

TESIS DEFENDIDA POR
Norma Alicia Barboza Tello
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Director del Comité

Dr. Ivan Biaggio
Miembro del Comité

Dr. Santiago Camacho López
Miembro del Comité

Dr. Kevin O'Donnell
Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon
*Coordinador del programa de posgrado
en óptica*

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales
Director de Estudios de Posgrado

17 de diciembre de 2010.

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



**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS
EN ÓPTICA**

**Osciladores ópticos paramétricos continuos y cuasi-
continuos basados en tantalato de litio periódicamente
polarizado.**

TESIS

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

Presenta:

NORMA ALICIA BARBOZA TELLO

Ensenada, Baja California, México, diciembre de 2010.

RESUMEN de la tesis de Norma Alicia Barboza Tello, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de DOCTOR EN CIENCIAS en óptica con orientación en **optoelectrónica**. Ensenada, Baja California. Diciembre de 2010.

OSCILADORES ÓPTICOS PARAMÉTRICOS CONTINUOS Y CUASI-CONTINUOS BASADOS EN TANTALATO DE LITIO PERIÓDICAMENTE POLARIZADO.

Resumen aprobado por:

Dr. Roger Sean Cudney Bueno
Director de Tesis

Un oscilador óptico paramétrico (OPO, por sus siglas en inglés, Optical Parametric Oscillator) es una fuente de luz sintonizable que tienen como principio de funcionamiento un proceso de conversión de frecuencias llamado amplificación óptica paramétrica. La luz que emite un OPO tiene casi las mismas propiedades que un láser por ejemplo emite luz monocromática y coherente lo que lo convierte en una herramienta muy útil en diferentes ramas de la ciencia, por ejemplo en espectroscopía o comunicaciones ópticas.

El objetivo de este trabajo de investigación fue fabricar un oscilador óptico paramétrico continuo. La potencia mínima que requiere este tipo de OPO para funcionar (potencia de umbral) suele ser alta ($>1W$) ya que para este proceso se espera una eficiencia de conversión menor al 5%. Entonces para que un OPO continuo funcione es necesario disminuir al máximo las pérdidas de la cavidad, las cuáles se originan por dispersión, absorción pero principalmente se deben a reflexiones de Fresnel (Se calculan de $\sim 14\%$ por cada interface aire-sustrato en tantalato de litio), reflexiones en los espejos que forman la cavidad OPO ($\sim 1\%$); y debido al tamaño diminuto del cristal se tienen pérdidas por abertura ($\sim 1\%$). Como herramienta se utilizó un láser que emite pulsos largos del orden de 500ns (cuasi-continuo) ya que presenta alta potencia pico por lo que resulta más fácil obtener oscilación óptica paramétrica. La idea era que una vez que se optimizara el OPO cuasi-continuo se cambiara el láser de bombeo a modo continuo. Aquí se presenta un oscilador que emite en modo cuasi-continuo (pulsos largos del orden de 500ns) en un intervalo de 1.48 a 1.55 μm . Con varias medidas empleadas para disminuir las pérdidas se logró disminuir el umbral de oscilación de 250W a menos de 40W de potencia pico.

Palabras Clave: Amplificación óptica paramétrica, oscilación óptica paramétrica, umbral de oscilación de un OPO continuo, tantalato de litio, PPLT, Óptica no lineal.

ABSTRACT of the thesis presented by **Norma Alicia Barboza Tello** as a partial requirement to obtain the DOCTOR OF SCIENCE degree in optics with orientation in optoelectronics. Ensenada, Baja California, diciembre de 2010.

CONTINUOUS AND QUASI-CONTINUOUS WAVE OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATOR BASED ON PERIODICALLY POLED LITHIUM TANTALATE (PPLT).

An optical parametric oscillator (OPO) is a tunable light source that uses the optical parametric amplification as an operation principle. The light emitted by an OPO it has almost the same properties as the laser light e.g. is monochromatic and coherent this makes the OPO and important tool on different science research lines such as spectroscopy and optical communications.

The main objective of this research work is to fabricate a continuous wave optical parametric oscillator. The minimum power required to make this OPO work (power threshold) it use to be high ($>1\text{W}$) this is because in this kind of process such as the optical parametric amplification the conversion efficiency is around 5%. Then, to reduce the OPO power threshold is fundamental to reduce the OPO cavity losses as much as is possible. The losses can be originated by absorption, dispersion, Fresnel reflectance, (we calculate $\sim 14\%$ on each interface air-sustrate for lithium tantalate) by coupling reflectance or because of the small width of the crystal by aperture (1%). As a tool we use a Nd:YLF₄ laser emitting pulses of the order of 500ns (quasi-continuous wave) as a pump source because is easier to obtain optical parametric oscillation because of the peak power thar a pulsed laser presents. The idea it was that once we have optimized the quasi-continuous wave OPO) we could switch the pump source to the continuous wave mode. We present here and optical parametric oscillator emitting emitting on quasi-continuous wave mode from 1.48 to 1.55 μm . After take some actions we have reduce the power threshold from 250W to less than $\lesssim 40\text{W}$! Peak power.

Keywords: Optical parametric amplification, optical parametric oscillation, continuous wave OPO power threshold, lithium tantalite, PPLT, nonlinear optics.

A mi familia

Agradecimientos

Durante este tiempo, buenos y malos momentos me ayudaron a conocerme a mi misma y crecer como persona, me ampliaron la perspectiva de la vida y me han enseñado sobre todo a poner el corazón y la imaginación en lo que hago. Son muchas las personas que formaron parte de este crecimiento tanto personal como profesional y a quiénes quisiera agradecer:

A mis padres **Sandra y Santiago** les agradezco infinitamente su apoyo moral, su fe en mi y su amor incondicional. Ustedes me enseñaron que todo se puede lograr si se trabaja para ello. Su fortaleza es increíble, me enseñaron que no hay que dejarse vencer por los problemas y que nunca se debe perder la esencia personal.

A mi sobrina **Alejandra**, por tu compañía, tu amor, dulzura y por recibirme con esa alegría que te caracteriza.

A mi hermana **Julie** por ser tan buena amiga además de mi hermana, porque siempre has estado ahí cuando te necesito y por quererme y consentirme tanto.

A mis hermanos **Sandra y Santiago** por su amor y compañía.

A mi cuñada **Liz** muchas gracias por aguantarme y estar siempre al pendiente de mí.

A mi buen amigo **M.C. Luis Antonio Ríos** por las horas de trabajo que dedicaste en ayudarme a realizar este trabajo, sé que no lo hiciste por obligación sino porque te apasiona trabajar en el mundo de la física. Por todas las ideas y consejos que aportaste, por tu gran paciencia pero sobre todo porque pude encontrar en ti a un gran amigo que me escuchó, me entendió y me hizo reír cuando más lo necesité.

A mis amigos **M.C. Fabián Alonso Cordero, Javier Dávalos y Dr. Jorge Mata** quiénes también contribuyeron de gran manera en la realización de este proyecto y con quiénes tuve oportunidad de convivir para llegar a apreciar mucho.

A mi buena amiga **Blanca Esthela Sotelo**, me alegra mucho que a pesar de la distancia sigamos siendo tan buenas amigas. Muchas, muchas gracias por estar al pendiente de mí, por rescatarme de las malas rachas y compartir tus ideas conmigo, te quiero mucho.

A mis compañeros y amigos de aventura quiénes me aguantaron durante estos años, compartí muchos gratos momentos y hasta llegué a adoptar como mis hermanos: **Dra. Karina Garay, Dr. Yasser Jerónimo, Dr. Joel Castro, Dra. Noemí Lizárraga y Dr. Daniel García.**

Al **Dr. Roger Cudney** por permitirme ser parte de su equipo y ayudar enormemente en mi formación profesional.

A los Dres. miembros de mi comité: **Dr. Ivan Biaggio, Dr. Santiago Camacho y Dr. Kevin O'Donnell** por contribuir con su tiempo y sus ideas al desarrollo de esta tesis.

Al **Dr. Diego Yankelevich y Dr. Andree Knoesen** por brindarme la oportunidad de realizar una estancia en la Universidad de Davis, Ca., lugar donde laboran y recibirme con tanta amabilidad y atención.

Al **Dr. Heriberto Márquez y Dr. Raúl Rangel Rojo** por el préstamo de equipo.

A todas las personas que forman parte del departamento de óptica pero en especial a **Jessica Ángel, Carmen Ochoa, Isaac Fimbres y Ana Gallego** porque siempre me apoyaron cada quién en sus respectivas áreas.

A las chicas de departamentos escolares: **Dolores Sarracino, Citlalli Romero y Norma Fuentes.**

Al **Conacyt** por apoyarme económicamente para la realización de mis estudios de posgrado.

CONTENIDO

	Página
Resumen español	i
Resumen inglés	ii
Dedicatorias	iii
Agradecimientos	iv
Contenido	v
Lista de Figuras	vii
Capítulo I. Introducción	1
I.2 Antecedentes.....	10
I.3 Motivación y objetivo de la tesis.....	11
1.4 Estructura de la tesis.....	12
Capítulo II. Oscilación óptica paramétrica	13
II.1 Óptica no lineal.....	13
II.2 Solución de la ecuaciones acopladas para el oscilador óptico paramétrico sencillamente resonante.....	16
II.3 Umbral de oscilación de un oscilador óptico paramétrico sencillamente resonante.....	19
II.4 Cuasi-empatamiento de fases.....	21
II.5 Ancho de banda de la señal.....	23
II.6 Análisis de ganancia para cuasi-empatamiento de fases.....	25
II.7 Eficiencia de conversión.....	27
Capítulo III. Diseño y fabricación del oscilador óptico paramétrico..	28
III.1 Selección de periodicidades.....	29

III.2 Fabricación del cristal PPLT.....	30
III.3 Pérdidas por reflexiones de Fresnel y diseño de las películas antireflejantes.....	35
III.4 Pérdidas por abertura.....	40
III.5 Caracterización del láser de bombeo.....	41
III.6 Diseño de la cavidad OPO.....	50
Capítulo IV. Resultados.....	54
IV.1 Primeros resultados: OPO hecho con un cristal PPLT con películas antireflejantes de fluoruro de magnesio.....	56
IV.2 OPO con películas antirreflejantes de fluoruro de itrio. A) Cristal de 1mm de grosor.....	61
IV.2 OPO con películas antirreflejantes de fluoruro de itrio. B) Cristal de 0.5mm de grosor.....	62
Capítulo V. Conclusiones.....	72
Apéndice A. Ecuación de Sellemier.....	75
Apéndice B. Láser continuo de alta potencia y alta eficiencia.....	77
B.1 Láser continuo.....	77
B.2 Láser pulsado.....	84
Apéndice C. Umbral de oscilación de un sistema de 4 niveles bombeado longitudinalmente.....	92
Referencias.....	96

LISTA DE FIGURAS

Figura		Página
1	Amplificación óptica paramétrica. Un haz fuerte de bombeo transfiere parte de su energía a un haz de entrada y a otro haz producto de la mezcla del haz de bombeo y el haz de “señal” dentro del cristal.....	1
2	a)Empatamiento de fases. Las ondas generadas interfieren constructivamente a lo largo de todo el material no lineal. b)Desempatamiento de fases. Las ondas generadas interfieren constructivamente solo dentro de una pequeña zona llamada longitud de coherencia. En ambas figuras se muestra solo lo que sucede con el haz de señal.....	4
3	Ejemplo de tipos de empatamiento de fases. En tipo I la señal y el idler tienen la misma polarización y en tipo II la señal y el idler tienen polarización ortogonal entre sí.....	5
4	Material ferroeléctrico periódicamente polarizado. Se invierte la polarización espontánea 180° cada longitud de coherencia aplicando un campo eléctrico externo.....	6
5	Curva de polarización espontánea de un material ferroeléctrico.....	6
6	Tipos de OPO según las características de la cavidad. a) Sencillamente resonante, b) Doblemente resonante y c) Triplemente resonante. La flecha gris representa el haz de bombeo, la flecha blanca es haz de señal y la flecha más oscura representa el haz acompañante.....	9
7	Tipos de OPO según el tipo de bombeo. a) Bombeo continuo. b) Bombeo sincronizado. c) Bombeo realzado y d) bombeo intracavidad. Las líneas flechas grises representan al haz de bombeo y las blancas representan al haz de señal, por sencillez utilizó el caso de un oscilador óptico paramétrico sencillamente resonante.....	10
8	Potencia de umbral para el oscilador óptico paramétrico continuo sencillamente resonante en función del porcentaje total de pérdidas de la cavidad OPO.....	20

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
9	Material ferroeléctrico periódicamente polarizado.....	21
10	Curva de sintonización para la generación óptica paramétrica. a) Longitudes de onda de señal y de acompañante en función de la periodicidad del material. b) Acercamiento de la gráfica de la izquierda. Los puntos son las longitudes de onda correspondientes a las seis periodicidades elegidas. Se supuso una temperatura de 120°C y una longitud de onda de bombeo igual a 1.053μm..	30
11	Mascarilla en película holográfica. Se presenta una mascarilla con 3 rejillas grabadas.....	31
12	Cristal tantalato de litio con escalones de fotoresina.....	32
13	Cristal “ensandwichado” listo para la inversión de dominios.	32
14	Formación de dominios ferroeléctricos. a) Nucleación de dominios en los bordes de los escalones de fotoresina. b) Crecimiento longitudinal de los dominios hacia la otra superficie del cristal. c) Crecimiento lateral de los dominios	33
15	Estructura PPLT. Imagen obtenida con un microscopio óptico de una rejilla de ~350μm de largo con una periodicidad $\Lambda = 29.1\mu\text{m}$	34
16	Pérdidas por reflexión en un viaje de ida y vuelta introducidas por un cristal PPLT con películas antirreflejantes de MgF ₂	37
17	Pérdidas por reflexión en un viaje de ida y vuelta introducidas por un cristal PPLT con películas antirreflejantes de YF ₃	38
18	Fotografía de la máquina evaporadora utilizada para el depósito de películas antirreflejantes.....	39
19	Pérdidas por abertura en función del ancho de haz.....	41

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
20	Potencia promedio de salida del láser Nd:YLF ₄ a una frecuencia de repetición de 1kHz.....	42
21	Pulso de salida del láser Nd:YLF ₄ . a)Pulso obtenido cuando el láser está trabajando ligeramente por encima de su umbral de oscilación. b)Pulso obtenido cuando el láser está trabajando muy por arriba de su umbral. c)Acercamiento de la figura 21b).....	43
22	Duración del pulso en función del bombeo. a) Cálculo teórico; b)Resultados experimentales.....	45
23	Potencia pico de salida del láser de Nd:YLF ₄	45
24	Espectro del haz de bombeo. El espectro de alta potencia se obtuvo a una potencia promedio de bombeo de ~100mW.....	46
25	Determinación de la M ² del haz láser. Se mide el ancho del haz en diferentes planos entre A y B y se ajustan los datos obtenidos a la ecuación 5.....	47
26	Perfil transversal del láser Nd:YFL ₄ . Comparación entre el perfil transversal del haz láser y un haz gaussiano ideal. a) Perfil transversal del haz en el eje horizontal. b)Perfil transversal del haz en el eje vertical.....	48
27	Ancho transversal del haz de bombeo vs posición. Las líneas continuas representan el ajuste por medio de mínimos cuadrados a la ecuación 54.....	49
28	Fluctuaciones presentadas por el láser Nd:YLF ₄ emitiendo en modo continuo. Los datos se adquirieron utilizando un detector rápido de InGaAs modelo EOT-3000 con un ancho de banda >2GHz conectado a un osciloscopio Lecroy con 1GHz de resolución.....	50
29	Simulación del Oscilador óptico paramétrico. El ambiente del programa simula una mesa óptica donde la distancia entre cada círculo es de 25mm.....	52

