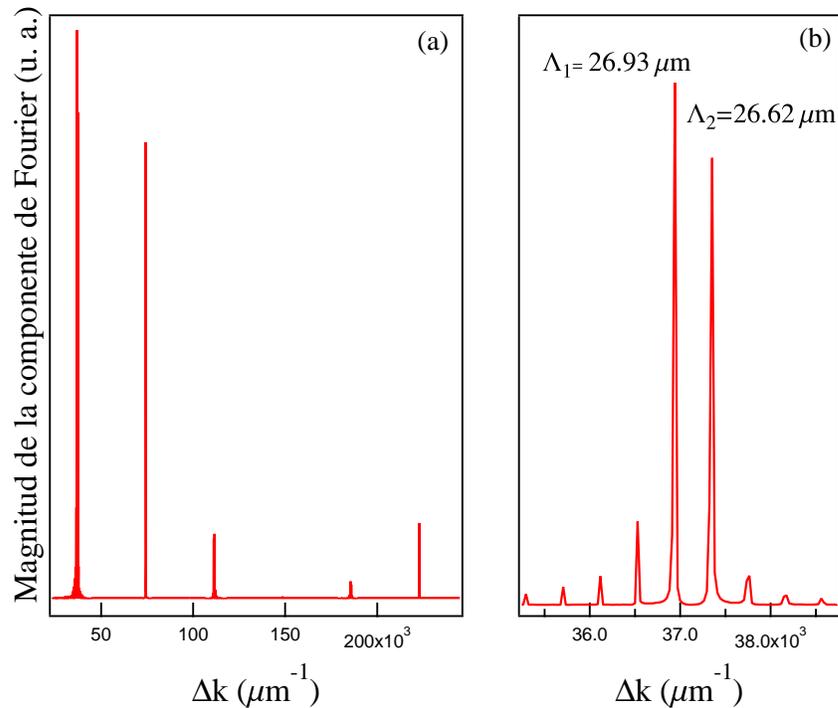


Figura 12. Magnitud de la componente de Fourier de la estructura de dominios propuesta. (a) Espectro completo. (b) Acercamiento a las periodicidades buscadas.

## 2.6 Oscilador óptico paramétrico

Al colocar un medio no lineal en el que se producen los efectos paramétricos de generación y amplificación al ser bombeado por una fuente láser, dentro de una cavidad resonante, se tiene un oscilador óptico paramétrico (OPO).

Hay dos tipos de resonadores para los que se diseñan los OPO's. Uno es un resonador simple en el cual los espejos son altamente reflejantes para una de las dos ondas generadas, ya sea señal o acompañante, y se llama OPO sencillamente resonante. Otro, es un resonador cuyos espejos son altamente reflejantes para las dos ondas generadas, que se llama doblemente resonante. En este trabajo de tesis se diseñó un OPO sencillamente resonante a las longitudes de onda de la señal, ya que estos osciladores son más estables, como se discute a continuación.

Ambos diseños de los osciladores ofrecen ciertas ventajas dependiendo de la manera en la que se deseen usar. Por ejemplo, un oscilador doblemente resonante tienen un umbral de oscilación muy bajo pero no es estable, pues además de que se debe cumplir la condición de empatamiento de fases, también debe satisfacerse la condición de que la cavidad haga resonar tanto la frecuencia de la señal como de la acompañante. Ligeras variaciones en la temperatura o longitud de onda de la fuente de bombeo implica que la estabilidad se pierda. Por el contrario, los OPO's sencillamente resonantes son muy estables aunque tienen un umbral de oscilación alto.

La elección de la fuente de bombeo del OPO dependen de la manera en la que se desee operar éste. Para operación continua, la fuente de bombeo puede ser un láser continuo de estado sólido. Para operación pulsada, la fuente de bombeo usualmente es un láser de Nd:YAG con Q-switching que emite pulsos del orden de nanosegundos con energías por pulso de micro o milijoules en la región del infrarrojo cercano. Los OPO's que emiten pulsos ultra cortos necesitan como fuente de bombeo un láser de modos anclados.

La operación del OPO que aquí se reporta es en modo pulsado. La fuente de bombeo utilizada en este trabajo fue un láser pulsado de Nd:YAG que emite pulsos de 14 ns de duración (FWHM), a una longitud de onda de  $1.064 \mu\text{m}$ , y se diseñó un OPO de resonador simple con espejos altamente reflejantes a las dos señales generadas en el cristal, como se ilustra en la figura (13).

La eficiencia de conversión de un resonador simple se define como la razón de la energía de la señal a la del bombeo:

$$\eta = \frac{E_s}{E_b}. \quad (57)$$

Se puede demostrar que la eficiencia de conversión está dada por (Orozco Arellanes

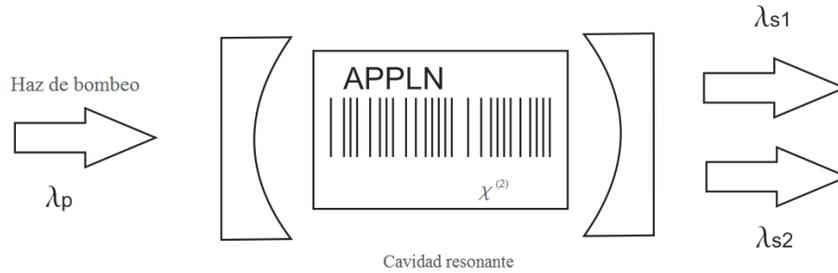


Figura 13. **Oscilador óptico paramétrico con cavidad resonante simple que emite las ondas de la señal.**

(2003)):

$$\eta = \frac{\lambda_b}{\lambda_s} \left( \frac{(1 - R_f)(1 - R_2)}{1 - (1 - R_f)^4 R_2 R_2} \right), \quad (58)$$

donde  $R_f$  es el cuadrado del coeficiente de la reflexión de Fresnel dado por  $R_f = \left(\frac{n_s - n}{n_s + n}\right)^2$ ,  $R_1$  y  $R_2$  son las reflectividades de los espejos,  $n_s$  es el índice de refracción del medio no lineal, y  $n$  es el índice de refracción del aire. Considerando para el experimento de tesis que las longitudes de onda de la señal están en el intervalo de  $1.36 - 1.40 \mu m$  y que los índices de refracción corresponden a  $n_e = n_s = 2.12$  y que la reflectancia de los espejos usados  $R_1 = R_2 = 0.9$ , la eficiencia de conversión esperada de los procesos a generar es de  $\eta \approx 0.12$ .

En el siguiente capítulo se describe el desarrollo experimental llevado a cabo para el diseño, construcción y operación del oscilador óptico paramétrico.

## Capítulo 3

### Desarrollo experimental

En el experimento se utilizó como fuente de bombeo un láser de Nd:YAG con Q-switching ( $\lambda = 1.064 \mu m$ ), que emite pulsos de aproximadamente 14 ns de duración a una tasa de repetición de 5 Hz. El medio no lineal utilizado fue un cristal de niobato de litio aperiódicamente polarizado, hecho de una oblea de niobato de litio de composición congruente (no estequiométrico) de 0.5 mm de grosor. Para las dos longitudes de ondas que se desean generar se calcularon las periodicidades necesarias de acuerdo con la ecuación (49), reescrita aquí de la forma

$$\Lambda_{1,2} = \left[ \frac{n_{eb}}{\lambda_b} - \frac{n_{es}}{\lambda_s} - \frac{n_{ea}}{\lambda_a} \right]^{-1}. \quad (59)$$

Ya que se desea utilizar el elemento  $\chi_{33}$  del tensor no lineal, las tres ondas deben tener polarización extraordinaria, por lo que los índices de refracción  $n_{eb}$ ,  $n_{es}$  y  $n_{ea}$  son los índices extraordinarios correspondientes al bombeo, señal y acompañante, respectivamente. Estos valores se calcularon usando la ecuación (41) a temperatura ambiente.

En la gráfica (a) de la figura (14) se muestra la curva de sintonización de la señal y la acompañante obtenida suponiendo una longitud de onda de bombeo de 1.064  $\mu m$ , en función de la periodicidad de la inversión de la polarización espontánea, y en (b) de la misma gráfica se muestra un acercamiento de esta curva que solamente muestra la longitud de onda de la señal en el intervalo de interés. Como se puede apreciar de la figura, para generar señales alrededor de 1.4  $\mu m$  es necesario usar periodicidades entre 26 y 27  $\mu m$ .