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
30	Anchos de haz de bombeo y de señal propagándose dentro de una cavidad OPO de longitud de ~65mm.....	53
31	Arreglo experimental del OPO cuasi-continuo. La fuente de bombeo es un láser de Nd:YLF ₄ emitiendo pulsos de ~400ns de duración a 1053nm.....	55
32	Arreglo utilizado para obtener la transmitancia del cristal PPLT con películas antirreflejantes de fluoruro de itrio. El diodo láser es un láser sintonizable entre ~1490 y 1600nm.....	57
33	Potencia promedio de salida de señal. La duración de los pulsos de bombeo son de ~400ns a 1kHz de frecuencia de repetición.....	58
34	Pulso del haz de bombeo y haz de señal. Se observa la cantidad de energía de bombeo que es convertida a otras frecuencias e.g. generación óptica paramétrica, generación de segundo armónico y generación de suma y resta de frecuencias. Cuando se alcanza el umbral de oscilación se emite un pulso de señal.....	59
35	Sintonización de oscilación óptica paramétrica. a) Señales a distintas temperaturas del cristal PPLT en una rejilla de 29.6 . b) Señales obtenidas a través de 3 diferentes rejillas a una temperatura de 150°C.....	60
36	a) Conservación de momento para haces colimados. b) Conservación de momento para haces no colimados.....	61
37	Cristal PPLT de 1mm de grosor.....	62
38	Transmitancia del cristal PPLT en función de la longitud de onda de bombeo.....	63

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
39	Pulsos de bombeo. Comparación del bombeo antes y después de la cavidad OPO. El pulso es de $\sim 200\mu\text{J}$ con una tasa de repetición de 1kHz.....	64
40	Evolución temporal del pulso de bombeo. La eficiencia de conversión del haz de bombeo a otras frecuencias varía conforme se aumenta la energía de bombeo.....	65
41	Simulación del pulso de bombeo a la salida del OPO. La figura muestra la variación de la forma del pulso de bombeo conforme se aumenta la energía de bombeo.....	66
42	Eficiencia del oscilador óptico paramétrico cuasi-continuo en función de la potencia pico. a) Rejilla de $29.1\mu\text{m}$. b) Rejilla de $29.6\mu\text{m}$	67
43	Sintonización por temperatura. Señales obtenidas a diferentes temperaturas en una rejilla de $29.1\mu\text{m}$	68
44	Sintonización por temperatura. Señales obtenidas a varias temperaturas, bombeando varias veces por encima del umbral. Las señales se obtuvieron utilizando una rejilla de $29.6\mu\text{m}$ de periodicidad.....	69
45	Sintonización por temperatura. Señales obtenidas a diferentes temperaturas en una rejilla de $29.1\mu\text{m}$ de periodicidad. Los puntos son datos obtenidos con un analizador de espectros y la línea continua se obtuvo a partir de la condición de cuasi-empatamiento de fases.....	70
46	Oscilador óptico paramétrico cuasi-continuo.....	71
47	Índice de refracción para el tantalato de litio a dos diferentes temperaturas.....	76
48	Arreglo experimental del láser de Nd:YVO_4 emitiendo en modo continuo.....	80
49	Medición de las pérdidas de la cavidad mediante una modificación de la técnica de Findlay-Clay.....	81

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura		Página
50	Potencia de salida del láser de Nd:YVO ₄ vs potencia de bombeo. Círculos: datos experimentales; línea: ajuste a la ecuación 56	82
51	Perfiles transversales del haz láser emitiendo a ~5W. a) Perfil vertical; b) Perfil horizontal. El ancho a la mitad del máximo (FWHM) es de ~ 400μm para ambos perfiles.....	83
52	Determinación de la M ² del haz para ambos ejes. Círculos: datos experimentales; líneas: ajustes a la ec. 61.....	84
53	Láser pulsado. a) Arreglo experimental simplificado; b) Disco duro con perforaciones.....	87
54	$R_2^{máxima}$ vs potencia de bombeo. Para realizar este cálculo se utilizó $\sigma_L = 15.6 \times 10^{-19} m^2$, $R_1 = 1$, $\alpha = 0.05$, $w = 0.12 mm$, $\delta t = 18 \mu s$ y $f = 0.85$	89
55	Potencia promedio de salida del láser pulsado Nd:YVO ₄	90
56	Formación de pulsos. a) Pulso obtenido con una potencia de bombeo de ~5.4W; b) tren de pulsos obtenidos a una potencia de bombeo de 18W. La duración de cada pulso es muy cercana a la del pulso obtenido a baja potencia.....	90
57	Sistema de 4 niveles de energía.....	91

Capítulo I

Introducción

Un oscilador óptico paramétrico o mejor conocido como OPO (por sus siglas en inglés, Optical Parametric Oscillator) es una fuente de luz sintonizable cuyo funcionamiento se basa en un proceso de conversión de frecuencias – conversión de luz de una frecuencia a otra- conocido como *amplificación óptica paramétrica*. La amplificación óptica paramétrica consiste en hacer incidir sobre un material cuya polarización depende no linealmente del campo incidente, -un material no lineal- un haz fuerte de “bombeo” con frecuencia ω_b y un haz de “señal” débil con frecuencia ω_s . Debido a la no linealidad del material, se obtiene a la salida de éste un haz “señal” amplificado y un haz “acompañante” o “idler” de frecuencia ω_i , producto de la mezcla de los dos haces de entrada dentro del cristal. El haz de bombeo transfiere su energía al haz de señal y de acompañante, obteniéndose así amplificación de ambas señales. En la figura 1 se muestra el proceso de amplificación óptica paramétrica.

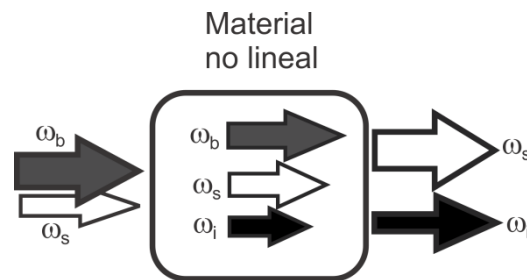


Figura 1. Amplificación óptica paramétrica. Un haz fuerte de bombeo transfiere parte de su energía a un haz de entrada y a otro haz producto de la mezcla del haz del bombeo y el haz de “señal” dentro del cristal.

Un OPO se construye en su forma más básica colocando el material no lineal dentro de una cavidad óptica formada por dos espejos altamente reflejantes a una o a las dos ondas. Supongamos que solamente incide sobre la cavidad el haz de bombeo y que hay algo de ruido inicial a la frecuencia ω_s . Este ruido inicial será amplificado a expensas del haz de bombeo, creándose adicionalmente una onda acompañante. Cada vez que la “señal” y su “acompañante” dan un viaje de ida y vuelta éstas son amplificadas. Si la ganancia que experimenta una de estas dos ondas es igual o mayor que las pérdidas que sufre esta misma onda en un recorrido de ida y vuelta, entonces se creará una onda intensa dentro de la cavidad; se dice que en este caso el OPO entra en *oscilación*. Finalmente, uno de los dos espejos de la cavidad, llamado “espejo acoplador”, no tiene una reflectancia perfecta (<100%), por lo cual una fracción de la intensidad que circula entre los espejos es transmitida, o *acoplada*, hacia el exterior.

Desde un punto de vista cuántico, la amplificación óptica paramétrica se debe a que el medio no lineal aniquila un fotón del haz de bombeo y crea un fotón señal y otro acompañante. El principio de conservación de energía determina que la energía del fotón aniquilado, $\hbar\omega_b$, donde $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ y h es la constante de Planck, debe ser igual a suma de las energías de los fotones que se crean, $\hbar\omega_s$ y $\hbar\omega_i$, por lo que la frecuencia de las señales que se generen en el medio deben satisfacer la ecuación:

$$\omega_b = \omega_s + \omega_i. \quad (1)$$

Dada una frecuencia de bombeo ω_b , hay una infinidad de parejas de frecuencias ω_s y ω_i que satisfacen la ecuación anterior. Sin embargo, los fotones también poseen momento lineal, dado por $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$, donde \mathbf{k} es el vector de onda del haz en cuestión y está dado por $\mathbf{k}(\omega) = \frac{\omega}{c}\mathbf{n}(\omega)\hat{\mathbf{u}}$, $n(\omega)$ es el índice de

refracción, el cual depende la frecuencia, y \hat{u} es el vector unitario en la dirección de propagación de la onda. El principio de conservación de momento implica que:

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

donde $k_b = k(\omega_b)$, $k_s = k(\omega_s)$ y $k_i = k(\omega_i)$. En una dimensión, esto implica que:

$$\omega_b n_b = \omega_s n_s + \omega_i n_i, \quad (3)$$

donde $n_s = n(\omega_s)$, $n_i = n(\omega_i)$ y $n_b = n(\omega_b)$. Como el índice de refracción depende de la frecuencia, es casi imposible que se cumplan las ecuaciones (1) y (3) simultáneamente; de hecho, a menos de que se utilicen algunas técnicas especiales, las cuales se explicarán más adelante, es imposible que se cumplan.

El cumplimiento simultáneo de las ecuaciones (1) y (3) se conoce en la literatura como la *condición de empatamiento de fases (phase-matching)*. Este nombre se debe a que en este caso todas las ondas de frecuencia ω_s generadas a lo largo del medio no lineal están perfectamente en fase, por lo cual interfieren constructivamente; lo mismo ocurre para las ondas con frecuencia ω_i . Cuando no se satisfacen las ecuaciones 1 y 3 las ondas generadas en diferentes lugares del medio no lineal se van desfasando a medida que aumenta la distancia entre los lugares donde se generaron; en este caso se dice que se tiene *desempatamiento de fases*. A la máxima distancia entre dos regiones del medio no lineal a la cual todas las ondas generadas interfieren constructivamente se conoce como la *longitud de coherencia* l_c ; la importancia de este parámetro se verá más adelante. Los casos de empatamiento de fases y desempatamiento de fases se muestran en la figura 2.

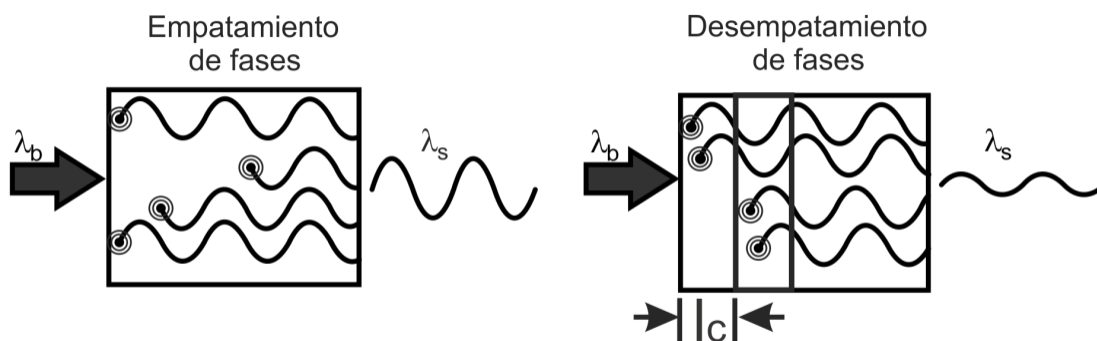


Figura 2. a)Empatamiento de fases. Las ondas generadas interfieren constructivamente a lo largo de todo el material no lineal. b)Desempatamiento de fases. Las ondas generadas interfieren constructivamente solo dentro de una pequeña zona llamada longitud de coherencia. En ambas figuras se muestra solo lo que sucede con el haz de señal.

La técnica más utilizada para obtener empatamiento de fases es el uso de cristales anisótropos como medio no lineal. En estos materiales el índice de refracción depende de la dirección de propagación y estado de polarización de la onda. Si las ondas tienen estados de polarización diferentes, cada una “verá” un índice de refracción diferente; de esta manera se puede cumplir la condición de empatamiento de fases. Dependiendo de la polarización que tenga cada una de las ondas que interactúan en el medio es el tipo de empatamiento que se obtiene; cuando el haz de señal y de acompañante tienen la misma polarización se dice que se tiene un empatamiento de fases *tipo I*, y el empatamiento de fases *tipo II* es cuando los haces de señal y acompañante tienen polarización ortogonal entre sí, como se muestra en la figura 3. Más detalles y los cálculos referentes a este tema tan extenso pueden encontrarse en Boyd (2003).

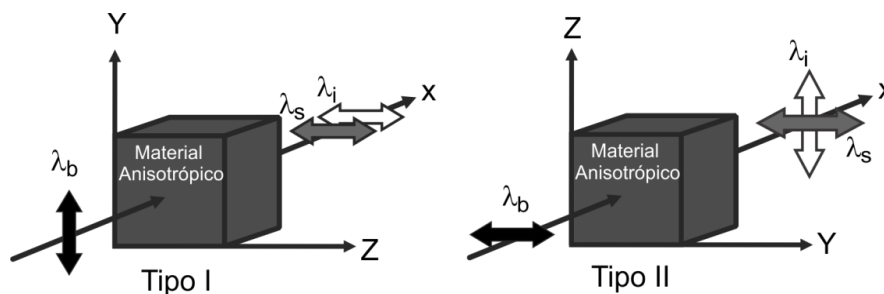


Figura 3. Ejemplo de tipos de emparejamiento de fases. En tipo I la señal y el idler tienen la misma polarización y en tipo II la señal y el idler tienen polarización ortogonal entre sí.

Otra técnica para obtener una alta eficiencia de conversión de bombeo a señal y acompañante es el **cuasi-emparejamiento de fases**, y es la técnica que se usó en esta tesis. Consiste en agregar un cambio fase de 180° a las ondas generadas cada longitud de coherencia; en este caso la diferencia de fases entre las ondas generadas en diferentes regiones no es exactamente cero, pero la interferencia entre todas ellas siempre es constructiva, por lo que la intensidad aumenta de manera monótona con la distancia de interacción (*Armstrong et al. 1962*). Resulta relativamente fácil agregar este cambio de fases si se utilizan materiales ferroeléctricos debido a que éstos poseen un momento dipolar intrínseco o polarización espontánea P_s , que puede invertirse aplicando un campo eléctrico externo. El coeficiente no lineal $\chi^{(2)}$ del material (cuya definición se verá en el apartado II.1), es proporcional a la polarización espontánea del medio (*Didomenico et al. 1969*); entonces, al cambiar el signo de la polarización espontánea se cambia también el signo de $\chi^{(2)}$, y este cambio de signo introduce el desfase de 180° que se desea. Un ejemplo de un material ferroeléctrico periódicamente polarizado se muestra en la figura 4.

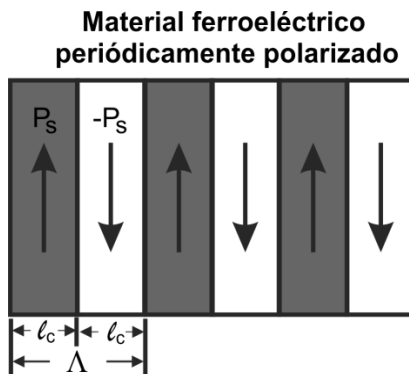


Figura 4. Material ferroeléctrico periódicamente polarizado. Se invierte la polarización espontánea 180° cada longitud de coherencia aplicando un campo eléctrico externo.

Además la polarización espontánea presenta histéresis (figura 5) lo que significa que una vez invertida, ésta se mantiene así a menos que se aplique un campo eléctrico en sentido contrario. Al campo necesario para realizar la inversión de la polarización espontánea P_s se le llama *campo coercivo* E_c , y en los materiales ferroeléctricos puede variar desde unos cuantos volts por cm hasta más de 20kV por mm.

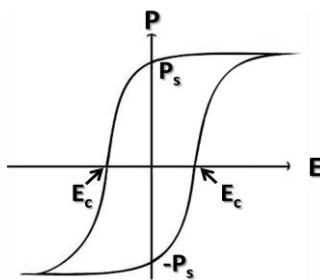


Figura 5. Curva de polarización espontánea de un material ferroeléctrico.

Al igual que en empatamiento de fases, es posible también ver el proceso de cuasiempatamiento de fases como un proceso cuántico en donde se cumplen las condiciones de conservación de energía y momento lineal. La condición de conservación de energía no cambia, pero ahora la condición de conservación de momento lineal está dado por:

$$\hbar k_b = \hbar k_s + \hbar k_i \pm p_g, \quad (4)$$

donde p_g es el momento que adquiere la rejilla; si definimos $k_g = \hat{u}_g 2\pi / \Lambda$, donde Λ es la periodicidad de la modulación de la polarización espontánea, dada por $\Lambda = 2l_c$ y \hat{u}_g es un vector unitario en la dirección de esta variación, entonces la descripción ondulatoria y la cuántica predicen la misma condición de cuasi-empatamiento de fases si

$$p_g = \pm \hbar k_g. \quad (5)$$

En términos de índice de refracción y de longitud de onda, la condición de cuasi-empatamiento de fases es

$$\Delta k \equiv \frac{n_b}{\lambda_b} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} \pm \frac{1}{\Lambda} = 0. \quad (6)$$

El intervalo de longitudes de onda que pueden obtenerse con esta técnica depende de intervalo de transparencia del material, el cual es muy amplio en los materiales ferroeléctricos ya que abarca desde el cercano UV hasta el lejano infrarrojo. Las longitudes de onda que se obtienen dependen de la longitud de onda de bombeo. Para encontrar las periodicidades adecuadas para generar determinado par de longitudes de onda a una longitud de onda de bombeo fija es necesario conocer con buena precisión y exactitud la dispersión del índice de refracción del material y para describirlo se utiliza en general una *ecuación de Sellmeier* (*Born and Wolf. 1980*); ésta es una ecuación empírica que consiste en una sumatoria de contribuciones de diferentes osciladores, cada uno representando una frecuencia de resonancia característica del material,

$$n^2 - 1 = \sum_j \frac{A_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_{0,j}^2}, \quad (7)$$

donde $\lambda_{0,j}$ es la longitud de onda de resonancia del j-ésimo oscilador, λ es la longitud de onda del haz incidente y A_j es una constante que representa el peso de la contribución del j-ésimo oscilador al índice de refracción. Por lo general tanto las longitudes de onda de resonancia $\lambda_{0,j}$ como los coeficientes A_j se encuentran ajustando mediciones del índice de refracción a esta misma ecuación mediante mínimos cuadrados. En general estos parámetros dependen de la temperatura del material. Según DiDomenico et al. (1969), los materiales ferroeléctricos basados en octaedros de oxígeno -como es el caso de los materiales que se utilizaron en este trabajo-, cuentan con 3 longitudes de onda de resonancia importantes, dos en el ultravioleta, entre aproximadamente 100 y 300nm, y una en el lejano infrarrojo (~18 μ m) por lo que basta utilizar sólo 3 osciladores para determinar su índice de refracción. En el apéndice A se muestra con detalle cómo se obtuvo una ecuación de Sellmeier para el tantalato de litio (LiTaO₃)

Los OPO's pueden clasificarse de distintas formas. Por el tipo de cavidad pueden clasificarse en: **OPO sencillamente resonante** (Yang et al. 1993) (figura 6a), donde los espejos que forman la cavidad son altamente reflejantes a una de las dos señales generadas. Para este tipo de OPO es necesario que la longitud de la cavidad (distancia entre los espejos) sea un múltiplo entero de media longitud de onda. Este OPO es muy estable pero su umbral de oscilación –potencia mínima requerida para obtener oscilación óptica paramétrica- es mayor que en otros tipos de OPO.

OPO doblemente resonante (Smith et al. 1968)(Figura 6b) donde los espejos que forman la cavidad son altamente reflejantes a las dos longitudes de onda generadas. Aunque este tipo de fuentes son de bajo umbral de oscilación,

son más complicados de construir debido a que la longitud de la cavidad debe ser un múltiplo entero de media onda de ambas señales oscilantes, lo que lo hace muy inestable.

Y el **OPO triplemente resonante** (Scheidt et al. 1995)(Figura 6c), donde los espejos que forman la cavidad son altamente reflejantes a las tres longitudes de onda interactuando en el medio, la longitud de onda de bombeo, la señal y el acompañante. De igual manera la longitud de la cavidad tiene que cumplir con un múltiplo entero de media onda de las tres señales, lo que lo vuelve aún más inestable que uno doblemente resonante. La ventaja de utilizar un OPO triplemente resonante es que en cada paso del bombeo a través del cristal no lineal aporta parte de su energía a las señales generadas.

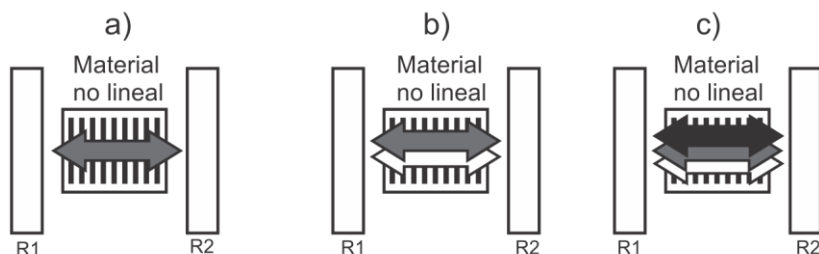


Figura 6. Tipos de OPO según las características de la cavidad. a) Sencillemente resonante, b) Doblemente resonante y c) Triplemente resonante. La flecha gris representa el haz de bombeo, la flecha blanca es haz de señal y la flecha más oscura representa el haz acompañante.

Por el tipo de bombeo pueden clasificarse en: **OPO de bombeo pulsado (nanosecond pumped OPO)** (Dabu et al.)(Figura 7a). Es el OPO más sencillo de todos. Debido a la alta potencia pico que presentan los láseres pulsados es relativamente fácil obtener oscilación óptica paramétrica de este tipo. **OPO de bombeo sincronizado (synchronous pumped)** (Grayson et al.)(Figura 7b). Se utiliza para generar fuentes de luz sintonizable emitiendo pulsos ultracortos (picosegundos o femtosegundos) y de alta repetición (del orden de MHz). En este tipo de OPO, se bombea con pulsos ultracortos los cuales están sincronizados con

el pulso que circula en la cavidad OPO. Para que esto se cumpla la longitud de la cavidad láser tiene que ser un múltiplo entero de la cavidad OPO. **OPO de bombeo realzado (enhanced pumped)** (Lindsay et al., 2003)(figura 7c). Para este tipo de OPO se utilizan espejos altamente reflejantes a la longitud de onda de bombeo y de señal simultáneamente; el hecho de que el bombeo pase varias veces por el medio no lineal contribuye a que la señal se amplifique. **OPO de bombeo intracavidad (intracavity pumped)** (Zendzian, et al. 2005) (Figura 7d). La cavidad OPO está dentro de la cavidad láser. Así se aprovecha mejor la potencia de bombeo, lo que resulta sumamente útil en la fabricación de un OPO continuo ya que éstos requieren de alta potencia (esto se explica con detalle en el capítulo II) para oscilar.

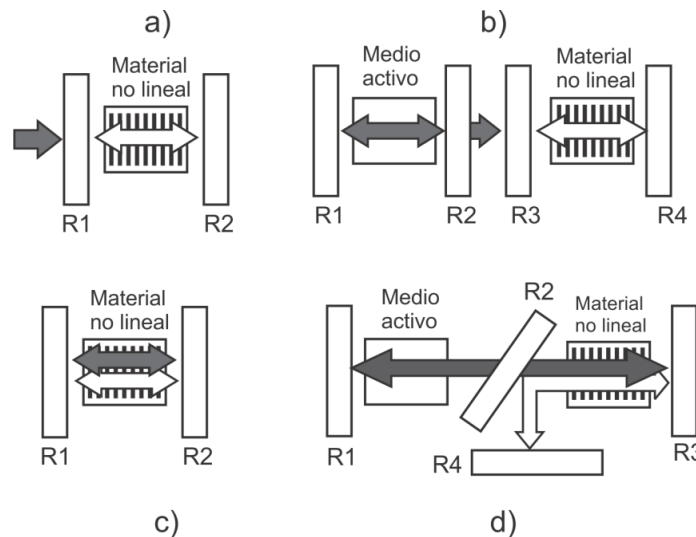


Figura 7. Tipos de OPO según el tipo de bombeo. a) Bombeo pulsado sencillamente resonante. b) Bombeo sincronizado. c) Bombeo realzado y d) bombeo intracavidad. Las flechas grises representan al haz de bombeo y las líneas blancas representan al haz de señal, por sencillez se utilizó el caso de un oscilador óptico paramétrico sencillamente resonante.

I.2 Antecedentes.

El primer oscilador óptico paramétrico fue fabricado por *Giordmaine y Miller* (1965). Ellos construyeron un OPO utilizando un material anisotrópico (KTP) como material no lineal. Este OPO emite en un intervalo de longitudes de onda de 970 a

1150nm. Para cambiar la longitud de onda de emisión cambiaron la temperatura del cristal en un intervalo de 50 a 65°C. Como fuente de bombeo utilizaron un láser de $\text{CaWO}_4:\text{Nd}$ (tungstano de calcio dopado con neodimio) emitiendo a 529nm. Desde entonces hasta hoy pueden encontrarse varias publicaciones acerca de este tema, por ejemplo, *Y. Tang et al. (1997)*, publicaron acerca de un OPO basado en un cristal KTP que emite en un intervalo de 1.58 a 1.84 μm y como fuente de bombeo utilizaron un láser de nanosegundos con longitud de onda de emisión de 1.047 μm ; *M. M. J. Van Herpen, et al. (2002)* reportaron un OPO sencillamente resonante que emite hasta 2.2W de potencia en un intervalo de longitudes de onda de 3 a 3.8 μm utilizando un material periódicamente polarizado y *A. Henderson y R. Stafford (2006)* construyeron un OPO continuo sencillamente resonante de bajo umbral de oscilación emitiendo en un intervalo de 2650 a 3200nm. El desarrollo de nuevos materiales y fuentes de bombeo de mayor potencia, principalmente los diodos láser, hace que la construcción de más fuentes sintonizables que cumplan con las características específicas de cada aplicación siga siendo un tema de interés.

I.3 Motivación y objetivo de la tesis.

Los OPOs tienen propiedades ópticas muy parecidas a las de un láser, por ejemplo, emiten luz monocromática y coherente lo que las hace muy útiles en diferentes ramas de la ciencia, como en espectroscopía infrarroja (*Kovalchuk et al. 2010*), como fuentes de luz en dispositivos de alta seguridad (*Todd et al. 2001*) y comunicaciones ópticas (*Loakeimidi et al. 2010*) entre otras. La ventaja de utilizar un oscilador óptico paramétrico en lugar de un láser es que éste tiene un amplio intervalo de sintonización, mucho mayor incluso que el de un láser de sintonizable de titanio-zafiro. Pueden emitir en regiones de longitud de onda muy importantes en la mitad y el lejano infrarrojo, difíciles de obtener con un láser y además pueden emitir en modo continuo, cuasi-continuo -pulsos de larga duración del orden de cientos de nanosegundos- o pulsado en forma de pulsos cortos, -del orden de

unos cuantos nanosegundos- o ultracortos –picosegundos y femtosegundos. La forma de emisión depende de la fuente de bombeo que se utilice, entre otras cosas.

Aunque los osciladores ópticos paramétricos son actualmente comerciales, presentan un alto costo. Su fabricación requiere de una cuidadosa selección y diseño de cada uno de los elementos que lo componen por ejemplo: elección del material no lineal más adecuado de acuerdo a las características de emisión del OPO y diseño de los espejos que forman la cavidad óptica. Uno de los principales componentes que elevan el costo de los osciladores ópticos paramétricos es el material no lineal que se utiliza para su fabricación. En el laboratorio de láseres y óptica no lineal se cuenta con la infraestructura necesaria para fabricar materiales periódicamente polarizados de excelente calidad con cualquier periodicidad superior a $6\mu\text{m}$ a menor costo que los comerciales. El hecho de tener la oportunidad de fabricarlos permite seleccionar cualquier juego de periodicidades en un mismo cristal y por lo tanto fabricar fuentes de luz sintonizables que emitan en casi cualquier longitud de onda. Como se observa en la ecuación 6 las longitudes de onda de emisión dependen de la longitud de onda de bombeo que se utilice y de la dispersión del índice de refracción del material. El objetivo de esta tesis es demostrar que se puede fabricar un oscilador óptico paramétrico para su utilización en los laboratorios de CICESE y en los diferentes centros de investigación del país los OPOs para el desarrollo de futuros proyectos especialmente los que tengan que ver con espectroscopía infrarroja y comunicaciones ópticas. Se propone fabricar un oscilador óptico paramétrico basado en un material periódicamente polarizado; que emita en modo continuo señales con longitudes de onda de alrededor de 1500nm , una longitud de onda comercial utilizada principalmente en comunicaciones ópticas.

I.4 Estructura de la tesis

Este trabajo de investigación gira en torno a la generación de procesos no lineales, específicamente generación de *oscilación óptica paramétrica*. En el primer capítulo se plantea una idea general de los principios básicos en cuanto al funcionamiento de un oscilador óptico paramétrico, así como los antecedentes de trabajos publicados con referencia a este tema. En el capítulo II se muestra la solución y análisis de las ecuaciones acopladas para el caso del oscilador óptico paramétrico sencillamente resonante, así como una explicación más completa sobre la técnica de cuasi-empatamiento de fases. En el capítulo III se presentan los aspectos importantes en el diseño y fabricación del oscilador óptico paramétrico aquí presentado. En el capítulo IV se presentan los resultados obtenidos para un oscilador óptico paramétrico cuasi-continuo que funciona con pulsos largos de hasta ~ 500 ns de duración y emite en un intervalo de longitudes de onda de 1.48 a $1.6\mu\text{m}$. Por último en el capítulo V se presentan las conclusiones de este trabajo. Además se incluyen 3 apéndices. En el apéndice A se muestra la técnica para obtener una ecuación de Sellmeier que describe la dispersión del índice de refracción del tantalato de litio en función de la longitud de onda y la temperatura. En el apéndice B se muestra el diseño, fabricación y caracterización de un láser continuo de alta potencia basado en ortovanadato de itrio dopado con neodimio (Nd:YVO_4). Éste se construyó con el fin de utilizarlo como fuente de bombeo para el oscilador óptico paramétrico. En el apéndice C se muestra un análisis del funcionamiento de un “q-switcher” fabricado parara su implementación en el láser de bombeo mostrado en el apéndice B.

Capítulo II

Oscilación óptica paramétrica.

II.1 Óptica no-lineal.

La óptica no lineal se encarga de estudiar los fenómenos que ocurren cuando un campo electromagnético interactúa con un material no lineal. Se dice que un material es no lineal cuando su polarización P depende no linealmente del campo eléctrico incidente E ; dicha polarización está dada por la ecuación

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} \cdot E + \epsilon_0 \chi^{(2)} : EE + \epsilon_0 \chi^{(3)} : EEE + \dots, \quad (8)$$

donde $\chi^{(n)}$ representa la susceptibilidad de orden n del medio.

El primer término de la ecuación da origen a fenómenos lineales típicos como absorción, refracción y reflexión. Los siguientes términos originan los fenómenos no lineales por ejemplo, con el segundo término se originan procesos de conversión de frecuencias como generación de segundo armónico, generación de suma de frecuencias y efecto electroóptico, entre otros. Con el tercer término se obtiene generación de tercer armónico y efecto Kerr, entre otros. El segundo término es el más importante en este trabajo.

La susceptibilidad no lineal de un material, $\chi^{(2)}$, tiene origen en la estructura de éste, se debe a deformaciones de su nube electrónica debido a la incidencia de un campo eléctrico fuerte. Se representa por un tensor de orden 3 y

por lo tanto tiene en general 27 elementos. En realidad en la práctica se utiliza d_{ijk} para representarlo y,

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}. \quad (9)$$

Los subíndices i, j y k , representan a cada uno de los ejes cartesianos (x, y, z). Debido a simetría de permutación intrínseca, es decir el orden de los campos $E_j(\omega_i)$ y $E_k(\omega_s)$ es irrelevante, los dos últimos subíndices pueden reducirse de la forma $d_{ijk} \rightarrow d_{lm}$, donde los subíndices j y k se reducen a uno solo utilizando las siguientes relaciones:

$i:$	$jk:$
$x \rightarrow l = 1$	$xx \rightarrow m = 1$
$y \rightarrow l = 2$	$yy \rightarrow m = 2$
$z \rightarrow l = 3$	$zz \rightarrow m = 3$
	$yz = zy \rightarrow m = 4$
	$xz = zx \rightarrow m = 5$
	$xy = yx \rightarrow m = 6$

Ahora el tensor de 3x3 puede escribirse en forma de una matriz de 3x6. La forma de esta matriz para cualquier cristal del grupo $3m$ que es al que pertenece el tantalato de litio es (Boyd, 2003),

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (10)$$

Para obtener el coeficiente no lineal efectivo del material se realiza un análisis matemático de lo que sucede a la polarización de los campos eléctricos (

$E_i(\omega_b), E_j(\omega_s)$ y $E_k(\omega_i)$) cuando éstos interactúan con el material no lineal (Boyd, 2003). Para el material que se utiliza en este trabajo de investigación (tantalato de litio) el coeficiente no lineal efectivo de mayor valor es el d_{33} . El tantalato de litio (LiTaO_3) es un cristal ferroeléctrico con varias propiedades físicas que lo hacen muy útil en diferentes aplicaciones ya que se comporta como un material piezoeléctrico, piroeléctrico, electroóptico y no lineal, siendo la no linealidad la propiedad más importante en el desarrollo de este trabajo. El intervalo de transparencia de este material comprende de ~ 280 a 5500nm . Su campo coercivo es de alrededor de 21kV/mm y tiene un coeficiente no lineal $d_{33} \sim 14\text{pm/V}$.