Se diseñaron cuatro rejillas aperiódicas con diferentes pares de longitudes de onda

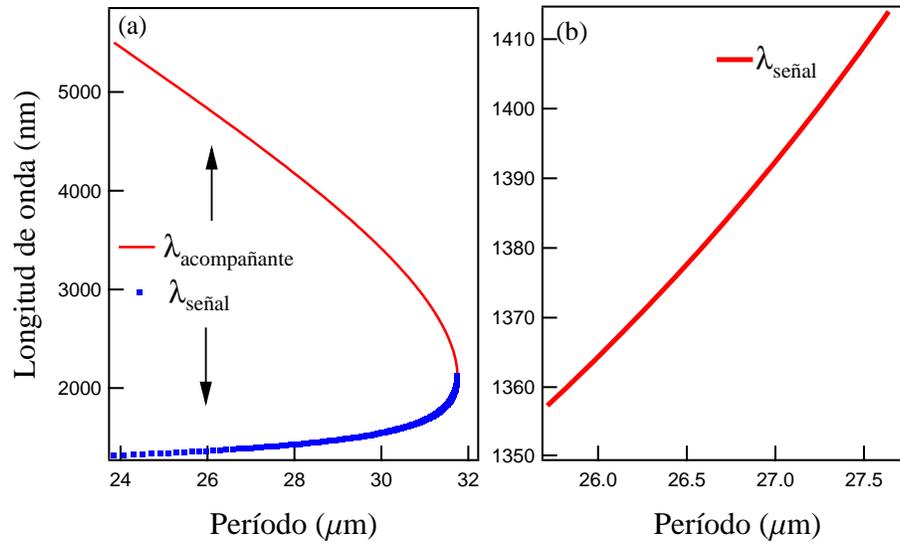


Figura 14. Longitud de onda de emisión contra periodicidad para OPG en niobato de litio. (a): Curva de sintonización dentro del intervalo de transparencia del niobato de litio; (b): Acercamiento para señales cercanas a 1.4  $\mu\text{m}$ . Longitud de onda de bombeo: 1.064  $\mu\text{m}$ . Temperatura: ambiente.

señal; en todos estos pares una de las longitudes de onda se mantuvo constante (1.40  $\mu\text{m}$ ) y la otra se varió. Las longitudes de onda escogidas y las periodicidades requeridas se muestran en la Tabla 1.

Tabla 1. Datos de periodicidades grabadas en el cristal.

$\Delta\nu$ (THz)	$\lambda_s$ ( $\mu\text{m}$ )	$\lambda_i$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )
1.5	1.40	4.43	26.93
	1.39	4.53	26.62
3	1.40	4.43	26.93
	1.38	4.64	26.28
4.7	1.40	4.43	26.93
	1.37	4.33	25.92
6.3	1.40	4.43	26.93
	1.36	4.6	25.53

Se diseñó el cristal para que emitiera a estas longitudes de onda por varias razones. Primero, porque el motivo principal de esta fuente era su uso para generar radiación de terahertz por resta de frecuencias era importante que las longitudes de onda coincidieran con las apropiadas para este fin. El cristal *DAST* trabaja más eficientemente justamente en esta región del espectro (Schneider Arno. y Peter. (2006)). Segundo, porque era necesario que la longitud de onda del haz acompañante se localizara dentro de la zona de transparencia del niobato de litio, por lo que la longitud de onda del haz acompañante no podía ser mayor a  $5 \mu\text{m}$ , como puede verse en la figura (15). Finalmente, porque el ancho de banda que se puede obtener a estas longitudes de onda es angosto, lo que se explicará en detalle más adelante.

Cada estructura de dominios calculada se transfirió a una mascarilla hecha de película fotográfica de alta resolución (película holográfica), y posteriormente, mediante técnicas fotolitográficas, se transfirió esta información a un cristal de niobato de litio. Estos procedimientos se realizaron siguiendo técnicas bien conocidas en el grupo de trabajo, que están reportadas de manera detallada en (Cudney R.S. (2002))y que a continuación se describen de manera breve.

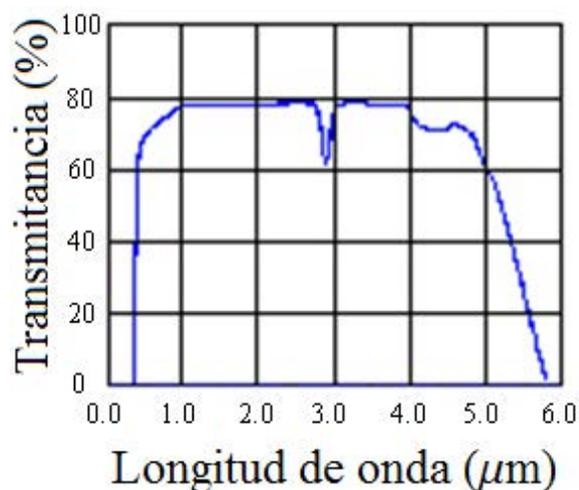


Figura 15. Rango de transparencia del niobato de litio.

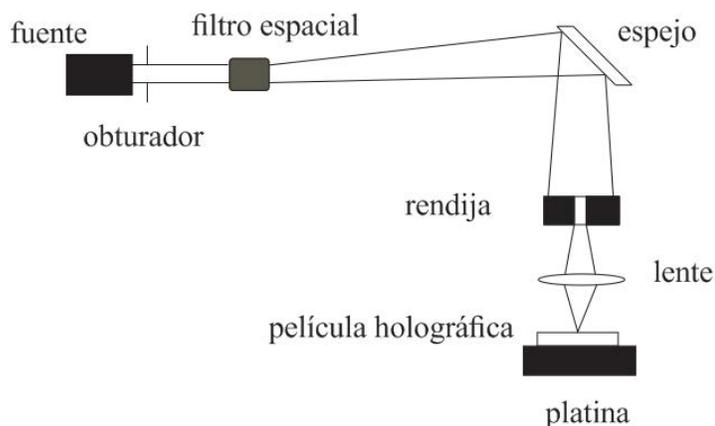


Figura 16. Esquema de la grabación de la estructura aperiódica en la placa holográfica. Un haz expandido por un filtro espacial ilumina la rendija y la lente forma la imagen sobre la película holográfica.

**Fabricación de la mascarilla.** Usando un filtro espacial se expande un haz proveniente de un láser ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ , longitud de onda a la que la película holográfica es sensible) y se ilumina una rendija. Delante de la rendija está colocada una lente que se encarga de formar su imagen sobre la placa holográfica, como se ilustra en la figura (16). La placa se coloca sobre una platina que se desplaza lateralmente para así ir formando un patrón de franjas opacas y transparentes. El desplazamiento de la platina, la abertura de la rendija y el tiempo de obturación están controlados mediante una computadora.

**Grabado fotolitográfico.** Para transferir el patrón de franjas de la mascarilla al cristal, primero se deposita una capa de fotorresina de aproximadamente  $2 \mu\text{m}$  de grosor sobre la oblea de niobato de litio. Se coloca la mascarilla sobre la capa de fotorresina y se expone a luz ultravioleta y se revela, obteniéndose un patrón de escalones de fotorresina en donde las regiones expuestas a la radiación UV son removidas y en las regiones que no quedaron expuestas la fotorresina se mantiene, como se muestra en la figura (17) (a).

**Formación de dominios ferroeléctricos.** El patrón de fotorresina grabado funciona como electrodos para realizar la formación de los dominios. Ambas superficies del cristal de niobato de litio se sumergen en una solución electrolita; una de las superficies es aterrizada y la otra expuesta a alto voltaje,  $V$ . Cuando  $V \geq dE_c$ , siendo  $d$  el espesor del cristal, el campo eléctrico induce la nucleación de dominios en la superficie donde se encuentra la fotorresina; estos dominios se propagan hacia la otra superficie y luego crecen lateralmente. Este proceso se ilustra en la figura (18). Una vez que se alcanza el valor de la carga requerido el voltaje disminuye a cero. La imagen (b) de la figura (17) muestra la apariencia del cristal después de la inversión, visto a través de un microscopio y usando dos polarizadores cruzados.

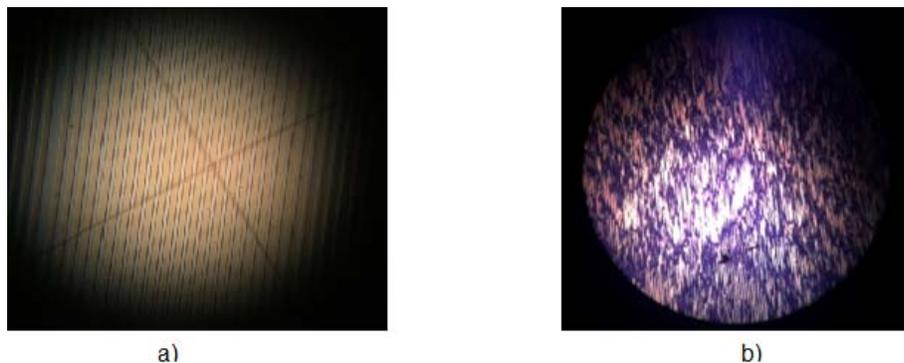


Figura 17. Imágenes experimentales de: (a) Grabado de fotorresina sobre el cristal, se puede observar la aperiodicidad en las franjas. (b) La inversión de dominios ferroeléctricos causa esfuerzos en el cristal que resultan apreciables al observar el cristal usando dos polarizadores cruzados.

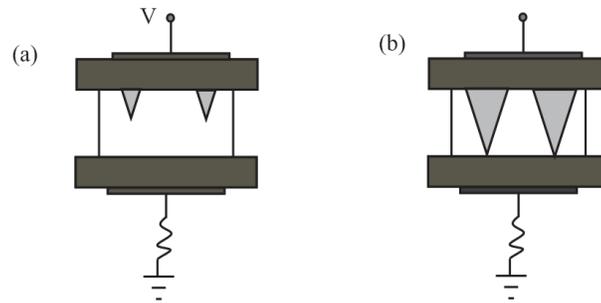


Figura 18. **Crecimiento de los dominios en un cristal ferroeléctrico. (a) Nucleación de los dominios al aplicar un campo eléctrico. (b) Los dominios se propagan hacia el otro extremo de la cara y crecen aumentando su tamaño lateral.**

**Acabado del cristal.** Después de haber hecho la inversión, el cristal se hornea a  $150\text{ }^{\circ}\text{C}$  por una hora para eliminar los esfuerzos internos producidos por la inversión de dominios, se corta, se esmerila y se pulen las caras por las que se propagará el haz de bombeo. Finalmente, se deposita una película antirreflejante en cada una de estas caras para minimizar las pérdidas por reflexiones.