II.2 Solución de las ecuaciones acopladas para el oscilador óptico paramétrico sencillamente resonante.

Las ecuaciones acopladas se encargan de describir el comportamiento de la amplitud de los campos eléctricos que interactúan en el medio no lineal. Para obtenerlas se parte de la ecuación onda no lineal derivada de las ecuaciones de Maxwell dada por (Yariv, 1989),

$$\nabla^2 E - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2}, \quad (11)$$

donde $\epsilon = 1 + \chi^{(1)}$ y representa la permitividad relativa del material, c y μ_0 son la velocidad de la luz y la permeabilidad en el vacío, respectivamente. Además se considera la definición para la polarización no lineal dada por la ecuación 8 y que el campo eléctrico es una superposición de tres ondas planas y monocromáticas que se propagan en dirección z dado por,

$$E(z, t) = E_b(z)e^{i(k_b z - \omega_b t)} + E_s(z)e^{i(k_s z - \omega_s t)} + E_i(z)e^{i(k_i z - \omega_i t)} + c.c.. \quad (12)$$

Al sustituir las ecuaciones 12 y 8 en 11 se obtienen tres ecuaciones acopladas de la forma,

$$\frac{dE_s(z)}{dz} = i \frac{\omega_s}{cn_s} d_{eff}^{(2)} E_i^* E_b e^{i\Delta kz} \quad (13a)$$

$$\frac{dE_i(z)}{dz} = i \frac{\omega_i}{cn_i} d_{eff}^{(2)} E_s^* E_b e^{i\Delta kz} \quad (13b)$$

$$\frac{dE_b(z)}{dz} = i \frac{\omega_b}{cn_b} d_{eff}^{(2)} E_s E_i e^{-i\Delta kz}, \quad (13c)$$

donde $\Delta k \equiv k_b - k_s - k_i$ y es la condición de empatamiento de fases. Para simplificar las ecuaciones acopladas se define una variable A_l (Yariv, 1989),

$$A_l = \sqrt{\frac{n_l}{\omega_l}} E_l \quad l = s, i, b. \quad (14)$$

Entonces reescribiendo las ecuaciones se obtiene,

$$\frac{dA_s}{dz} = i\gamma A_b A_i^* e^{i\Delta kz} \quad (15a)$$

$$\frac{dA_s}{dz} = i\gamma A_b A_i^* e^{i\Delta kz} \quad (15b)$$

$$\frac{dA_b}{dz} = i\gamma A_s A_i e^{-i\Delta kz}, \quad (15c)$$

donde $\gamma = d_{eff}^{(2)} \sqrt{\left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right) \frac{\omega_s \omega_i \omega_b}{n_s n_i n_b}}$. Se define una constante de acoplamiento como,

$$\kappa = \gamma A_b. \quad (16)$$

Entonces suponiendo que no hay agotamiento de bombeo, es decir, $\frac{dA_b}{dz} = 0$ y se tiene poca ganancia en el haz señal, además considerando que se cumple la condición de empatamiento de fases ($\Delta k = 0$). Si se resuelven las ecuaciones acopladas 13a y 13b se obtiene que la amplitud,

$$A_s(z) = A_s(0) \text{Cosh}(\kappa z). \quad (17)$$

Para un viaje de ida y vuelta dentro de la cavidad óptica y suponiendo que únicamente se tienen pérdidas por reflexión de los espejos la amplitud de la señal estará dada por,

$$A_s(0) = A_s(0) \text{Cosh}(\kappa z) R_1 R_2, \quad (18)$$

donde R_1 es la reflectancia del espejo de entrada ~ 1 y R_2 es la reflectancia del espejo acoplador de salida para la longitud de onda de señal. Entonces de la ecuación anterior se obtiene que,

$$1 = \text{Cosh}(\kappa z) R_1 R_2. \quad (19)$$

Utilizando la forma exponencial para el Cosh y utilizando la expansión de Taylor, además suponiendo que la reflectancia del espejo de entrada es perfecta ($R_1 \simeq 1$) se llega a que el umbral de oscilación es

$$\kappa z = \sqrt{1 - R_2}. \quad (20)$$

Realizando un procedimiento similar se puede encontrar una ecuación para determinar el umbral de oscilación del OPO doblemente resonante,

$$\kappa z = \frac{\sqrt{(1-R_s)(1-R_i)}}{2}, \quad (21)$$

donde R_s es la reflectancia del espejo acoplador de salida para la señal (R_2 en el OPO sencillamente resonante) y R_i es la reflectancia del espejo acoplador de salida para el acompañante. Ahora se realiza una comparación entre ambos umbrales,

$$\frac{\sqrt{(1-R_2)}}{\frac{\sqrt{(1-R_s)(1-R_i)}}{2}} = \frac{2}{\sqrt{1-R_i}}. \quad (22)$$

Suponiendo R_i es altamente reflejante ~99% se observa que el umbral para un oscilador sencillamente resonante es 20 veces mayor que el doblemente resonante.

II.3 Umbral de oscilación de un Oscilador óptico paramétrico sencillamente resonante.

El umbral de oscilación de un OPO continuo sencillamente resonante depende principalmente de las pérdidas de la cavidad, ya sean debidas a reflexiones de Fresnel, absorción, pérdidas por apertura o pérdidas por acoplamiento (reflectividad de los espejos). La potencia de umbral para este tipo de OPO en función de las pérdidas de la cavidad puede calcularse mediante (Byer et al. 1975):

$$P_{um} = \frac{n_b n_s n_i \epsilon_0 c^3 \pi (w_b^2 + w_s^2)}{4 \omega_s \omega_i d_Q^2 L^2} \alpha_s, \quad (23)$$

donde n_b , n_s y n_i son el índice de refracción del material para la longitud de onda de bombeo, señal y idler respectivamente; w_b y w_s son el ancho del haz de bombeo y de señal, respectivamente, ω_s y ω_i representan las frecuencias del haz de señal y del acompañante, respectivamente, $d_Q = \frac{d_{eff}}{\pi}$ es el coeficiente no lineal del material (del cual se habla más adelante), L representa la longitud del material OPO y α_s representa la cantidad de pérdidas totales de la cavidad. En la figura 8 se muestra una gráfica obtenida a partir de la ecuación 23. Se obtuvo considerando que el índice de refracción del tantalato de litio es de ~ 2.15 para las 3 frecuencias interactuando en el medio ($\lambda_b = 1.053\mu m$, $\lambda_s = 1.5\mu m$ y $\lambda_i = 3.5\mu m$), que la señal y el bombeo tienen un ancho transversal de 115 y 100 μm respectivamente, que $\omega_s \sim 1.3 \times 10^{15}$ rad/seg y $\omega_b \sim 5.4 \times 10^{14}$ rad/seg, que la longitud del cristal es de 3.5cm y tiene un coeficiente no lineal $d_{eff} = 14 \text{ pm/V}$.

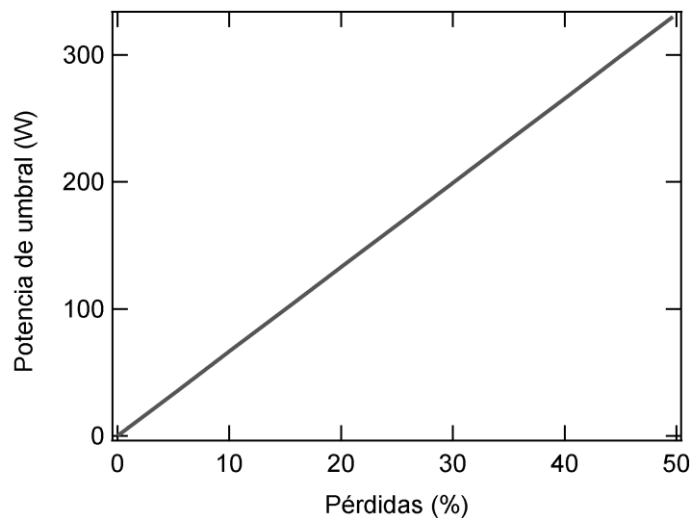


Figura 8. Potencia de umbral para el oscilador óptico paramétrico continuo sencillamente resonante en función del porcentaje total de pérdidas de la cavidad OPO.

En la figura anterior se observa que la potencia mínima necesaria para que el OPO continuo funcione puede ser muy alta si no se toman las medidas necesarias para disminuir las pérdidas de la cavidad. Estas pérdidas pueden deberse principalmente a reflexiones de Fresnel y a las pérdidas en los espejos que forman la cavidad es decir, pérdidas por acoplamiento. En el siguiente capítulo se presentan los cálculos realizados para determinar la cantidad de pérdidas de la cavidad OPO que aquí se presenta así como las medidas empleadas para disminuirlas.

II.4 Cuasi-empatamiento de fases.

El cuasi-empatamiento de fases (Quasi-Phase matching, QPM, por sus siglas en inglés) es una técnica que consiste en modular la fase de las ondas generadas para obtener procesos eficientes de conversión de frecuencias. Como se mencionó en el primer capítulo este cambio de fase se logra en materiales ferroeléctricos cambiando el signo de la polarización espontánea del material y por ende del coeficiente no lineal. En la figura 9 se muestra un dibujo de un material periódicamente polarizado. En el capítulo III se explica cómo se fabrica utilizando una técnica desarrollada previamente en el laboratorio.

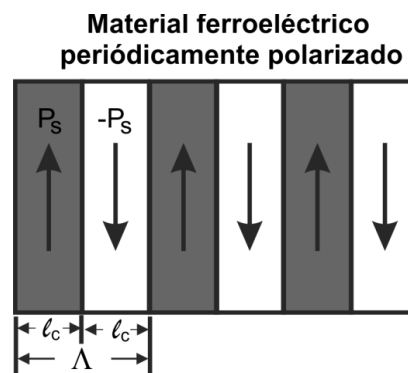


Figura 9. Material ferroeléctrico periódicamente polarizado.

Para el caso de cuasi-empatamiento de fases es necesario reescribir las ecuaciones acopladas obteniéndose:

$$\frac{dE_s(z)}{dz} = i(-1)^M \frac{\omega_s}{cn_s} d_Q E_i^* E_b e^{i\Delta kz}, \quad (24a)$$

$$\frac{dE_i(z)}{dz} = i(-1)^M \frac{\omega_i}{cn_i} d_Q E_s^* E_b e^{i\Delta kz}, \quad (24b)$$

$$\frac{dE_b(z)}{dz} = i(-1)^M \frac{\omega_b}{cn_b} d_Q E_s E_i e^{i\Delta kz}. \quad (24c)$$

donde $\Delta k = 2\pi \left(\frac{n_b}{\lambda_b} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_i}{\lambda_i} \right)$ representa la condición de empatamiento de fases

entre las ondas interactuando en el medio; para incluir el cambio periódico de la dirección de polarización del cristal no lineal, se introduce el factor $(-1)^M$, donde

$M = \left\lfloor \frac{z}{ml_c} \right\rfloor$ y m es el orden de cuasi-empatamiento de fases. De la expansión de

Fourier el coeficiente no lineal efectivo para la interacción en cuasi-empatamiento de fases es (Byer et al. 1974):

$$d_Q = d_{eff} G_m, \quad (25)$$

donde $G_m = 2l_c = \frac{2\pi}{k_b - k_s - k_i} \sin(m\pi D)$ es el correspondiente coeficiente de Fourier y

$D = l/\Lambda$ es conocido como “ciclo de duración” (duty cycle) y es la proporción entre la longitud de material que tiene una orientación de polarización espontánea y la periodicidad de polarización Λ , y es igual a 2 veces la longitud de coherencia.

Se observa de la ecuación 25 y de la figura 9 que solo un número impar de un proceso de cuasi-empatamiento de fases puede ganar eficiencia de conversión, puesto que d_Q es igual a cero cuando m es un número par y D es igual a 50%. En

el caso de cuasi-empatamiento de primer orden para un ciclo de duración de 50% se obtiene una forma simplificada para el coeficiente no lineal efectivo,

$$d_Q = \frac{2}{\pi} d_{eff}. \quad (26)$$

Y la condición de cuasi-empatamiento de fases puede escribirse:

$$\Delta k_Q = k_b - k_s - k_i - \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (27)$$

En caso de baja ganancia, la amplificación de potencia paramétrica es un cristal de longitud L es,

$$G(L) = \frac{|E_s(L)|^2}{|E_s(0)|^2} - 1 = \frac{2\omega_s\omega_i d_Q^2 I_b}{n_s n_i n_b \epsilon_0 c^3} L^2 \sin c^2 \left(\frac{\Delta k_Q L}{2} \right) \quad (28)$$

II. 5. Ancho de banda de la señal.

El espaciamiento entre modos de una cavidad de longitud L con medio dispersivo dentro está dada por (Boyd 2003),

$$\Delta\nu = \frac{1}{n(\nu)} \frac{c}{2L}, \quad (29)$$

donde $n(\nu)$ es conocido como el índice de refracción de grupo y está dado por

$n(\nu) = n + \nu \frac{dn}{d\nu}$, y c la velocidad de la luz en el vacío. Ahora, se define una

cantidad $\Delta\omega$ dada por,

$$\Delta\omega \equiv \omega_b - \omega_s^{(m)} - \omega_i^{(m)}, \quad (30)$$

donde $\omega_s^{(m)}$ y $\omega_i^{(m)}$ es uno de los modos de la cavidad para la frecuencia de señal y de acompañante respectivamente. La oscilación óptica paramétrica solo puede ocurrir para un par de modos tales que $\Delta\omega \leq \delta\omega$, donde $\delta\omega = \frac{c}{2n(\nu)L}$ es la separación entre modos de la cavidad. Por lo tanto suponiendo que el haz bombeo da un solo paso, es decir solo oscilan el haz de señal y de acompañante, la cantidad $\delta\omega$ cambiará de la forma:

$$\delta(\Delta\omega) = 2\pi \left(\frac{c}{2n_s(\nu)L} - \frac{c}{2n_i(\nu)L} \right) = \frac{\pi c}{L} \left(\frac{n_i(\nu) - n_s(\nu)}{n_s(\nu)n_i(\nu)} \right). \quad (31)$$

El máximo número de modos de la cavidad está dado por,

$$N = \frac{\Delta\omega_0}{\delta(\Delta\omega)} = \left(\frac{n_s(\nu)}{2(n_s(\nu) - n_i(\nu))} \right). \quad (32)$$

Entonces la separación entre frecuencias es,

$$\delta\omega = 2\Delta\omega N \simeq \frac{2\pi c}{2n_s^{(g)}L} N = \frac{\pi c}{2L} \left(\frac{1}{n_s(\nu) - n_i(\nu)} \right). \quad (33)$$

Ahora para encontrar una expresión para el ancho de banda de la señal se utiliza la relación $\frac{\Delta\omega_s}{\omega_s} = \frac{\Delta\lambda_s}{\lambda_s}$ y se obtiene que,

$$\Delta\omega_s = \frac{2\pi c \Delta\lambda_s}{\lambda_s^2 N}. \quad (34)$$

Igualando 33 con 34 y despejando para $\Delta\lambda_s$,

$$\Delta\lambda_s = 2\lambda_s^2 \left(\frac{1}{L \left(n_s - n_i - \lambda_s \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda_s} + \lambda_i \left. \frac{dn}{d\lambda} \right|_{\lambda_i} \right)} \right) \quad (35)$$

Suponiendo que se tiene una cavidad de longitud de $\sim 6\text{cm}$ y que las longitudes de onda para el haz de señal y de acompañante son de $1.5\mu\text{m}$ y $3.5\mu\text{m}$ respectivamente. Además que el índice de refracción del tantalato de litio para estas longitudes de onda es de alrededor de 2.15. El ancho de banda esperado para la señal es de $\sim 1\text{nm}$.

II.6 Análisis de ganancia para cuasi-empatamiento de fases.

La solución a las ecuaciones acopladas mostradas en 13a - 13c. Muestra que la ganancia por paso para $I_{señal}$ tiene la forma:

$$I_{señal}(L) = I_{señal}(0) \cosh(\kappa L) \quad (36)$$

donde $\kappa = \sqrt{\frac{\omega_s \omega_i}{n_s n_i}} \frac{d_{eff}}{c} \frac{2}{\pi} E_b$. La intensidad está relacionada con el campo eléctrico por,

$$I_b = \frac{P_b}{A} = \frac{1}{2} \frac{n_b}{z_0} |E|^2, \quad (37)$$

donde n_b es el índice de refracción del material para el bombeo y z_0 representa la impedancia en el vacío y es $\sim 377\text{Ohms}$. Entonces despejando para el campo eléctrico y así obtener una expresión para κ en unidades medibles se obtiene que:

$$\kappa = \sqrt{\frac{\omega_s \omega_i}{n_s n_i}} \frac{d_{\text{eff}}}{c} \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2E_b^{\text{ener}} z_0}{\tau \pi w^2 n_b}} \quad (38)$$

donde E_b^{ener} es la energía de bombeo, τ la duración del pulso de bombeo y w el ancho del haz medido a $\frac{1}{e^2}$.

Escribiendo \cosh en su forma exponencial:

$$\cosh(\kappa L) = \frac{\exp(\kappa L) + \exp(-\kappa L)}{2} \quad (39)$$

Para alta ganancia se puede el segundo término de la ecuación 39 tiende a cero por lo que puede despreciarse quedando:

$$I_{\text{señal}} = I(0) \exp(\kappa L) / 2. \quad (40)$$

Suponiendo que se tienen longitudes de onda de $1.5\mu\text{m}$ para el haz señal y de $3.5\mu\text{m}$ para el haz acompañante, que el cristal tiene una longitud de 35mm ; que se bombea con 1mJ de energía y que el ancho del haz es $\sim 100\mu\text{m}$. Para pulsos de duración corta, $\sim 7\text{ns}$, se tiene ganancia de alrededor de 170. Sin embargo para pulsos de mayor duración por ejemplo 400ns la ganancia a disminuye a 1.1.

Para baja ganancia se puede utilizar la expansión de Taylor en la ecuación 39 y se obtiene que:

$$I_{señal} = I(0) \left[1 + \frac{(\kappa L)^2}{2} \right]. \quad (41)$$

En este caso utilizando los mismos valores mencionados arriba, la ganancia para pulsos cortos es de alrededor de ~ 17 y para pulsos largos mucho menor que 1. Con esto resalta la importancia de maximizar la ganancia aumentando la longitud de interacción no lineal es decir utilizando un cristal largo. Y además con buena calidad en la inversión.

II.7 Eficiencia de conversión

La eficiencia de conversión de energía de bombeo a energía de señal puede calcularse utilizando la relación (Orozco-Arellanes, 2003),

$$\eta = \left(\frac{\lambda_b}{\lambda_s} \right) \left(\frac{(1 - R_f)(1 - R_2)}{1 - (1 - R_f)^4 R_1 R_2} \right) \quad (42)$$

donde R_f representa las reflexiones de Fresnel de las cuáles se habla a detalle en el siguiente capítulo; R_1 y R_2 son las reflectancias de los espejos de entrada y de salida para la longitud de onda de señal. En el caso del OPO que se presenta en los siguientes capítulos R_1 y R_2 son idénticas con valor de 99.5% para la longitud de onda de señal. En el siguiente capítulo se verá que debido al alto índice de refracción del material tantalato de litio las pérdidas por reflexiones de Fresnel pueden ser de $\sim 43\%$ en un viaje de ida y vuelta. Utilizando estos datos se calcula que se una eficiencia de conversión menor al 1%. De aquí también la importancia de reducir las pérdidas de la cavidad al máximo, ya que si de alguna manera se reducen a menos de 1% la eficiencia de conversión aumenta hasta 7%.

Capítulo III.

Diseño y fabricación del oscilador óptico paramétrico.

Hasta donde se sabe es la primera vez que se fabrica un oscilador óptico paramétrico continuo en México. Esto representa un reto ya que existen varios parámetros que hay que considerar en la fabricación del oscilador óptico paramétrico continuo sencillamente resonante. Como se mencionó en el capítulo anterior, para las potencias típicas de un láser de bombeo continuo, de ~ 1 a 100 W, la ganancia por unidad de longitud de un cristal PPLT es del orden de 1.5. Este valor es bajo, por lo que es imprescindible, por un lado, reducir al máximo las pérdidas, y por otro lado optimizar la ganancia total obtenida con el cristal PPLT, de tal manera que la ganancia sea mayor a las pérdidas y pueda oscilar el OPO. Para esto se propone obtener un cristal PPLT con “duty-cycle” 50-50 (ver capítulo anterior) y de la mayor longitud posible. Una enorme ventaja para este trabajo de investigación es que en el laboratorio se ha desarrollado previamente una técnica para la fabricación de niobato de litio periódicamente polarizado y aun siendo la primera vez que se utiliza esta técnica en tantalato de litio las estructuras periódicas que se obtuvieron son de excelente calidad (figura 15). Aparte de minimizar las pérdidas y maximizar la ganancia, hay que tomar en cuenta otros detalles, como el nivel máximo de potencia o energía que pueden soportar sin dañarse las componentes ópticas del OPO, sobretudo el cristal PPLT. En este capítulo se habla detalladamente de cada una de las consideraciones que se tomaron para reducir las pérdidas de la cavidad OPO y en el último apartado se muestra una simulación numérica de la cavidad OPO que se utilizó.

III.1 Selección de periodicidades.

Se decidió una longitud de emisión para el OPO de 1500nm por conveniencia ya que es una de las longitudes de onda con mayor aplicación en diferentes áreas de la ciencia y tecnología (corresponde a la longitud de onda utilizada en telecomunicaciones por fibra óptica y es muy utilizada en espectroscopía), lo que facilita la adquisición de espejos altamente reflejantes y con baja absorción para formar la cavidad OPO.

Antes de fabricar el cristal PPLT es necesario seleccionar las periodicidades que se van a grabar en él. Para identificar cuáles son las periodicidades convenientes de acuerdo a la longitud de onda de emisión seleccionada, se utilizó la ecuación de cuasi-empatamiento de fases (Ec. 6) y la ecuación de Sellmeier mostrada en el apéndice A, para calcular la curva de sintonización para la generación óptica paramétrica en función de la periodicidad del material. Esta curva se calculó para una longitud de onda de bombeo de $1.053\mu\text{m}$ para una temperatura fija de 120°C esto es porque al bombear fuertemente un cristal electroóptico tal como el tantalato de litio, se presenta invariablemente el daño fotorrefractivo, estas son distorsiones que sufre el haz al propagarse debido a cambios de índice de refracción en el medio inducidos por el mismo haz. Esto provoca que disminuya considerablemente la eficiencia de conversión de frecuencia de bombeo a frecuencia de señal. Una forma de disminuir este daño es mantener el cristal PPLT a una temperatura superior a 120°C . En la figura 10 se muestra la curva obtenida. En la figura 10a) se muestra la curva obtenida para un intervalo de longitudes de onda de 1.2 a $\sim 5\mu\text{m}$. En figura 10b) se muestra un acercamiento a la curva de sintonización con el fin de observar claramente las periodicidades adecuadas a la longitud de onda que se desea obtener. Se observa que para poder hacer un OPO que emita entre aproximadamente $1.45\mu\text{m}$ y $1.55\mu\text{m}$, las periodicidades de interés están entre 28.4 y $29.6\mu\text{m}$. El cristal tantalato de litio viene en forma de oblea con diámetro de $\sim 5\text{cm}$ y debido al tamaño de cada rejilla se puede grabar hasta 6 periodicidades

distintas en cada uno por lo que se eligió hacer un cristal PPLT con periodicidades, $\Lambda = 28.6, 28.8, 29, 29.1, 29.3$ y $29.6 \mu\text{m}$.

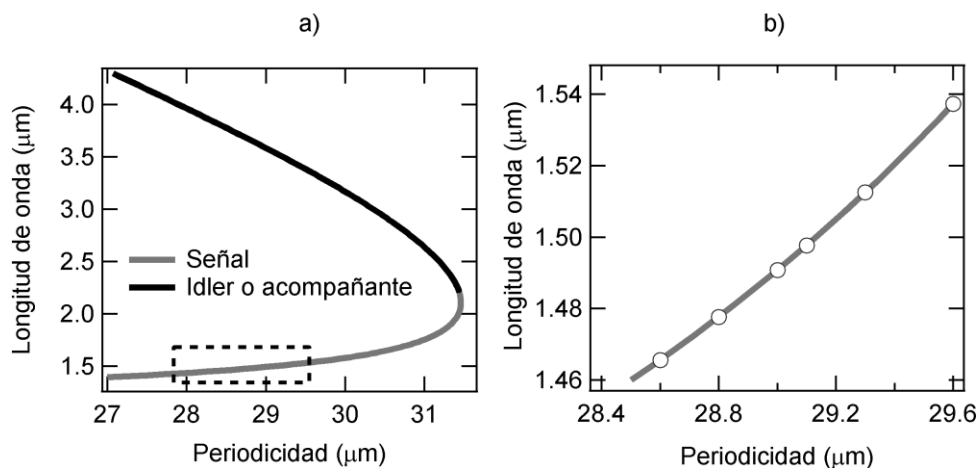


Figura 10. Curva de sintonización para la generación óptica paramétrica. a) Longitudes de onda de señal y de acompañante en función de la periodicidad del material. b) Acercamiento de la gráfica de la izquierda. Los puntos son las longitudes de onda correspondientes a las seis periodicidades elegidas. Se supuso una temperatura de 120°C y una longitud de onda de bombeo igual a $1.053 \mu\text{m}$.

III.2 Fabricación del cristal PPLT.

Una vez seleccionadas las periodicidades adecuadas para la obtención de señales con una longitud de onda alrededor de $\sim 1.5 \mu\text{m}$, se fabricó el cristal PPLT utilizando una técnica desarrollada previamente por el grupo de Láseres y Óptica No lineal del CICESE. Esta técnica se desarrolló para fabricar niobato de litio periódicamente polarizado (PPLN) y de igual forma se utilizó fabricar por primera vez tantalato de litio periódicamente polarizado (PPLT) de dos grosores diferentes (0.5 y 1mm) para su utilización en el desarrollo de este trabajo de investigación. Aquí se dará una explicación muy breve del proceso de fabricación; para conocer más los detalles de la técnica se sugiere consultar la referencia Cudney et al. (2002).

Primero, se fabrica una mascarilla con las rejillas de periodicidades seleccionadas; ésta se graba en película fotográfica sensible a la luz verde

(alrededor de 530nm). Para fabricar una mascarilla de una rejilla con una periodicidad Λ se graba la imagen de una rendija (una línea vertical) en la película holográfica, luego se desplaza la película una distancia Λ y se graba otra línea; se desplaza de nuevo la película y se graba otra línea, así sucesivamente. El ancho de esta imagen de la rendija debe ser ligeramente más grande que la longitud de coherencia, $l_c = \Lambda/2$, por razones que se explicarán más adelante. Si se desea grabar más de una rejilla, la película se regresa a su posición inicial y se traslada verticalmente y se repite el proceso. Terminado el grabado se revela la película para obtener las rejillas con miles de líneas opacas y transparentes, como se muestra en la figura 11.

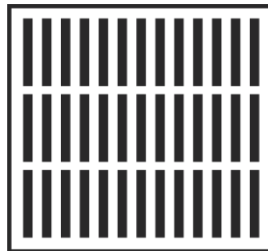


Figura 11. Mascarilla en película fotográfica. Se presenta una mascarilla con 3 rejillas grabadas.

Una vez que se tiene la mascarilla, se deposita una película de fotoresina de $\sim 2\mu\text{m}$ de espesor mediante la técnica de “*spin-coating*” (Middleman y Hochberg, 1993) sobre la cara “+z” de una oblea de tantalato de litio. Para determinar cuál es la cara positiva se aplica calor al cristal. Debido al efecto piroeléctrico del material, el calentamiento produce un voltaje a lo largo del eje “c” del cristal, o sea entre las caras de la oblea. Este voltaje se detecta fácilmente con un multímetro. Si el voltaje que se detecta es positivo entonces la cara “+z” es la que está conectada a la terminal negativa del multímetro. Una vez depositada la capa de fotoresina sobre el cristal, se coloca sobre éste la mascarilla previamente grabada y se exponen ambos elementos a luz ultravioleta intensa. Lo que sucede es que al incidir la luz ultravioleta sobre la fotoresina (a través de las zonas transparentes de la mascarilla), ésta se “quema” y al someterla a un proceso de revelado las regiones expuestas son disueltas. El resultado final es un cristal con

regiones cubiertas de fotorresina y otras regiones expuestas, como se ve en la figura 12.



Figura 12. Cristal tantalato de litio con escalones de fotorresina.

El siguiente paso es preparar el cristal para la inversión de dominios. El cristal se coloca entre un par de anillos de plástico (*o-rings*) de ~4cm de diámetro y éstos a su vez se colocan entre dos placas de material aislante (acrílico). Luego, el espacio entre el cristal y las placas de acrílico es llenado con un líquido altamente conductor (cloruro de litio disuelto en agua), como se muestra en la figura 13.

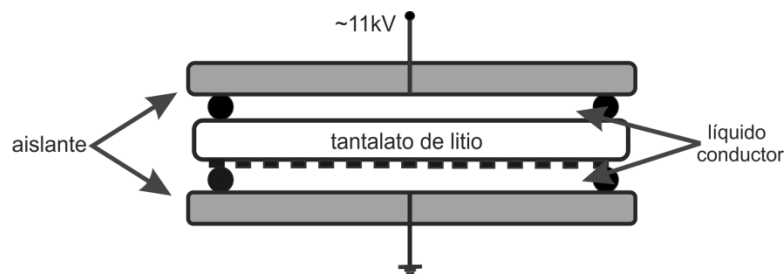


Figura 13. Cristal "ensandwichado" listo para la inversión de dominios.

Para crear los dominios de 180° se aplica voltaje al arreglo descrito arriba. El campo coercitivo del tantalato de litio es 21 kV/mm , por lo que para un cristal de $\sim 0.5 \text{ mm}$ de grosor se requiere aplicar aproximadamente 11 kV para producir los dominios. El voltaje se va aumentando de forma gradual, y alcanza el valor necesario para realizar la inversión, comienza el proceso de nucleación, esto es, se forman dominios muy pequeños en las zonas donde el campo es más intenso. Esto ocurre en los bordes de los escalones de fotorresina (Figura 14a) debido a un "efecto de punta" (Miller y Savage, 1958) producido por los cambios abruptos del potencial eléctrico. Una vez formados, estos núcleos crecen rápidamente a lo

largo del eje “c” (crecimiento longitudinal) hasta alcanzar la otra superficie del cristal (Figura 14b) para finalmente crecer lentamente en forma lateral (crecimiento lateral; Figura 14c). La velocidad de crecimiento longitudinal típicamente es 2 órdenes de magnitud superior a la velocidad de crecimiento lateral.