### 3.1 Diseño de la cavidad

Una vez que está listo el cristal se coloca dentro de la cavidad resonante. Esta cavidad consta de dos espejos con un radio de curvatura de 100 mm cuya reflectancia es de 90% para longitudes de onda en el intervalo  $1.360\mu\text{m} < \lambda < 1.64\ \mu\text{m}$ . Para aumentar la eficiencia de conversión de bombeo a señal, la cavidad se hizo lo más corta posible, aproximadamente de 4 cm de largo dado que el cristal mide 3.5 cm. Para controlar la intensidad incidente se utilizó una placa  $\lambda/2$  y un polarizador Glan-Thompson, como se muestra en la figura (19). El cristal se colocó en una base que permitiera el desplazamiento de una rejilla a otra.

Para que el proceso de conversión a las longitudes de onda deseadas sea eficiente, el haz debe mantenerse aproximadamente colimado a lo largo de toda la rejilla aperiódica; esto corresponde al doble de la distancia de Rayleigh del haz de bombeo. Además, debido al

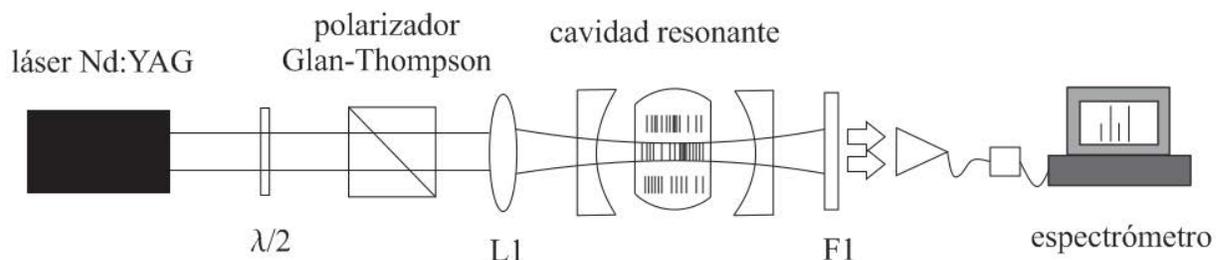


Figura 19. Diagrama experimental del OPO. También se muestra el arreglo usado para determinar la longitud de onda de emisión.

grosor tan pequeño del cristal ( $500 \mu\text{m}$ ), si el haz de bombeo no se enfoca de una manera óptima, los bordes del cristal no dejarán entrar a todo el haz, induciendo así pérdidas grandes, además de poner en riesgo al cristal de ser quemado por el haz de bombeo. Para lograr esto, es necesario enfocar el haz de bombeo mediante una lente con una distancia focal adecuada. Considerando que el haz de bombeo tiene un factor de calidad espacial,  $M^2 = 5$ , un radio de  $1.5 \text{ mm}$ , y que el índice de refracción para la longitud de onda de bombeo es de  $n_e = 2.13$ , se simuló el diseño de la cavidad usando el programa *Laser cavity simulator* variando la distancia focal de la lente. La figura (20) muestra el diseño de la cavidad y la figura (21) muestra la predicción teórica de los radios del haz de bombeo y del haz que se genera dentro de la cavidad suponiendo una lente de  $100 \text{ mm}$  de distancia focal. Se observa que con esta distancia focal tanto el haz de bombeo como el haz que se genera se mantienen dentro del cristal, por lo cual se usó una lente de esa distancia focal en el arreglo, el cual se muestra en la figura (19).

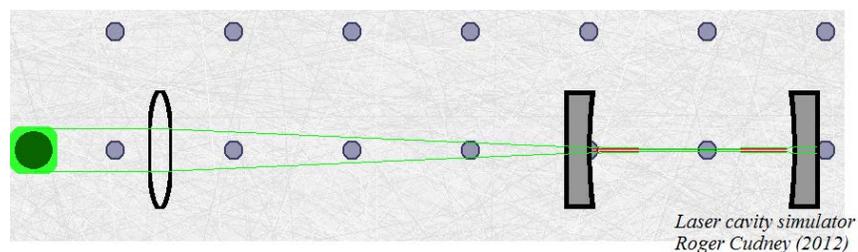


Figura 20. Simulación de la cavidad.

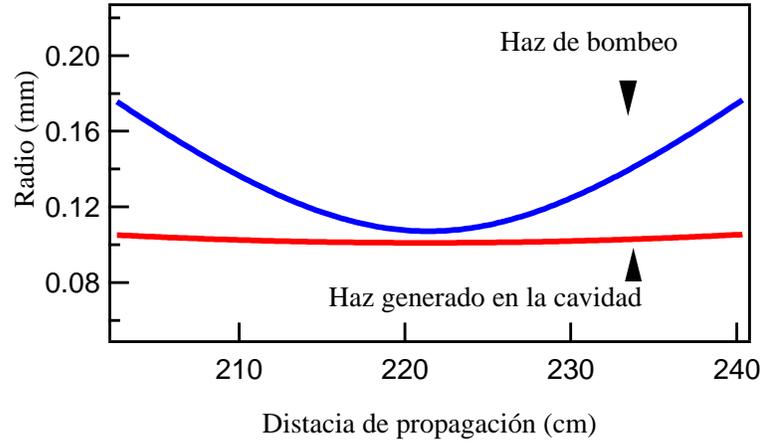


Figura 21. **Ancho del haz vs posición.**

### 3.2 Detección de las longitudes de onda generadas

Dado que la no linealidad del  $LiNbO_3$  es muy alta, se ha reportado (R.S. y Orozco-Arellanes (2001)), que al bombear el cristal con un haz, en este caso proveniente de un láser de  $Nd:YAG$ , a la salida se genera una señal en el espectro visible, alrededor de la zona roja-anaranjada, que resulta de la suma de la onda de bombeo con la señal que se genera en el medio. Esto es muy conveniente, pues en el laboratorio no contamos con un espectrómetro sensible a las longitudes de onda en el infrarrojo, pero sí contamos con espectrómetros sensibles a luz visible y se pueden usar para determinar indirectamente las longitudes de onda emitidas en el infrarrojo, como se describe a continuación.

Por conservación de energía, se puede probar que

$$\lambda_r = \frac{\lambda_b \lambda_s}{\lambda_b + \lambda_s}, \quad (60)$$

y conociendo  $\lambda_b$  y detectando el valor de  $\lambda_r$  se puede inferir el valor de  $\lambda_s$ . La longitud de onda  $\lambda_r$  esperada, dadas las longitudes de onda señal que se desean generar en el OPO, se muestra en la Tabla (2).

Para detectar las longitudes del rojo,  $\lambda_r$ , y determinar si las señales en el infrarrojo

Tabla 2. Longitudes de onda esperadas en el espectro visible.

$\lambda$ señal (nm)	$\lambda$ esperada (nm)
1400	604.54
1390	602.67
1380	600.78
1370	598.88
1360	596.96

se generan, se colocó un filtro ( $F_1$ ) que permitiera pasar las longitudes de onda mayores a 590 nm y así poder registrarlas en un espectrómetro, como se muestra en el diagrama experimental (19). El uso de este filtro es necesario debido a que en el medio se genera, sin empataamiento de fases, el segundo armónico del haz de bombeo, que corresponde a 532 nm. La generación y detección del segundo armónico del haz de bombeo no aporta información reelevante al experimento, por eso es conveniente colocar el filtro F1.

Los espectrometros utilizados fueron un *Ocean optics HR 2000* que tiene una resolución de 0.5 nm y un intervalo de detección de 400-1100 nm y un *Ocean optics HR 4000* con una resolución de 0.2 nm y un intervalo de detección de 600-900 nm.

Para conocer la evolución temporal de cada pulso que se genera, fue necesario colocar una rejilla de difracción de 1800 líneas/mm para resolver los dos pulsos y detectarlos por separado. La figura (22) muestra el arreglo experimental para el sistema de detección. Después del filtro (F1) se colocó una lente (L2) que enfoca el haz sobre una rejilla de difracción. El haz difractado se dirige hacia un segundo filtro (F2) que tiene un intervalo de transmisión de 595-850 nm, evitando así el paso del bombeo y de las señales. Usando un par de fotodetectores de silicio conectados a un osciloscopio, marca LeCroy, que tiene un ancho de banda de 1 GHz, se obtuvo información sobre el ancho temporal de los pulsos,

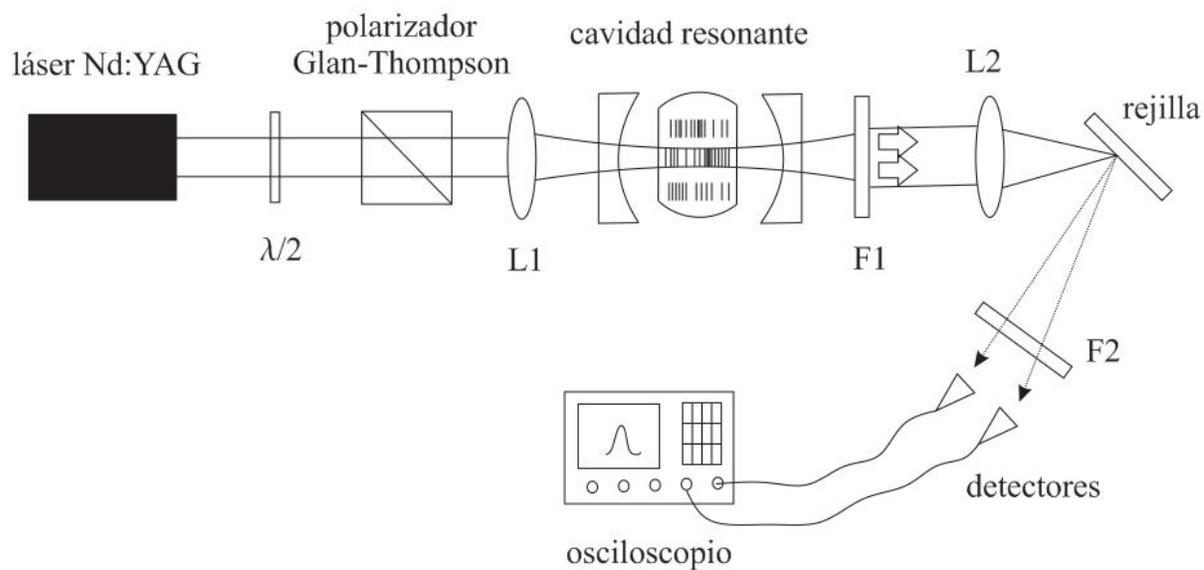


Figura 22. **Diagrama experimental para la detección de los dos pulsos generados.**

así como de su sincronización.