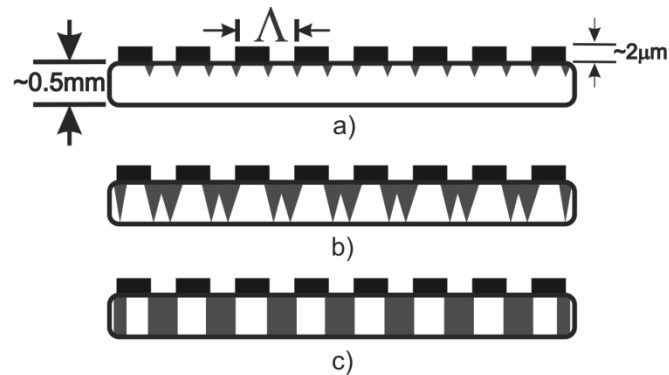


Figura 14. Formación de dominios ferroeléctricos. a) Nucleación de dominios en los bordes de los escalones de fotoresina. b) Crecimiento longitudinal de los dominios hacia la otra superficie del cristal. c) Crecimiento lateral de los dominios.

Debido al crecimiento lateral, la longitud de los dominios suele ser mayor a la de las regiones que no están cubiertas de fotorresina; en otras palabras, los dominios crecen por debajo de los electrodos “undergrowth” (Schur, et al. 1999). El crecimiento de los dominios por debajo de los electrodos típicamente es de entre 2 a 4 μm. La asimetría entre las longitudes de los dominios positivos y negativos que produce este efecto afecta la no-linealidad efectiva del material, por lo que es importante que se tome en cuenta a la hora de producir la mascarilla. Por ejemplo, para producir una estructura de dominios con una periodicidad de 30μm las líneas opacas de la mascarilla deben medir entre 18 y 20 μm mientras que las líneas transparentes deben medir solamente entre 10 y 12 μm.

Para obtener estructuras ferroeléctricas de buena calidad es importante monitorear la corriente de desplazamiento que se genera durante la formación de los dominios. Para invertir una superficie con un área A la fuente de alto voltaje debe suministrar una carga eléctrica Q dada por (Cudney et al. 2001),

$$Q=2P_sA, \quad (43)$$

donde P_s es la magnitud de la polarización espontánea del material (siendo $65\mu\text{C}/\text{cm}^2$ para el tantalato de litio). La carga depositada puede ser determinada integrando con respecto al tiempo la corriente de desplazamiento medida. Una vez que se alcanza el valor dado por la ecuación 43 el voltaje aplicado es reducido a cero. Con esta técnica se logró hacer cristales de PPLT de más de 34 mm de largo de excelente calidad, esto es, con dominios bien definidos y con un ciclo de trabajo cercano al ideal (50%). En la figura 15 se muestra una fotografía de una parte del cristal tantalato de litio periódicamente polarizado obtenido con este procedimiento.

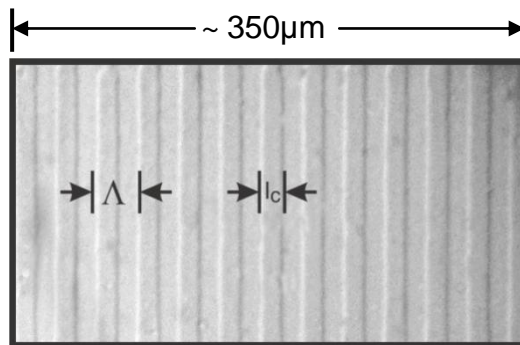


Figura 15. Estructura PPLT. Imagen obtenida con un microscopio óptico de una rejilla de $\sim 350\mu\text{m}$ de largo con una periodicidad $\Lambda = 29.1\mu\text{m}$.

Finalmente se somete el cristal PPLT a un proceso de corte y pulido mediante técnicas ya implementadas anteriormente en el laboratorio.

III.3 Pérdidas por reflexiones de Fresnel y diseño de las películas antirreflejantes.

Las pérdidas por reflexión de Fresnel por cada interface aire-sustrato a incidencia normal están dadas por (Hecht 1998),

$$R = \left(\frac{n_s - n}{n_s + n} \right)^2, \quad (44)$$

donde n_s es el índice de refracción del medio de transmisión y n el índice de refracción del aire. Para el caso del tantalato de litio, cuyo índice de refracción es de alrededor de 2.15, la reflectancia de cada interfaz es $\sim 13\%$, por lo que la transmitancia es de $T = 1 - R \approx 0.87\%$. En un recorrido de ida y vuelta la luz pasa cuatro veces por estas interfaces, por lo que la transmitancia total en un recorrido de ida y vuelta es $T \approx (1 - R)^4 \approx 57\%$. Esto aumenta enormemente el umbral de oscilación del OPO; sería imposible alcanzar este umbral en el régimen continuo.

Para disminuir las pérdidas se aplican películas antirreflejantes en ambas caras del cristal. Por sencillez, usamos una película antirreflejante de una sola capa. El diseño de películas antirreflejantes de una sola capa resulta muy sencillo: se busca que la onda reflejada por la interface aire-película y la onda reflejada por la interface película-sustrato tengan igual amplitud y una diferencia de fases de 180° para que se cancelen entre ellos por interferencia destructiva. Suponiendo incidencia normal, para obtener interferencia destructiva es necesario que la diferencia de caminos ópticos entre estas ondas sea igual a media longitud de onda, es decir, $2(n_p \cdot d) = \frac{\lambda}{2}$, donde n_p es el índice de refracción de la película, d su grosor físico y λ la longitud de onda para la cual se desea evitar reflexiones. Entonces el grosor físico de la película estará dado por $d = \frac{\lambda}{4n_p}$. Se puede probar que con el depósito de una película con este grosor la reflectancia está dada por (Hecht 1998),

$$R = \frac{(n_0 n_s - n_p^2)^2}{(n_0 n_s + n_p^2)^2}, \quad (45)$$

donde n_o es el índice de refracción del medio de incidencia y n_s es el índice de refracción del sustrato. De la ecuación anterior se deduce que la reflectancia en cada interface será cero cuando $n_p^2 = n_o n_s$. El índice de refracción del tantalato de litio (n_s) es de alrededor de 2.13 y el del aire (n_o) es 1, entonces para disminuir al 0% las pérdidas por reflexión en este material el índice de refracción de la película a depositar debe ser $n_p = \sqrt{(1)(2.13)} \approx 1.46$. El fluoruro de magnesio (MgF_2) es un material comúnmente utilizado para la aplicación de películas antirreflejantes en lentes u otros elementos ópticos hechos de vidrio común y que requieran antirreflejantes a longitudes de onda centradas principalmente en el espectro visible. Tiene un índice de refracción de ~ 1.38 y aunque no es el material ideal para el cristal que aquí se utiliza, es un material con el que se obtienen películas de muy alta calidad. Según la ecuación 45, con el depósito de una capa de $\lambda/4$ de este material la reflectancia se reduce a $\sim 0.33\%$ por interfase. Esta reducción es importantísima para el funcionamiento del OPO en modo continuo.

Si la longitud de onda no es exactamente aquella con la que se diseñó la película antirreflejante, o si por razones técnicas el grosor de la película no resulta ser exactamente igual a la deseada, la reflectancia aumenta. En general, para una película de una sola capa, la reflectancia a incidencia normal viene dada por (Hecht, 1998),

$$R = \frac{n_b^2(n_o - n_s)^2 \cos^2(kd) + (n_o n_s - n_b^2)^2 \sin^2(kd)}{n_b^2(n_o + n_s)^2 \cos^2(kd) + (n_o n_s + n_b^2)^2 \sin^2(kd)}, \quad (46)$$

donde $k = 2\pi n_s / \lambda$. En la figura 16 se muestran las pérdidas totales de ida y vuelta introducidas por las dos interfases de un cristal PPLT en función de la longitud de onda. Se observa que para una longitud de onda de 1500nm las pérdidas en un viaje de ida y vuelta disminuyen a $< 0.9\%$. Según la ecuación 23, capítulo II, con este porcentaje de pérdidas el umbral de oscilación del OPO disminuiría a $\sim 17\text{W}$,

lo cual está dentro de las posibilidades de un OPO continuo, por lo que se fabricó un oscilador utilizando un cristal PPLT con películas de fluoruro de magnesio. Los resultados obtenidos se muestran en el siguiente capítulo.

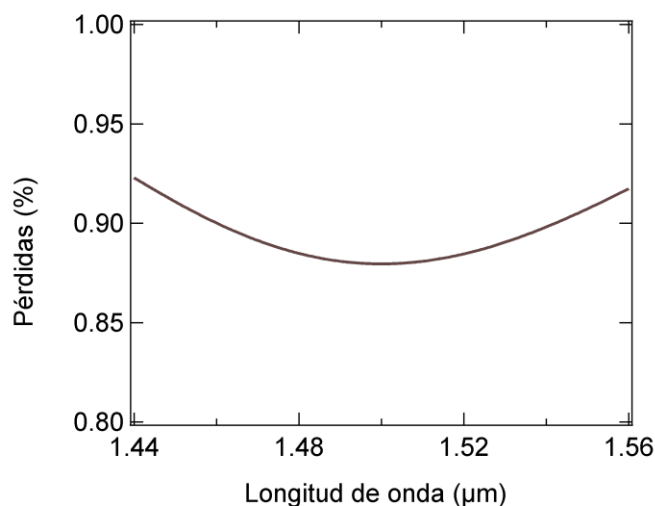


Figura 16. Pérdidas por reflexión en un viaje de ida y vuelta introducidas por un cristal PPLT con películas antirreflejantes de MgF₂.

Otro material utilizado para depósito de películas antirreflejantes en materiales de índice de refracción alto como el tantalato de litio es el fluoruro de itrio, YF₃. Éste tiene un índice de refracción de 1.49, muy cercano al valor que se necesita para reducir las pérdidas al 0% en tantalato de litio. En la figura 17 se presentan las pérdidas esperadas utilizando este material como película antirreflejante. Para obtener esta gráfica se tomaron las mismas consideraciones que en la figura 16.

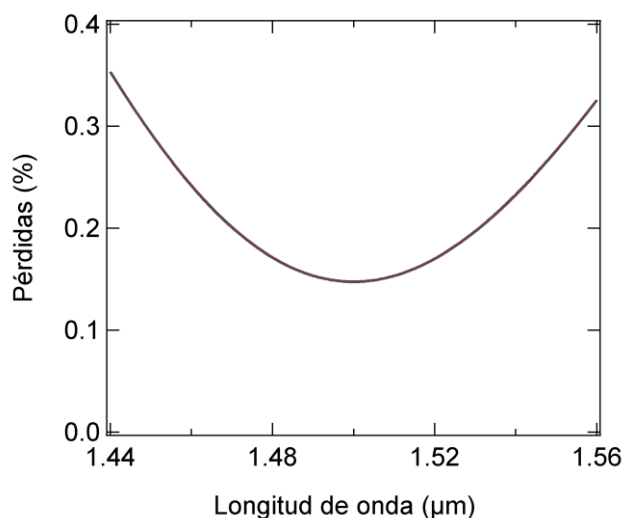


Figura 17. Pérdidas por reflexión en un viaje de ida y vuelta introducidas por un cristal PPLT con películas antirreflejantes de YF_3 .

Utilizando películas antirreflejantes de fluoruro de itrio las pérdidas disminuyen a $\sim 0.15\%$ en un viaje de ida y vuelta, con este porcentaje de pérdidas el umbral disminuye a $\sim 2W$.

Para realizar el depósito de las películas antirreflejantes se utilizó la técnica de evaporación en alto vacío. Esta técnica consiste en elevar la temperatura del material a depositar (YF_3 o MgF_2) más allá de su punto de ebullición para evaporarlo. Al hacerlo las partículas del material se elevan hasta depositarse en el sustrato. Con el fin de obtener una evaporación de alta calidad (libre de partículas de polvo o agua) es estrictamente necesario realizar alto vacío (disminuir la presión dentro de la cámara como mínimo a 10^{-5} torr). En la figura 18 se muestra una fotografía de la máquina evaporadora que se utilizó para cumplir con este fin.



Figura 18. Fotografía de la evaporadora.

La máquina consiste de una campana de vidrio montada sobre una estructura de aluminio perfectamente sellada. Los materiales a depositar se colocan en unas pequeñas charolas (filamentos) de tungsteno o molibdeno por los cuales se pasa corriente alta para calentar el material y llevarlo a su punto de evaporación. Los grosores físicos de las películas antirreflejantes que se manejan son del orden de nanómetros por lo que es muy importante contar con un buen sistema de monitoreo durante el depósito para garantizar que se obtienen los grosores adecuados. Para monitorear el grosor con esta evaporadora se utiliza un circuito oscilador construido con un cristal de cuarzo con frecuencia característica de alrededor de 5MHz. Lo que sucede es que cuando cambia la densidad del cristal provocado por el depósito de diferentes materiales en su superficie la frecuencia de oscilación cambia. Entonces para calibrarlo se realizaron varios depósitos del material en un sustrato de vidrio común y se midió con la ayuda de un perfilómetro con resolución de 20nm el grosor físico de la película depositada. Así se obtuvo una relación entre cambios de frecuencia y grosor de la película.

III.4 Pérdidas por Abertura.

El tamaño transversal del cristal PPLT es muy pequeño $\sim 500\mu\text{m}$ lo que hace muy difícil que la totalidad del haz de señal generado pase a través de éste. La Intensidad de un haz gaussiano está dada por:

$$I \propto e^{-\frac{2r^2}{w^2}}, \quad (47)$$

donde w es el ancho de haz cuando decae a $1/e^2$. Entonces para obtener la potencia de entrada del haz es necesario resolver la integral,

$$\int_{-d/2}^{d/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w^2}\right] dx dy. \quad (48)$$

donde d representa el grosor del material. Separando por partes la ecuación anterior se obtiene,

$$\int_{-d/2}^{d/2} \exp\left[-\frac{2x^2}{w^2}\right] dx \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{2y^2}{w^2}\right] dy, \quad (49)$$

de la misma manera se puede encontrar una expresión para la potencia de salida. Y entonces se obtiene que:

$$\eta = \frac{P_e}{P_s} = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} \exp\left[-\frac{2x^2}{w^2}\right] dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-\frac{2y^2}{w^2}\right] dy} \quad (50)$$

Esta integral solo tiene solución numérica y es conocida como función "erf", después de algo de álgebra se llega a que la eficiencia de salida estará dada por:

$$\eta = \frac{\operatorname{erf}\left(\frac{d}{\sqrt{2}w}\right)}{\operatorname{erf} \infty}. \quad (51)$$

De la ecuación anterior se calcula que para el cristal que aquí se utilizó y para un haz gaussiano ideal de $\sim 160\mu\text{m}$ (más adelante se muestra porqué se eligió este ancho) se tiene una transmitancia de 99.2% es decir, se pierde un poco menos del 1% de la señal lo que según la figura 8 se traduce en un aumento de potencia de umbral de $\sim 6\text{W}$. En la figura 19 se muestra como aumentan las pérdidas conforme aumenta el ancho del haz.

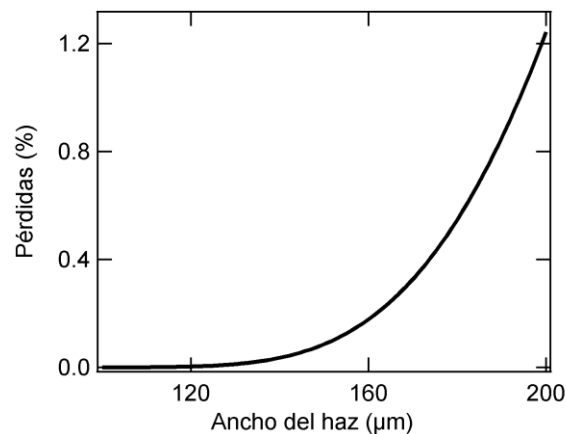


Figura 19. Pérdidas por abertura en función del ancho del haz.

III.5 Caracterización del láser de bombeo.

Se ha mencionado anteriormente que el objetivo principal de este trabajo es construir un OPO emitiendo en modo continuo pero debido al alto umbral de oscilación de estos resulta mucho más sencillo obtener oscilación óptica paramétrica utilizando un láser pulsado –debido a la alta potencia pico-, y una vez obtenida la oscilación y optimizada la alineación de la cavidad, pasar el láser de

bombeo a modo continuo. Por esta razón se utilizó como fuente de bombeo un láser comercial de Nd:YLF_4 ($\lambda = 1053\text{nm}$) que tiene un control electrónico que permite cambiar su modo de emisión de pulsado a continuo fácilmente. Es un láser que cuenta con un modulador acusto-óptico como “*Q-switcher*”. Con este *Q-switch* se obtienen pulsos de 300 a 700ns con una frecuencia de repetición de 100Hz a 10kHz. La variación de la duración en los pulsos depende de la alineación de los elementos del láser, principalmente del *Q-Switch* y de cuántas veces se bombea el láser por encima de su umbral de oscilación (Svelto, 1998).

Antes de fabricar el OPO es necesario conocer bien las características del láser que se utilizaría como bombeo. Primero se caracterizó la potencia promedio de salida en función de la corriente que se le aplica al láser. Los datos obtenidos se muestran en la figura 20. Para obtenerla se midió la potencia promedio de salida a una frecuencia de 1kHz utilizando un detector térmico de Thorlabs modelo S122A. Los puntos son los datos medidos y la línea continua es un ajuste a una línea recta. No se presentan datos para corrientes por debajo de 22 A, ya que, aunque sí había oscilación, la potencia del láser fluctuaba mucho. Del ajuste se extrapola que el umbral de oscilación del láser ocurre con una corriente de bombeo de ~18 A.

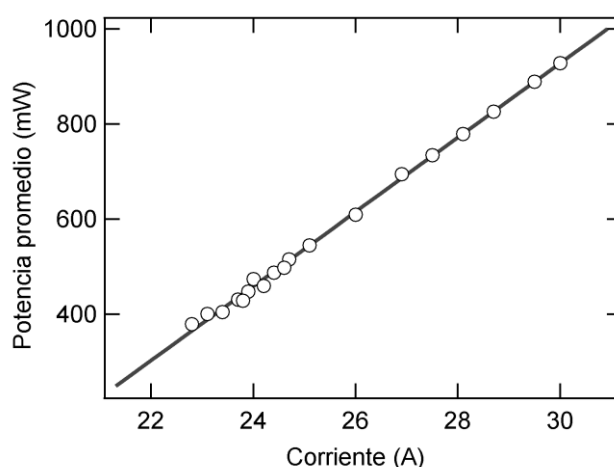


Figura 20. Potencia promedio de salida del láser Nd:YLF_4 a una frecuencia de repetición de 1kHz.

También se caracterizó la forma temporal de los pulsos con un detector rápido con ancho de banda de 2GHz de InGaAs modelo EOT3000 en conjunción con un osciloscopio con un ancho de banda de 1 GHz y tasa de muestro de 4 gigamuestras por segundo (Lecroy modelo LC574A). La figura 21 muestra los pulsos obtenidos a dos potencias de bombeo diferentes. En la figura 21a) se muestra el pulso cuando el bombeo está ligeramente por arriba del umbral (bombeo: 22.5A; energía ~ 350 μ J por pulso). El pulso tiene un ancho FWHM de alrededor de 600ns; lo largo del pulso se debe, entre otras cosas, a la gran longitud de la cavidad de este láser (más de 1m). En esta figura se nota que el pulso tiene una envolvente suave, aproximadamente gaussiana, sobre la cual hay algunos picos sobrepuestos. En la figura 21b) se muestra el pulso cuando el bombeo está muy por arriba del umbral (bombeo: 28.4A; energía ~ 810 μ J por pulso). Aquí vemos que el pulso es ligeramente menos ancho (~460ns FWHM) y además presenta más fluctuaciones. En la Fig. 21c) se muestra un acercamiento de este pulso; se puede apreciar que los picos tienen una periodicidad bien definida de ~15.7ns. El origen de estas fluctuaciones es el batimiento de los modos longitudinales del láser. La razón por la cual se aprecian más en el pulso de mayor energía es que en éste hay más modos oscilando.

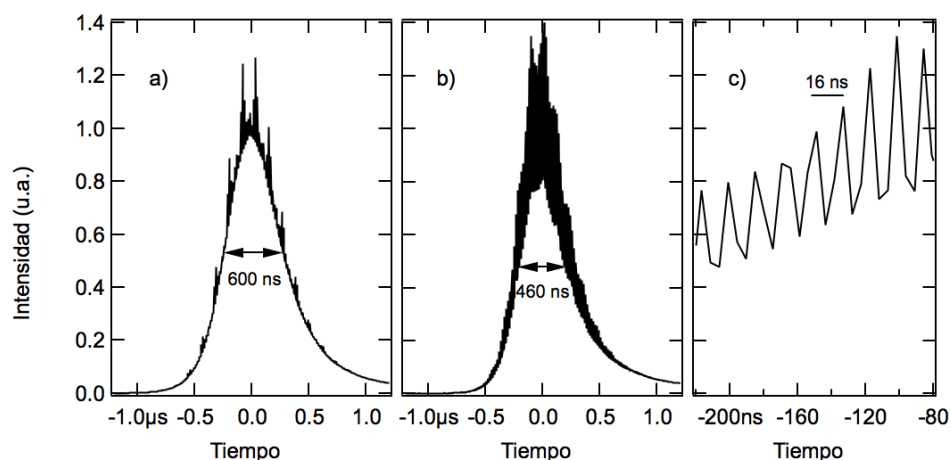


Figura 21. Pulso de salida del láser Nd:YLF₄. a) Pulso obtenido cuando el láser está trabajando ligeramente por encima de su umbral de oscilación. b) Pulso obtenido cuando el láser está trabajando muy por arriba de su umbral. c) Acercamiento de la figura 21b.

La duración $\Delta\tau_b$ de los pulsos que emite el láser depende básicamente del tiempo de vida del fotón dentro de la cavidad y de cuántas veces se bombee por encima del umbral de oscilación (Svelto, 1998),

$$\Delta\tau_b = \tau_c \frac{x\eta_E(x)}{[x - \ln(x) - 1]}, \quad (52)$$

donde τ_c representa el tiempo de vida del fotón dentro de la cavidad y depende de reflectancia del espejo acoplador de salida y de la longitud de la cavidad, x es la razón entre la energía de bombeo y la energía de bombeo umbral, y $\eta_E(x)$ representa la fracción de la inversión de población que es utilizado en la obtención del pulso, que depende de x de la siguiente manera:

$$\eta x = \ln(1 - \eta). \quad (53)$$

Esta ecuación no tiene solución analítica, por lo que debe ser resuelta numéricamente. La figura 22a) muestra los anchos calculados con las ecs. 52 y 53. La figura 22b) muestra los pulsos medidos experimentalmente. Se observa que la duración de los pulsos sigue – por lo menos cualitativamente – lo predicho por la teoría: entre más cercano está el bombeo del umbral de oscilación, más largos son los pulsos. Se nota que para pulsos de más de 400 μ J la duración es aproximadamente constante, ~ 450ns.

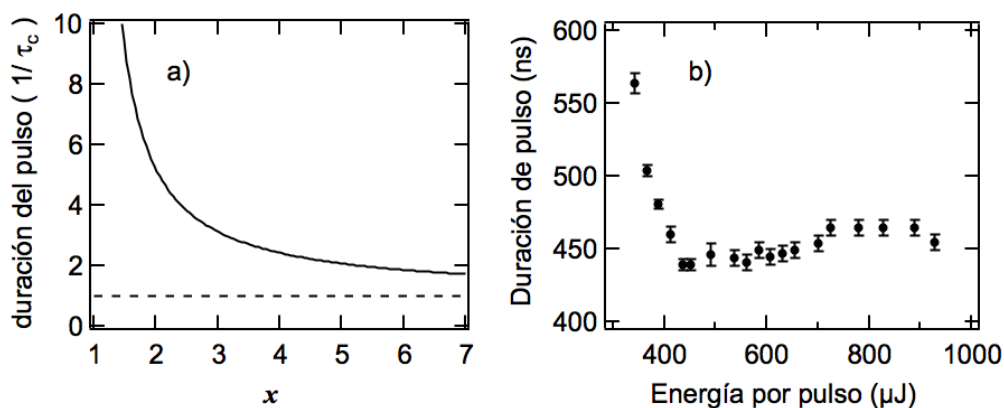


Figura 22. Duración del pulso en función del bombeo. a) Cálculo teórico; b) Resultados experimentales.

La potencia pico de salida en función de la corriente de bombeo se muestra en la figura 23. Ésta se obtuvo a partir de las gráficas mostradas en la figura 20 y 22b).

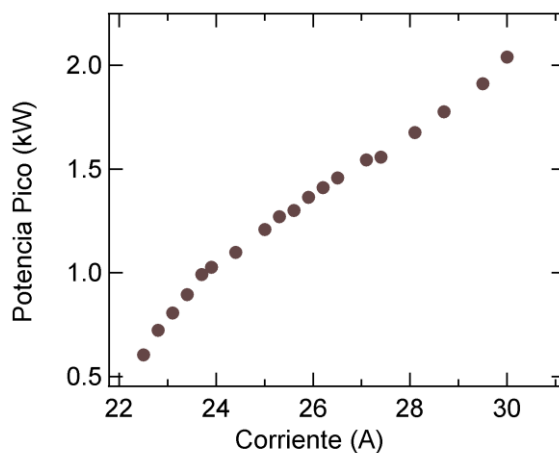


Figura 23. Potencia pico de salida del láser de Nd:YLF₄.

Se midió el ancho de banda del bombeo utilizando un analizador de espectros con 0.1nm de resolución, esto con el fin de estimar el ancho de banda esperado en la señal del OPO el cual se presenta en el siguiente apartado de este capítulo. Los espectros obtenidos para el haz de bombeo se muestran en la figura 24. Se obtuvo para dos potencias, una muy cercana al umbral de oscilación

(potencia promedio de salida $\sim 100\text{mW}$), y otra a alta potencia ($\sim 1\text{ W}$). En ambos casos el ancho de banda es de $\sim 0.2\text{nm}$.

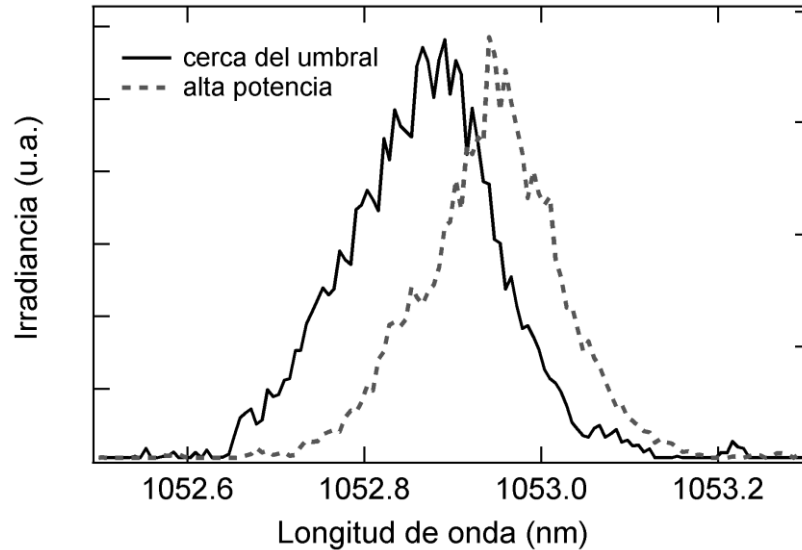


Figura 24. Espectro del haz de bombeo. El espectro de alta potencia se obtuvo a una potencia promedio de bombeo de $\sim 100\text{mW}$.

Un parámetro muy importante en el diseño del oscilador óptico paramétrico es el factor M^2 del láser de bombeo. Éste es un parámetro que determina qué tanto diverge el ancho de un haz láser real con respecto al ancho de un haz gaussiano ideal, $M^2 = \frac{\Theta(\text{real})}{\Theta(\text{ideal})}$. Este parámetro, que es una forma de estimar la calidad espacial de un haz de luz, es importante para esta tesis porque determina qué tanto puede enfocarse un haz y sobre qué intervalo de longitud permanece enfocado. Por su definición, en un haz ideal $M^2 = 1$; para cualquier haz real $M^2 \geq 1$. Para obtener el valor de M^2 para un haz, experimentalmente se hace pasar el haz por una lente convergente, se mide el ancho transversal $W(z)$ del haz en varios planos antes y después del plano focal de la lente y se ajustan estas mediciones a la siguiente ecuación:

$$W(z) = W_0(z) \sqrt{1 + \frac{(z - z_0)^2 M^4 \lambda^2}{\pi^2 W_0(z)^4}}, \quad (54)$$

donde además de la M^2 los coeficientes a encontrar son z_0 , que es la distancia en la que se encuentra la cintura del haz y $W_0(z)$, que representa el semi-ancho mínimo (la cintura del haz) (Svelto, 1998).

Para medir la M^2 del láser de bombeo se utilizó el arreglo mostrado en la figura 25. Para enfocar el haz se utilizó una lente de 50mm de distancia focal y como detector se utilizó un perfilómetro de Thorlabs modelo BP104-IR. Este perfilómetro mide el ancho del perfil transversal del haz sobre dos ejes ortogonales entre sí. Se colocó en el plano A y se midió el ancho del haz en ambos ejes, después se desplazó 2mm para medir de nuevo el ancho y así sucesivamente hasta llegar al plano B.

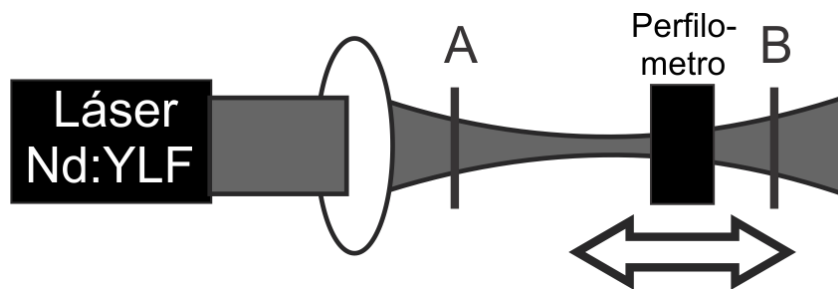


Figura 25. Determinación de la M^2 del haz láser. Se mide el ancho del haz en diferentes planos entre A y B y se ajustan los datos obtenidos a la ecuación 54.

En la figura 26 se muestra un ejemplo de los datos que arroja el perfilómetro; en ella se observa el perfil transversal del haz láser medido y un ajuste al perfil de un haz gaussiano ideal para los ejes vertical y horizontal.

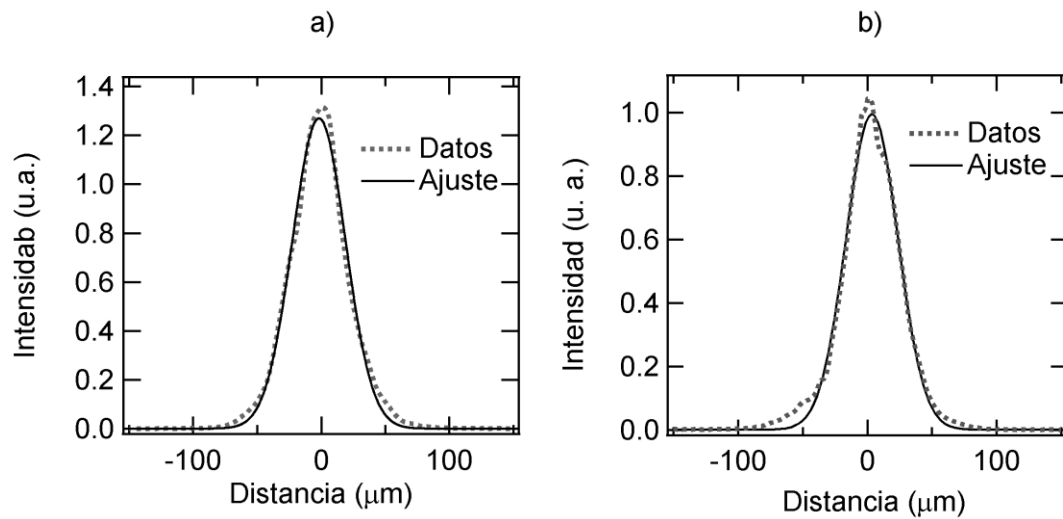


Figura 26. Perfil transversal del láser Nd:YFL₄. Comparación entre el perfil transversal del haz láser y un haz gaussiano ideal. a) Perfil transversal del haz en el eje horizontal. b) Perfil transversal del haz en el eje vertical.