Se registró la evolución temporal de los pulsos al ir aumentando la energía de bombeo desde el inicio de la oscilación (umbral de bombeo) que fue de 1.1 mJ y hasta 1.7 mJ, que es el límite donde el cristal de niobato de litio no sufre daño.

Finalmente, la figura (23) muestra el oscilador óptico paramétrico construido. El haz verde que atraviesa el cristal es el resultado de la generación de segundo armónico del haz de bombeo.

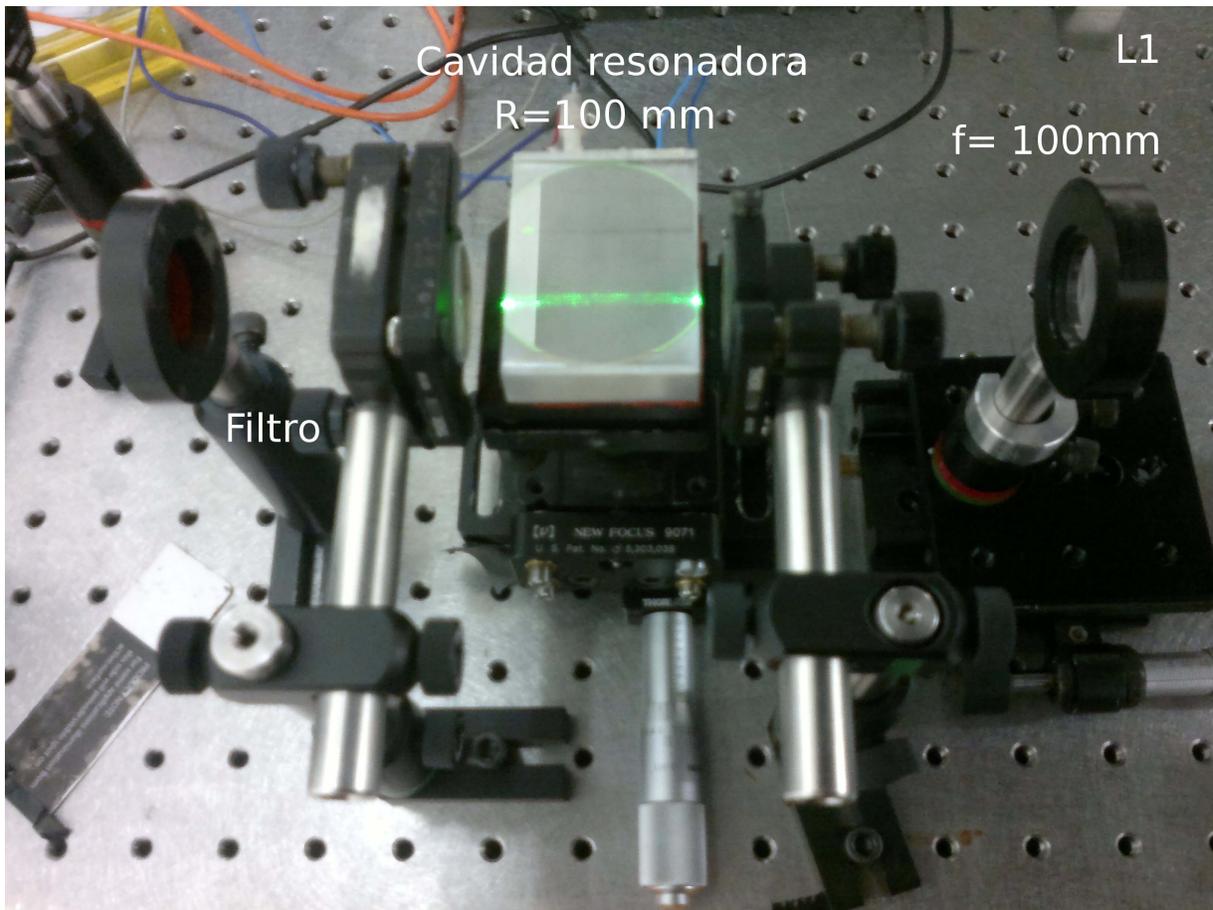


Figura 23. **Oscilador óptico paramétrico construido.**

### 3.3 Resultados

Primero se hicieron mediciones de generación óptica paramétrica (OPG), esto es, bombeando directamente el cristal sin la cavidad y registrando las longitudes de onda en el rojo para poder inferir las longitudes de onda señal en el infrarrojo. Esto con el objetivo de verificar que se generan las señales en el intervalo esperado.

El espectro obtenido por OPG se muestra en la figura (24). En este espectro se observa que se genera un haz a  $\lambda_r = 603.08$  nm, que de acuerdo con la ecuación (60), corresponde a la señal en el infrarrojo  $\lambda_{s2} = 1.39182 \mu\text{m}$ . El segundo pico a  $\lambda_r = 692.32$  nm corresponde al segundo armónico de la señal  $\lambda_{s1} = 1.39464 \mu\text{m}$ . El pico a  $\lambda_r = 721.27$  nm corresponde al segundo armónico de la diferencia de frecuencia entre bombeo y acompañante,

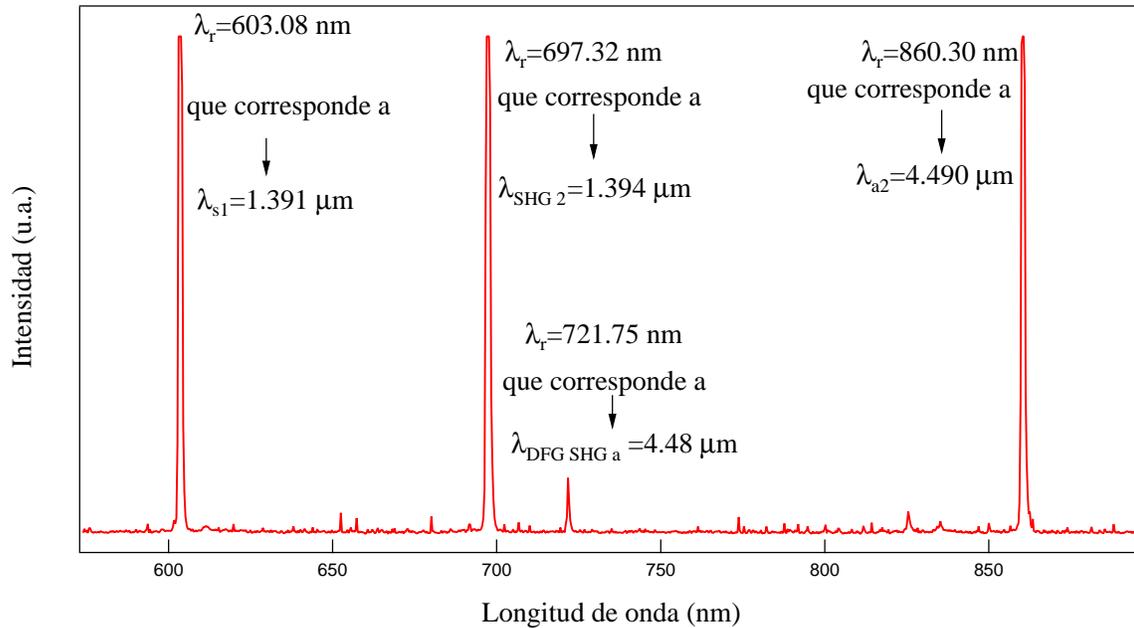


Figura 24. **Espectro obtenido por generación óptica paramétrica, usando como láser de bombeo un Nd:YAG ( $\lambda = 1064 \text{ nm}$ ).**

$\lambda_a = 4.4858 \mu\text{m}$ . Finalmente, el pico a  $\lambda_r = 860.30 \text{ nm}$  corresponde a la suma de frecuencias entre bombeo y acompañante,  $\lambda_a = 4.49009 \mu\text{m}$ .

En este caso, la diferencia en longitudes de onda es de  $\Delta\lambda = 2.82 \text{ nm}$ , la diferencia entre estas longitudes de onda es muy pequeña, por lo que no pueden corresponder a dos longitudes de onda señales, de hecho ninguna concuerda con lo esperado. Este espectro solo ilustra la emisión de una señal cuando el haz de bombeo atraviesa el medio solo una vez. Las mediciones más importantes corresponden al caso de la oscilación óptica paramétrica, donde sí se detecta el par de longitudes de onda de las señales esperadas, y que se reporta a continuación.

Al colocar el cristal dentro de la cavidad resonante se obtuvieron los espectros de las figuras (25) a (28); para cada señal del rojo se indica en el espectro correspondiente la longitud de onda a la que corresponde en el infrarrojo, etiquetadas como  $\lambda_{s1}$  y  $\lambda_{s2}$ .

En la figura (25) (a) las longitudes de onda generadas corresponden a las señales de  $\lambda_{s1} = 1.390 \mu\text{m}$  y  $\lambda_{s2} = 1.360 \mu\text{m}$ . La diferencia en intensidades entre las dos ondas señal generadas, se debe, en cierta parte, al origen cuántico a partir del que éstas son creadas. Pequeñas variaciones en la no linealidad, que está asociada con la estructura de dominios en el cristal de niobato de litio, implican cambios en la eficiencia de conversión.

Por otro lado, en (b) de la misma figura (25) se observan tres picos; dos de estos etiquetados como  $\lambda_{SHGs1}$  y  $\lambda_{SHGs2}$ , que corresponden al segundo armónico de cada señal, mientras que el pico etiquetado como  $\lambda_{SFG}$  es el resultado de la generación por suma de frecuencias de las dos señales involucradas y que corresponde a la ecuación

$$\lambda_{SFG} = \frac{\lambda_{s1}\lambda_{s2}}{\lambda_{s1} + \lambda_{s2}}. \quad (61)$$

La aparición de este pico implica que la emisión de las dos señales está ocurriendo de manera sincronizada.

Para el resto de los espectros se observa también sincronización entre las señales que se generan, así como el segundo armónico de cada una.

El pico de sincronización  $\lambda_{SFG}$  aparece desde la energía umbral de bombeo, una vez que la alineación de la cavidad es óptima. Para la generación de las dos señales en las cuatro diferentes rejillas se obtuvo un umbral de oscilación de  $1.1 \text{ mJ}$ . La aparición de este pico también depende de la estabilidad de la cavidad resonante. Cuando la cavidad es estable, y todos los elementos que la conforman están alineados, se observa el pico de sincronización.

En la Tabla 3 se muestra la información de cada espectro obtenido: la longitud de onda detectada en el rojo, la correspondiente en el infrarrojo a las señales ( $\lambda_{s1}$  y  $\lambda_{s2}$ ) y

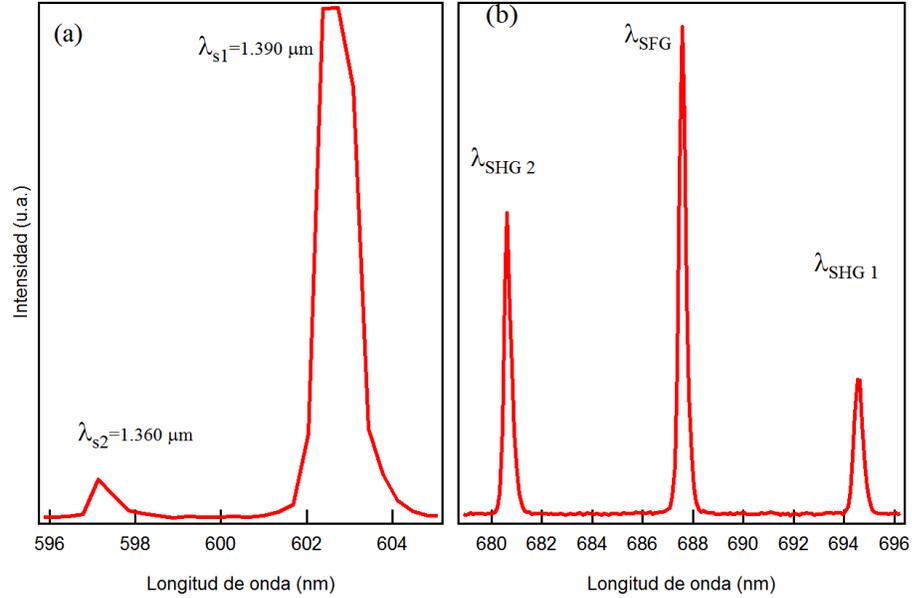


Figura 25. **Emisión del oscilador óptico paramétrico: (a) Espectro correspondiente a la emisión del oscilador óptico paramétrico emitiendo dos pulsos sincronizados a 1.360 y 1.390  $\mu\text{m}$ . (b) Se muestran los pulsos correspondientes a la generación de segundo armónico de las señales y un pico que resulta de la suma de frecuencias de las dos señales.**

a la generación de segundo armónico de cada señal ( $\lambda_{SHG_{s1,2}}$ ), así como de la suma de frecuencias de las dos señales ( $\lambda_{SFG}$ ).

Es posible conocer el ancho de banda correspondiente a la señal que se genera usando la ecuación (Shen (1984))

$$\Delta\lambda = 2\lambda_s^2 \left[ L \left( n_s - n_a + \lambda_a \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_a} - \lambda_s \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_s} \right) \right]^{-1}, \quad (62)$$

donde  $L$  es la longitud de la cavidad y  $n_{s,a}$  son los índices de refracción del medio a las longitudes de la señal y la acompañante. Considerando que la cavidad tiene una longitud de 3.5 cm, el ancho de banda esperado para la señal a 1.40  $\mu\text{m}$  es de  $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.37 \text{ nm}$  y para la segunda señal  $\lambda_{s2}$  es de  $\Delta\lambda_{FWHM} = 0.22 \text{ nm}$ .

En el espectro que corresponde a la figura (28) se muestra que el ancho de banda de cada pulso es de  $\Delta\lambda = 0.2 \text{ nm}$ . En todos los espectros para todas las señales generadas el ancho de banda es el mismo. Este ancho de banda corresponde al mínimo que puede resolver el espectrómetro, por lo que si los pulsos tienen un ancho de banda menor no es

Tabla 3. Longitudes de onda detectadas en el rojo y la señal correspondiente.

Espectro	$\lambda_{rojo}$ (nm)	$\lambda$ (nm)	$\Delta\nu$ (THz)	$\Delta\lambda$ (nm)
Figura (25)	602.73	$\lambda_{s1}=1389.96$	4.66	29.37
	694.54	$\lambda_{SHG1}$		
	597.14	$\lambda_{s2}=1360.59$		
	663.80	$\lambda_{SHGs2}$		
	687.57	$\lambda_{SFG}$		
Figura (26)	603.32	$\lambda_{s1}=1393.10$	2.95	19.85
	696.73	$\lambda_{SHG1}$		
	599.76	$\lambda_{s2}= 1374.27$		
	687.57	$\lambda_{SHG2}$		
	692.06	$\lambda_{SFG}$		
Figura (27)	603.43	$\lambda_{s1}=1393.69$	1.56	10.04
	696.53	$\lambda_{SHG1}$		
	601.54	$\lambda_{s2}=1383.65$		
	692.16	$\lambda_{SHG2}$		
	696.25	$\lambda_{SFG}$		
Figura (28)	603.22	$\lambda_{s1}=1392.57$	0.6	3.88
	696.25	$\lambda_{SHG1}$		
	602.49	$\lambda_{s2}=1388.69$		
	694.44	$\lambda_{SHG2}$		
	695.31	$\lambda_{SFG}$		

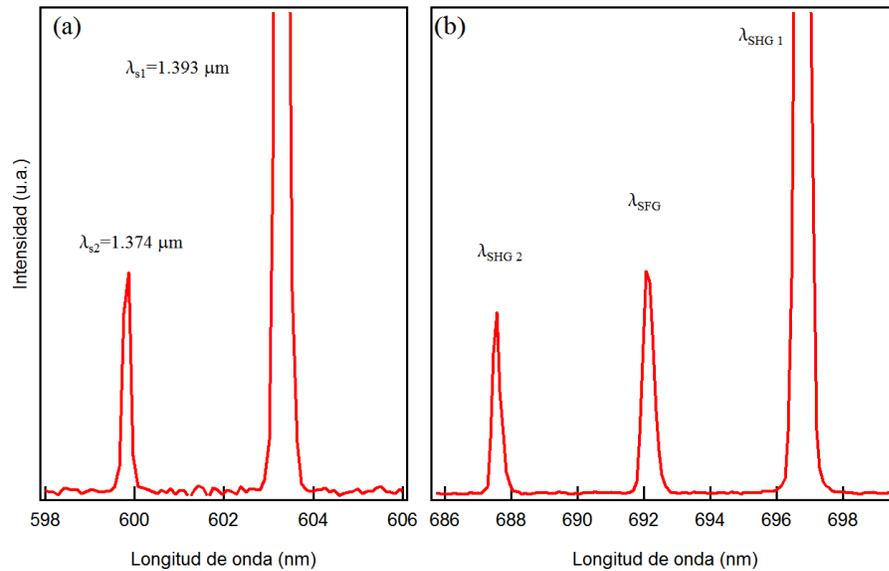


Figura 26. **Espectro correspondiente a la emisión del oscilador óptico paramétrico emitiendo dos pulsos sincronizados a (a) 1.374 y 1.393  $\mu\text{m}$ . (b) Se muestran los pulsos correspondientes a la generación de segundo armónico de las señales y un pico que resulta de la suma de frecuencias de las dos señales.**

posible conocerlo.

Al comparar la tabla de las longitudes de onda señal para las que se calcularon las periodicidades, Tabla 1, con la tabla de resultados, Tabla (2), se observa que todas las longitudes de onda señal se obtuvieron con una precisión diferente, obteniéndose experimentalmente que las dos longitudes de onda más cercanas tienen una diferencia en frecuencia de  $\Delta\nu = 0.6 \text{ THz}$  en lugar de  $\Delta\nu = 1.5 \text{ THz}$ , además de lograr que la emisión de las ondas señal ocurriera de manera sincronizada. Esta diferencia puede deberse, como ya se había mencionado, a la calidad con la que se grabaron las diferentes estructuras aperiódicas en el cristal, pues al no tener un control del crecimiento de cada dominio, las periodicidades se ven afectadas, y por lo tanto, se afecta también tanto la eficiencia de conversión como las longitudes de onda emitidas.

Con base en la mínima diferencia entre las señales obtenidas, podrían diseñarse periodicidades alrededor de las que se usaron para generar las señales con longitudes de

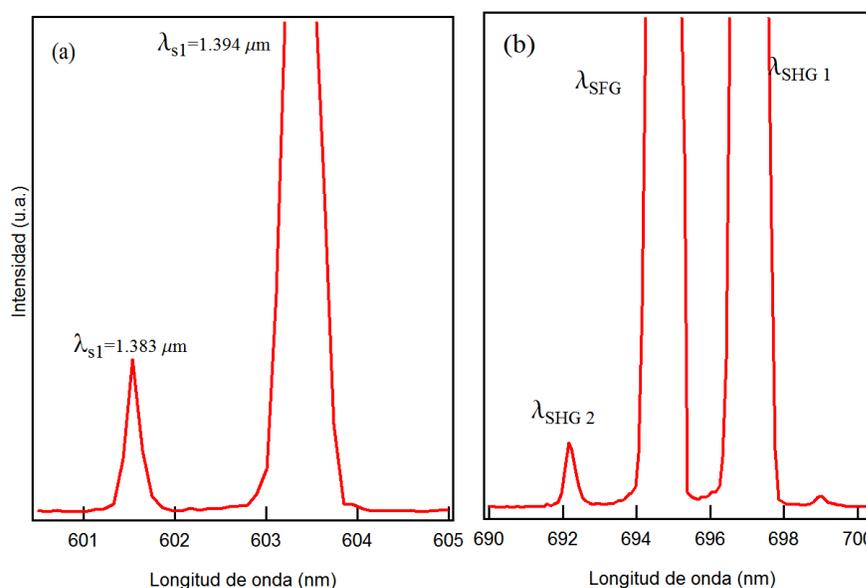


Figura 27. Espectro de la emisión del oscilador óptico paramétrico a 1.383 y 1.394  $\mu\text{m}$ .

onda a 1392.57 y 1388.69 nm y generar otro pares de señal cuya diferencia en longitudes de onda y frecuencia sea muy pequeña.

El límite de resolución del espectrómetro que corresponde a 0.2 nm permite considerar más cifras significativas al momento de calcular las longitudes de onda de la señal a partir de las longitudes de onda del rojo.

Por otro lado, para conocer el ancho temporal de cada pulso, y además comprobar que la emisión de los pulsos generados estaba sincronizada, se obtuvo la evolución temporal usando dos fotodetectores de silicio. El par de detectores se conectaron a un osciloscopio usando cables BNC de igual longitud, garantizando así que los pulsos viajan la misma distancia. Para esta medición solo se tomó la información de las rejillas que generan las señales de 1.37 y 1.39  $\mu\text{m}$ , pues debido a que las longitudes de onda son muy cercanas, la rejilla de difracción utilizada no separaba significativamente las otras señales en distancias permitidas en el laboratorio. Se registró la información de cada pulso desde la energía de bombeo umbral, que fue de 600  $\mu\text{J}$  y hasta 1.7 mJ, y se observó una diferencia en los

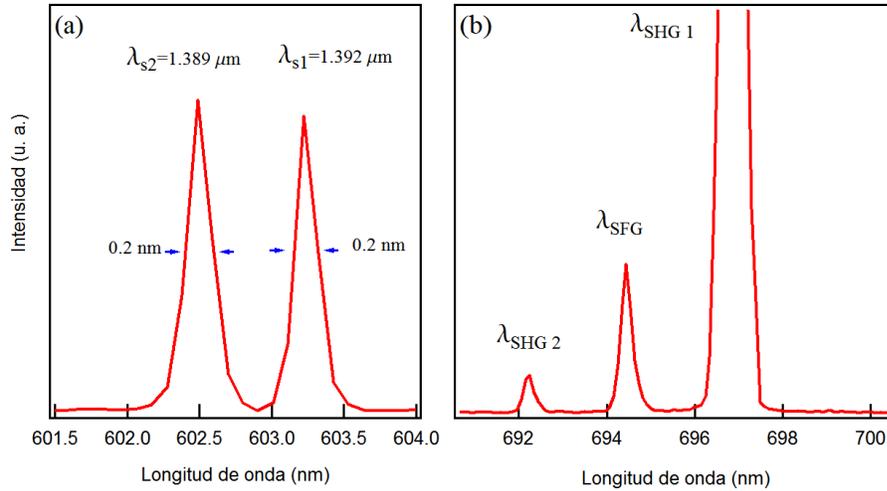


Figura 28. **Espectro de la emisión del oscilador óptico paramétrico a 1.389 y 1.392  $\mu\text{m}$ .**

máximos de cada pulso de  $\Delta\tau = 1$  ns y un ancho temporal de entre 9 y 10 ns de cada pulso. Con esta diferencia de tiempo entre pico y pico para cada pulso, y con la información en los espectros obtenidos, que corresponde al pico que muestra la suma de frecuencias de las señales generadas, se puede concluir que el par de señales que se está generando están sincronizadas.

Se comparó el pulso de bombeo, a la salida de la cavidad, con los pulsos generados; registrando la evolución temporal del haz de bombeo antes y después de la cavidad. De acuerdo con la ecuación (Orozco Arellanes (2003)),

$$E_s = E_b T_b (1 - f) T_s R_s \frac{\lambda_b}{\lambda_s}, \quad (63)$$

se calcula la energía por pulso de la señal a la salida del oscilador; donde  $E_b$  es la energía del bombeo,  $T_b$  es la transmitancia del espejo de entrada a la longitud de onda del bombeo,  $R_s$  es la reflectancia del espejo de entrada a la longitud de onda de la señal,  $T_s$  es la transmitancia del espejo de salida a la longitud de onda de la señal y  $f$  es una función que describe la fracción de energía del pulso de bombeo que no fue convertida a otras

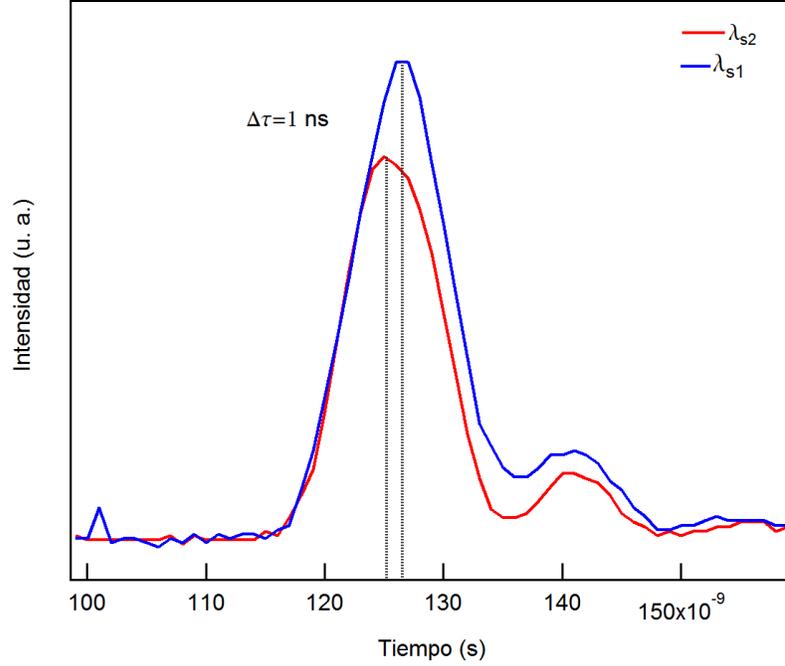


Figura 29. **Evolución temporal de los pulsos generados, se observa una diferencia temporal de  $\Delta\tau = 1$  ns.**

frecuencias, y está dada por la ecuación

$$f = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_b(t) dt}{\int_{-\infty}^0 I_b^{umbral} dt} \frac{E_{umbral}}{E_b}, \quad (64)$$

donde  $I_b$  es la forma temporal del pulso de bombeo a la salida de la cavidad y  $I_b^{umbral}$  es la forma temporal umbral del pulso de bombeo.

En este experimento se obtuvo que cuando  $E_b = 1.7$  mJ,  $T_b = 0.82$ ,  $T_s = 0.05$ ,  $R_s = 0.75$ ,  $\lambda_b = 1.064$   $\mu m$  y  $\lambda_{s1} = 1.3742$ , y calculando la integral bajo la curva de la forma temporal del bombeo, curva roja de la gráfica (30), se obtiene un valor de  $f = 0.4597$  y un valor de la energía de conversión  $E_s = 0.02$  mJ, con lo que se obtiene una eficiencia de conversión  $\eta = 0.012$ , que es aproximadamente diez veces menor que la esperada de acuerdo con la ecuación (58) del capítulo anterior.

El valor obtenido de la eficiencia de conversión, tan bajo con respecto al esperado, puede deberse a muchos factores, desde la calidad de la inversión de dominios del cristal,

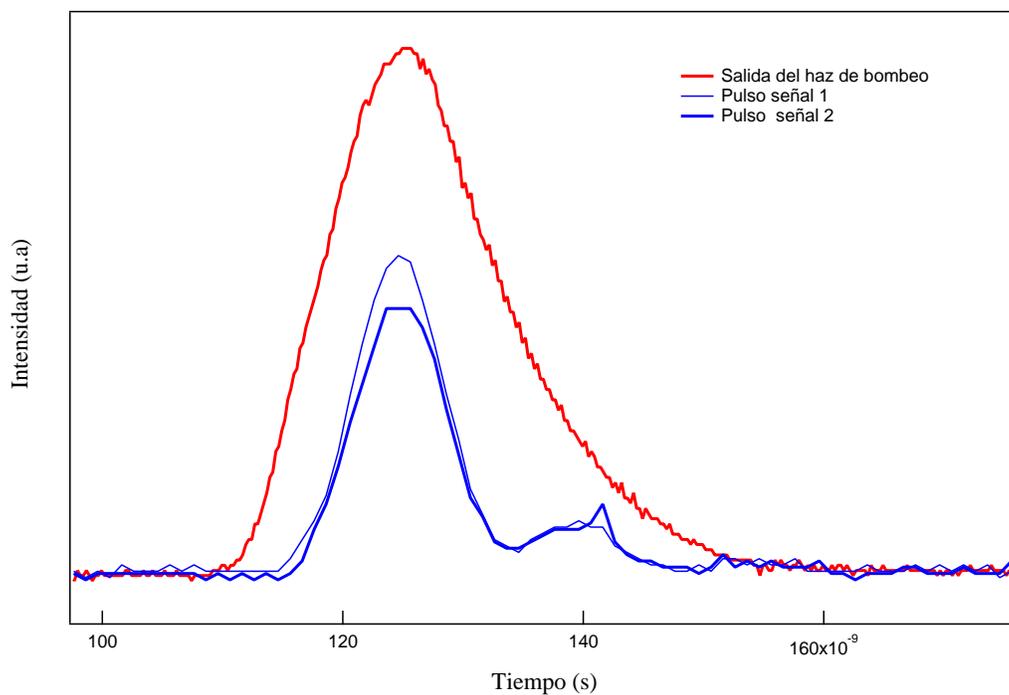


Figura 30. **Comparación de los pulsos de bombeo y de las señales.**

hasta la alineación y estabilidad de la cavidad, así como a la eficiencia con la que el haz de bombeo se mantiene colimado a lo largo del cristal.

Finalmente, la imagen de la figura (31) muestra el par de haces rojos emitidos. En cada mancha de haz se observan tras de sí manchas secundarias, esto se debe a reflexiones producidas por los elementos ópticos usados en el arreglo experimental.

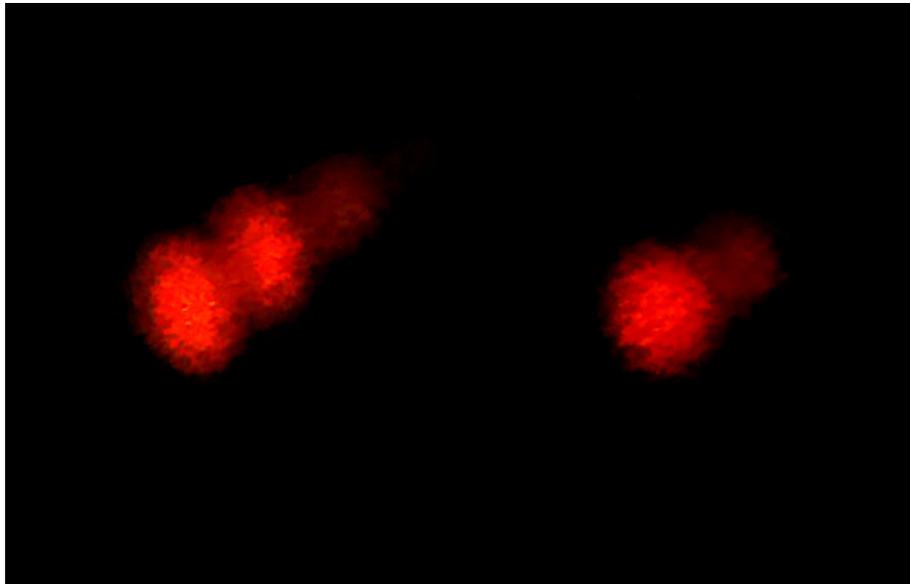


Figura 31. Foto de los dos pulsos rojos generados.

## Capítulo 4

### Conclusiones

En este trabajo de tesis se diseñó y fabricó un cristal de niobato de litio aperiódicamente polarizado para ser usado en un resonador como medio de ganancia. Esto con el fin de obtener un par de longitudes de onda muy cercanas entre sí.

Fue posible obtener la emisión de pulsos de longitudes de onda muy cercanas de manera sincronizada. Cada pulso tiene una duración temporal de  $\approx 9$  ns y una diferencia de emisión de  $\Delta\tau = 1$  ns, desde el umbral de oscilación,  $600 \mu\text{J}$ , y hasta una energía de  $1.7$  mJ, que es la energía que no causa daño en el cristal, por lo tanto, se puede considerar que los pulsos se emiten de forma sincronizada desde el umbral de oscilación.

Los pulsos obtenidos están en un intervalo entre  $1.36$  y  $1.40 \mu\text{m}$ . Se eligió ese intervalo debido al interés de usar esta fuente como fuente de bombeo para generar un proceso no lineal en otro cristal.

Las señales que se han obtenido tienen un ancho de banda muy angosto, que prácticamente está limitado por la resolución del espectrómetro utilizado.

Las dificultades con la alineación son parte inherente del trabajo con OPO's, sin embargo, una vez que obtiene la señal de salida es fácil mejorar y eficientar la alineación para reducir el umbral de oscilación. Aún no ha sido posible medir la energía de conversión correspondiente a cada pulso. Esto se debe a que ésta es muy baja. Sin embargo, pueden hacerse modificaciones al diseño de la cavidad para aumentar la eficiencia. Se puede pro-

poner un diseño de lentes que enfoque el haz de manera más eficiente de lo que una sola lente puede hacer, sin causar daño al cristal.

El diseño de este cristal y los resultados obtenidos por oscilación óptica paramétrica lo convierten en un buen candidato para ser usado como fuente de bombeo para un sistema de generación de terahertz.

## Lista de referencias

- Armstrong J. A., Bloembergen N., D. J. y S., P. P. (1962). Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, **127**(6): 1918–1939.
- Boyd, R. (2007). *Nonlinear Optics*. Academic Press, San Diego, (3a. ed.) edición. pp. 85.
- Cudney R.S., L.A. Ríos, M. O. A. F. A. J. F. (2002). Fabricación de niobato de litio aperiódicamente polarizado para óptica no lineal. *Rev. Mex. de Fís.*, **46**(6): 548–555.
- D.F., W. y G.J., M. (2000). *Quantum Optics*. University of Waikato, Auckland, (3a. ed.) edición. pp. 7-10.
- DiDomenico, M.J. y Wemple, S. (1969). Oxygen-octahedra ferroelectrics. i. theory of electro-optical and nonlinear optical effects. *J. Appl. Phys.*, **40**(2): 720–734.
- Franken P.A., Hill A.E., P. C. y G., W. (1961). Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, **7**(4): 118–120.
- Giordmaine, J. y Miller, R. (1965). Tunable coherent parametric oscillation in linbo3 at optical frequencies. *Phys. Rev. Lett.*, **14**(24): 973–976.
- Jundt, D. (1997). Temperature-dependent sellmeier equation for the index of refraction,  $n_e$ , in congruent lithium niobate. *Opt. Lett.*, **22**(20): 1553–1555.
- Kartaloglu Tolga, G. F. Z. 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.
- Loudon, R. (2000). *Quantum Optics*. Oxford University Press, Nueva York, (3a. ed.) edición. pp. 125-148.
- M., R. A. y Cudney, R. (2011). Multiple wavelength generation using aperiodically poled lithium niobate. *Appl. Phys. B*, **1**(103): 99–106.
- Orozco Arellanes, M. d. J. (2003). *Fuentes sintonizables utilizando estructuras de dominios ferroeléctricos*. Tesis de doctorado en ciencias., Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, primero edición. pp. 70.
- R.S., C. y Orozco-Arellanes, M. (2001). Construcción y caracterización de un oscilador óptico paramétrico con niobato de litio periódicamente polarizado. *Rev. Mex. de Fís.*, **47**(5): 460–466.
- Schneider Arno., S. M. y Peter., G. (2006). High efficiency generation and detection of terahertz pulses using laser pulses at telecommunication waelenghts. *Optics Express*, **14**(12): 5384.
- Shen, Y. (1984). *The principles of nonlinear optics*. John Wiley and Sons, Nueva York, (1a.) edición. pp. 128-131.

- Sutherland, L. (2003). *Handbook of Nonlinear Optics*. Marcel Dekker, New York, (2a. ed.) edición. pp. 23-24.
- Weis, R. y Gaylord, T. (1985). Lithium niobate: Summary of physical properties and crystal structure. *Appl. Phys. A*, **37**(4): 191–203.
- Wojdel, J. C. y Íñiguez, J. (2014). Ferroelectric transitions at ferroelectric domain walls found from first principles. *Phys. Rev. Lett.*, **112**(24): 247603 1–5.

## Apéndice. Cuantización del campo electromagnético

La amplificación de fotones atribuidos al ruido cuántico que inician un proceso paramétrico es conocida como fluorescencia paramétrica. Como ya se había descrito, en un proceso paramétrico, un fotón de entrada, llamado de bombeo, a una frecuencia  $\omega_3$  se aniquila para crear dos fotones llamados señal y acompañante a frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$ , de tal manera que  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  y  $\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2$ . La fluorescencia paramétrica explica la amplificación paramétrica desde un punto de vista cuántico en el cual se considera al número de fotones iniciales señal y acompañante igual a cero. La descripción de fenómenos cuánticos de la luz requiere tratar con un campo electromagnético cuantizado.

La cuantización del campo se deriva a partir de las ecuaciones de Maxwell, haciendo una expansión de los potenciales vectoriales del campo electromagnético en términos de modos en un cierto volumen del espacio. En la cuantización del campo puede considerarse que se tiene un oscilador armónico correspondiente a cada modo individual en el volumen a cuantizar.

Iniciando la descripción del campo a partir de las ecuaciones de Maxwell para el espacio libre:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (65)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (66)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (67)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (68)$$

donde  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ ,  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ ,  $\mu_0$  y  $\epsilon_0$  son las constantes de permeabilidad magnética y permitividad eléctrica del espacio libre.

Las ecuaciones de Maxwell son invariantes ante cambios de norma cuando no hay fuentes presentes (D.F. y G.J. (2000)). Para problemas de óptica cuántica se elige la

norma de Coulomb, la cual establece que los campos  $\mathbf{B}$  y  $\mathbf{E}$  pueden determinarse a partir de un potencial vectorial  $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$  de la manera

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad (69)$$

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (70)$$

con la condición de norma de Coulomb dada por

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = 0. \quad (71)$$

Sustituyendo la ecuación (69) en la ecuación (68), se obtiene que  $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$  satisface la ecuación de onda

$$\nabla^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} \quad (72)$$

Debido a que se considera que el campo está dentro de un volumen en el espacio, resulta conveniente dividir el potencial vectorial en dos términos complejos ( $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}^+(\mathbf{r}, t) + ((\mathbf{A}^+(\mathbf{r}, t)))^*$ ) y desarrollarlo en términos de un conjunto discreto de funciones de modos ortogonales:

$$\mathbf{A}^+(\mathbf{r}, t) = \sum_k c_k \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) e^{i\omega_k t}, \quad (73)$$

donde  $c_k$  son constantes del campo y el conjunto de funciones de los modos  $\mathbf{u}_k(\mathbf{r})$  que corresponden a la frecuencia  $\omega_k$  satisfacen la ecuación de onda

$$\left( \nabla^2 + \frac{\omega_k^2}{c^2} \right) \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) = 0 \quad (74)$$

y deben formar un conjunto completo de funciones ortonormales:

$$\int_V \mathbf{u}_k^*(\mathbf{r}) \mathbf{u}_{k'}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \delta_{kk'}. \quad (75)$$

Las funciones de los modos dependen de las condiciones de frontera del volumen físico que considere cada problema particular. En el caso de un volumen cúbico de lado  $L$ , las funciones de los modos pueden escribirse como

$$\mathbf{u}_k(\mathbf{r}) = \frac{1}{(L^3)^{1/2}} \hat{\mathbf{e}}^\lambda \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (76)$$

donde  $\hat{\mathbf{e}}$  es el vector unitario de polarización. El índice  $k$  describe diferentes variables discretas y  $\lambda$  es un índice de polarización que describe las tres componentes cartesianas del vector de propagación  $\mathbf{k}$ . Cada componente del vector de onda  $\mathbf{k}$  toma los valores:

$$k_x = \frac{2\pi n_x}{L}, k_y = \frac{2\pi n_y}{L}, k_z = \frac{2\pi n_z}{L}.$$

Ahora, el potencial vectorial puede escribirse de la forma

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \sum_k \left( \frac{\hbar}{2\omega_k \epsilon_0} \right)^{1/2} [a_k \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) e^{-i\omega_k t} + a_k^\dagger \mathbf{u}_k^*(\mathbf{r}) e^{i\omega_k t}]. \quad (77)$$

Esto corresponderá al campo eléctrico de la forma

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = i \sum_k \left( \frac{\hbar\omega_k}{2\epsilon_0} \right)^{1/2} [a_k \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) e^{-i\omega_k t} - a_k^\dagger \mathbf{u}_k^*(\mathbf{r}) e^{i\omega_k t}]. \quad (78)$$

La cuantización del campo electromagnético se logra eligiendo las amplitudes  $a_k$  y  $a_k^\dagger$  como operadores tales que cumplan las relaciones de conmutación

$$\begin{aligned} [\hat{a}_k, \hat{a}_{k'}] &= [\hat{a}_k^\dagger, \hat{a}_{k'}^\dagger] = 0, \\ [\hat{a}_k, \hat{a}_{k'}^\dagger] &= \delta_{kk'}. \end{aligned} \quad (79)$$

Estos operadores son conocidos como los operadores de creación  $\hat{a}^\dagger$  y aniquilación  $\hat{a}$ .

El comportamiento dinámico de las amplitudes del campo eléctrico puede describirse como un conjunto de osciladores armónicos independientes. Así, los estados cuánticos de cada modo puede describirse mediante un vector de estado  $|\Psi_k\rangle$  en un espacio de dimensiones infinitas.

El estado del campo electromagnético estará descrito por una ecuación llamada *Hamiltoniano*, dada por

$$H = \frac{1}{2} \int (\epsilon_0 |\mathbf{E}|^2 + \mu_0 |\mathbf{H}|^2) d\mathbf{r}. \quad (80)$$

Procediendo de manera similar, puede obtenerse una expresión ahora para el campo **H**. Usando las definiciones de ortogonalidad de los modos, puede demostrarse que el Hamiltoniano se reduce a la expresión

$$H = \sum_k \hbar\omega_k (\hat{a}_k^\dagger \hat{a}_k + \frac{1}{2}). \quad (81)$$

Esta ecuación representa la suma del número de fotones en cada modo multiplicado por la energía de un fotón en ese modo, más  $\frac{1}{2}\hbar\omega_k$ , que representa la energía del vacío en cada modo.

El desarrollo detallado de la cuantización del campo electromagnético puede consultarse en diferentes libros de óptica cuántica, como por ejemplo en (Loudon (2000)).

## .1 Fluorescencia paramétrica

La cuantización del campo permite describir las ecuaciones acopladas de un proceso paramétrico pero ahora en términos de los operadores de creación y aniquilación. Esto permite reescribir las soluciones que describen la amplificación paramétrica obtenidas clásicamente, expresiones (36) y (37), pero ahora en términos de los operadores  $\hat{a}$  y  $\hat{a}^\dagger$ :

$$\hat{a}_s(z) = \hat{a}_s(0)Coshgz + i\hat{a}_a^\dagger(0)Senhgz, \quad (82)$$

$$\hat{a}_a(z) = \hat{a}_a(0)Coshgz + i\hat{a}_s^\dagger(0)Senhgz. \quad (83)$$

La cuantización también requiere introducir términos que describan el número de fotones presentes en un estado, llamado estado de número. Para calcular el número de fotones de la señal y la acompañante, a partir de estas dos ecuaciones se calcula el valor esperado en la forma

$$\begin{aligned} \langle n_s(z) \rangle &= \langle \hat{a}_s^\dagger(z) \hat{a}_s(z) \rangle \\ &= \langle n_s n_a | (\hat{a}_s(0)Coshgz \\ &+ i\hat{a}_a^\dagger(0)Senhgz)^\dagger (\hat{a}_s(0)Coshgz + i\hat{a}_a^\dagger(0)Senhgz) | n_s n_a \rangle, \end{aligned} \quad (84)$$

$$\begin{aligned}
\langle n_a(z) \rangle &= \langle \hat{a}_a^\dagger(z) \hat{a}_a(z) \rangle \\
&= \langle n_s n_a | (\hat{a}_a(0) \text{Cosh}gz \\
&\quad + i \hat{a}_s^\dagger(0) \text{Sen}hgz)^\dagger (\hat{a}_a(0) \text{Cosh}gz + i \hat{a}_s^\dagger(0) \text{Sen}hgz) | n_s n_a \rangle. \tag{85}
\end{aligned}$$

Para hacer estos cálculos es necesario considerar que al aplicar los operadores de creación y aniquilación a los estados de número  $n$  se tienen las relaciones dadas por

$$\hat{a}_k |n_k\rangle = \sqrt{n_k} |n_k - 1\rangle, \tag{86}$$

$$\hat{a}_k^\dagger |n_k\rangle = \sqrt{n_k + 1} |n_k + 1\rangle. \tag{87}$$

Usando las ecuaciones anteriores en la ecuación (85) y haciendo el desarrollo algebraico, se llega a las expresiones

$$\langle n_s(z) \rangle = n_s \text{Cosh}^2gz + \text{Sen}h^2gz(n_a + 1), \tag{88}$$

$$\langle n_a(z) \rangle = n_a \text{Cosh}^2gz + \text{Sen}h^2gz(n_s + 1). \tag{89}$$

Cuando el número inicial de fotones para señal y acompañante es cero,  $n_s = 0$  y  $n_a = 0$ , ninguna de las dos ecuaciones (85) y (86) se va a cero:

$$\langle n_s(z) \rangle = \langle n_a(z) \rangle = \text{Sen}h^2gz. \tag{90}$$

Esta ecuación describe que el número de fotones señal y acompañante que tienen frecuencias  $\omega_s$  y  $\omega_a$  aumenta a partir de cero en un proceso no lineal. Este *ruido inicial* provee los fotones con los cuales arranca la amplificación paramétrica.