En la figura 27 se muestran los anchos de haz medidos para cada eje contra la posición donde se midieron. Las líneas continuas son ajustes mediante el método de mínimos cuadrados a la ecuación 54. Se obtuvo $M^2 \sim 6$ para ambos ejes. Este dato debe ser tomado en consideración al diseñar la cavidad del OPO y el enfoque del bombeo en ella para asegurar un buen traslape entre el bombeo y el modo de la cavidad, como se verá más adelante.

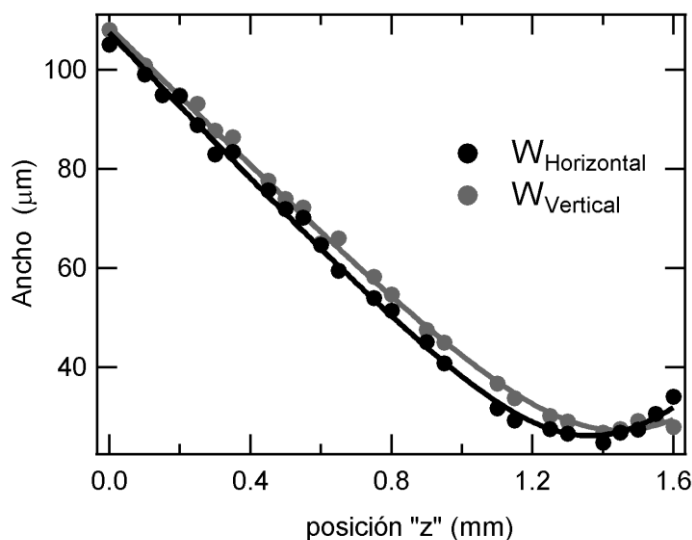


Figura 27. Ancho transversal del haz de bombeo vs posición. Las líneas continuas representan el ajuste por medio de mínimos cuadrados a la ecuación 5.

Según los datos obtenidos, este láser Nd:YLF₄ es una buena fuente de bombeo para el oscilador óptico paramétrico cuasi-continuo ya que con él se pueden obtener pulsos de más de 450ns. Suponiendo que la cavidad del OPO mide aproximadamente 15cm, le toma a la luz solamente 1 nanosegundo en hacer un recorrido de ida y vuelta en ella, por lo que en comparación la duración del pulso de bombeo es casi una eternidad; el OPO puede modelarse suponiendo un operación continua. Además, la potencia pico de bombeo puede ser variada desde muy alta (~ 1 kW) a valores muy pequeños. Esto es importante porque con alta potencia de bombeo se facilita la alineación del OPO, y una vez alineado es posible reducir el bombeo hasta conseguir el funcionamiento del OPO con tan sólo unas decenas o menos de watts de bombeo, para de ahí pasar al bombeo continuo propiamente dicho.

Existe un problema con este láser ya que cuando se cambia a modo de emisión continuo presenta enormes fluctuaciones de potencia. Después de realizar varias pruebas para determinar su origen no se descubrió por lo que no pudieron ser eliminadas. En la figura 28 se muestran las imágenes de las

fluctuaciones mencionadas. Se obtuvieron utilizando un detector rápido de InGaAs con ancho de banda de 2GHz y un osciloscopio LeCroy con ancho de banda de 1GHz. En la figura 28a) se muestran las fluctuaciones obtenidas cuando el láser emite muy cerca de su umbral $\sim 160\text{mW}$ y en la figura 28b) las fluctuaciones del láser cuando emite a $\sim 600\text{mW}$. En ambas figuras se observa que las fluctuaciones son 5 veces más grandes que la amplitud de la señal esperada.

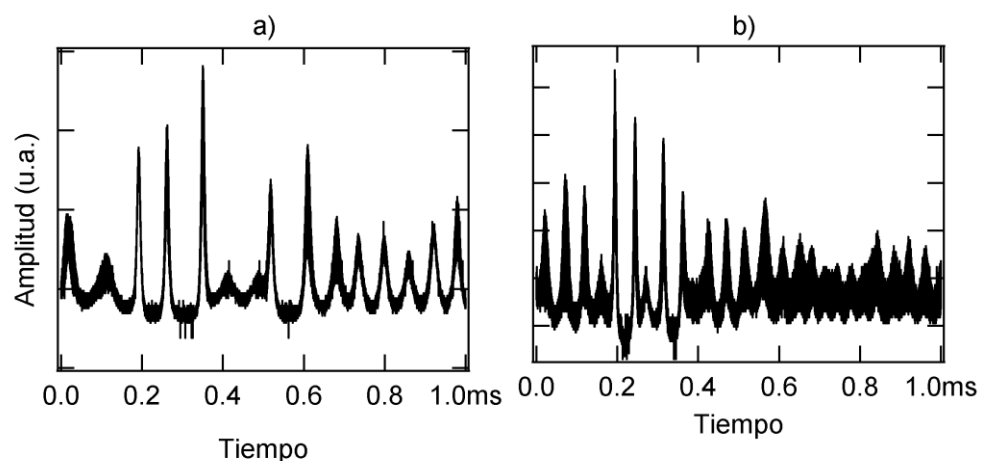


Figura 28. Fluctuaciones presentadas por el láser Nd:YLF₄ emitiendo en modo continuo. Los datos se adquirieron utilizando un detector rápido de InGaAs modelo EOT-3000 con un ancho de banda $>2\text{GHz}$ conectado a un osciloscopio Lecroy con 1GHz de resolución.

Debido a estas fluctuaciones es imposible utilizar este láser como fuente de bombeo para el OPO continuo. Entonces se decidió fabricar uno que cumpla con las características requeridas. Éste es un láser de estado sólido con un cristal Nd:YVO₄ como medio activo bombeado por un diodo acoplado a fibra. Este láser emite más de 7W de potencia en modo casi TEM₀₀. Una descripción más detallada de éste se muestra en el apéndice B.

III.6 Diseño de la cavidad OPO.

El diseño de la cavidad OPO no es trivial. Hay varias cosas que hay tomar en consideración para que pueda funcionar en modo continuo. Debido al diminuto tamaño transversal del cristal PPLT, $\sim 500\mu\text{m}$, es necesario elegir la lente

adecuada para enfocar el haz de bombeo. Primero, para evitar pérdidas por abertura del haz de bombeo; segundo, porque si se enfoca fuertemente, el cristal puede sufrir daño, el cual ocurre cuando la densidad de energía de los pulsos es igual o mayor a $\sim 3\text{J}/\text{cm}^2$ para el tantalato de litio. Además para obtener la mayor eficiencia según la relación de Boyd-Kleinman (*Boyd y Kleinman, 1968*) es necesario que la longitud del cristal sea ~ 2 veces la distancia de Raleigh (la distancia máxima a la cual el haz mantiene un ancho igual a $\sqrt{2}w_0$, es decir se mantiene más o menos colimado) del haz propagándose en el medio. Al principio se fabricó el oscilador óptico paramétrico utilizando una lente esférica de $\sim 75\text{mm}$ de distancia focal pero el cristal sufrió daño y se fabricó uno nuevo. Para evitar que se dañara el nuevo cristal y además asegurar un empatamiento perfecto entre los haces que interactúan en él con el fin de contribuir a disminuir el umbral, se realizó una simulación de la cavidad óptica que se utilizaría en la construcción del oscilador óptico. Para esto se utilizó un programa escrito en lenguaje orientado a objetos de RealBasic. Básicamente lo que hace es obtener la matriz ABCD (Svelto, 1998) del sistema que se desea analizar y realiza una gran cantidad de iteraciones para simular como se propaga el haz dentro de la cavidad óptica que se plantee. El programa permite modificar las características específicas de cada elemento que formará el arreglo óptico, por ejemplo, distancia focal, radio de curvatura de los espejos, longitudes que onda que interactuarán dentro de la cavidad, M^2 del láser, distancia entre los elementos, tamaño del haz a la entrada del sistema, entre otros parámetros importantes. Para enfocar el haz de bombeo se utilizó una lente esférica de 100mm de distancia focal y se supuso que el bombeo está colimado a la entrada de ésta, tiene una $M^2 \sim 6$ y ancho igual a $\sim 1\text{mm}$. En cuanto a los espejos que forman la cavidad se seleccionaron dos espejos cóncavos idénticos de radio de curvatura de 100mm . Dentro de la cavidad óptica se encuentra el cristal de 35mm de longitud y $\sim 0.5\text{mm}$ de grueso con índice de refracción igual a 2.15. En la figura 29 se muestra una imagen del ambiente que produce el programa utilizado. Éste simula una mesa óptica donde la distancia entre cada círculo gris es de 25mm .

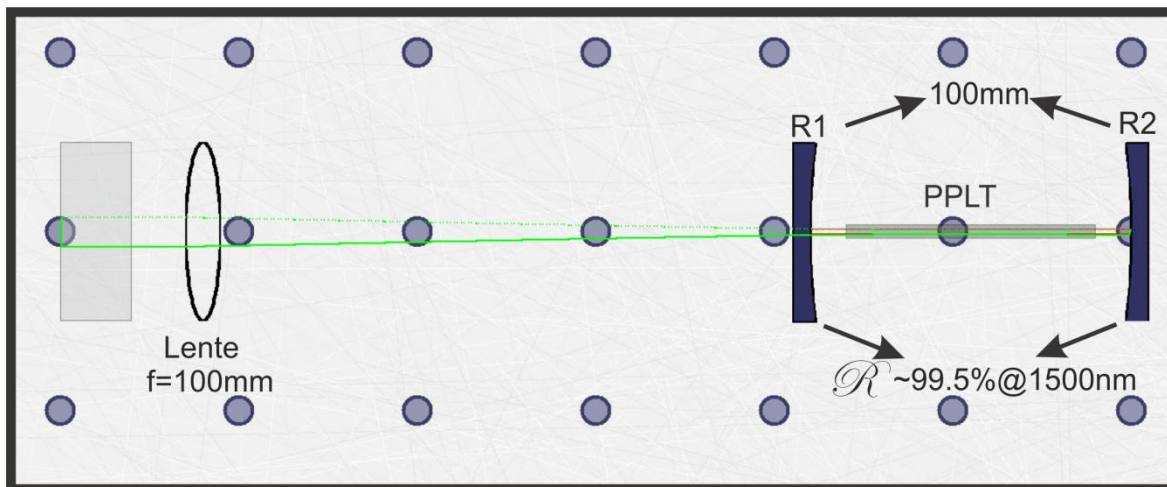


Figura 29. Simulación del Oscilador óptico paramétrico. El ambiente del programa simula una mesa óptica donde la distancia entre cada círculo es de 25mm.

Es importante mencionar que antes de realizar la simulación de este OPO se probaron en la práctica otras configuraciones con lentes de diferente distancia focal y espejos de distintos radios de curvatura. Hubo una configuración en especial que arrojó datos interesantes y son los que se muestran en la primera parte del capítulo IV. En esta configuración se utilizó una lente de $\sim 75\text{mm}$ de distancia focal en lugar de la de 100mm mostrada en el arreglo de la figura 29. Los espejos y el cristal PPLT fueron los mismos. Lo que sucedió con esta configuración es que al parecer se estaba enfocando muy fuertemente y se dañó el cristal PPLT. En la figura 30 se muestra una comparación entre la variación del ancho de los haces de señal y de bombeo dentro de la cavidad OPO para ambas configuraciones. La figura 30a) muestra la simulación para el OPO con la lente de 75mm en ella se observa cómo se enfoca fuertemente el haz para luego abrirse rápidamente lo que disminuye la ganancia de oscilación óptica paramétrica ya que no se obtiene un buen empataamiento entre el haz señal y haz de bombeo; desgraciadamente la simulación se realizó después de haber dañado el cristal. En

la figura 30b) se muestran los datos de ancho de haz obtenidos para la configuración del OPO utilizando la lente de 100mm.

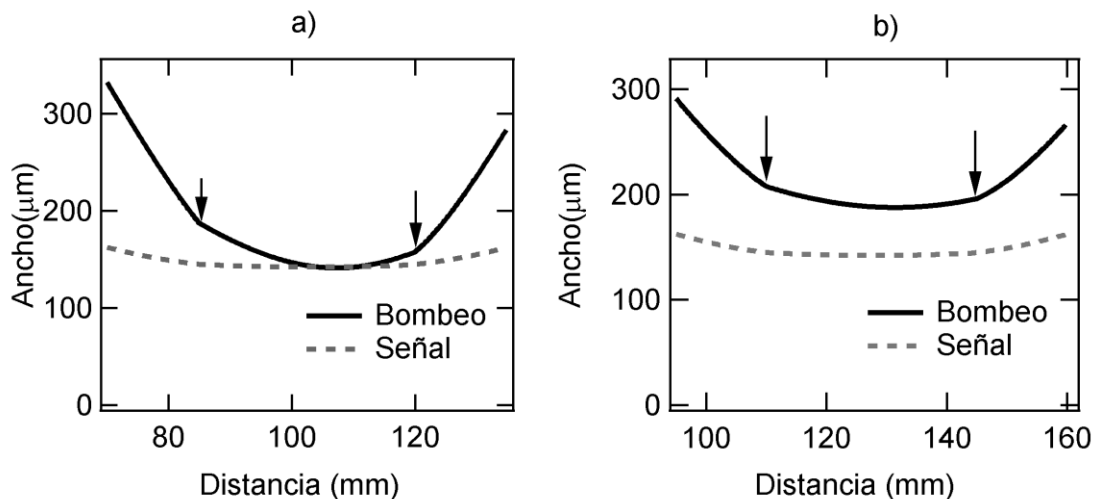


Figura 30. Anchos de haz de bombeo y de señal propagándose dentro de una cavidad OPO de longitud de $\sim 65\text{mm}$.

Se observa de la figura 30b) que el haz de bombeo diverge mucho más lentamente, o por lo menos se mantiene más o menos colimado ($\sim 180\ \mu\text{m}$) a lo largo de los 30mm del cristal PPLT. Para obtener ambas gráficas se modificó varias veces la longitud de la cavidad y la distancia de la lente enfocadora al centro del cristal PPLT. En la figura anterior también se observa que el haz de bombeo presenta un pequeño doblez (indicado por las flechas negras), éste representa la refracción que sufre el haz al entrar en el cristal PPLT. En el siguiente capítulo se muestran resultados obtenidos para ambas cavidades.

Capítulo IV.

Resultados.

Se fabricó un oscilador óptico paramétrico cuasi-continuo sencillamente resonante basado en tantalato de litio periódicamente polarizado (PPLT) utilizando el diseño mostrado en el capítulo anterior. La fuente de bombeo fue el láser Nd:YLF₄ descrito en el capítulo anterior, el cual fue ajustado para emitir pulsos largos de aproximadamente 400ns con una longitud de onda de 1053nm y polarización lineal (vertical). Puede considerarse que el OPO opera en el régimen cuasi-continuo ya que, por un lado, la duración del pulso de bombeo es más de dos órdenes de magnitud mayor que el tiempo que le toma a la luz hacer un recorrido de ida y vuelta en la cavidad, y por otro lado la potencia pico de bombeo requerido para obtener oscilación es de menos de 1 kW, incluso menos de 100 W, como se verá más adelante. Como punto de comparación, la potencia pico requerida para los OPOs que emiten pulsos de alrededor de 10ns llega a ser del orden de cientos de kW (Orozco-Arellanes, 2001).

El arreglo experimental básico se muestra en la figura 31. Como medio no lineal se probaron varias muestras de PPLT fabricados por nosotros, dos cristales de PPLT de 50mm de ancho por 34mm de largo y ~0.5mm de grosor, y otro de 50mm de ancho por 34mm de largo y ~1 mm de grosor. Los cristales se colocaron en una montura de aluminio con dimensiones ligeramente más grandes que las del cristal. El uso de la montura de aluminio tiene dos fines: como calefactor para elevar la temperatura del cristal a más de 120°C para disminuir el daño fotorrefractivo y para sintonizar la longitud de onda de emisión cambiando la

temperatura del cristal. A su vez, esta montura estaba montada en una base traslacional de tres ejes, lo cual permitía desplazar de manera fina en la dirección vertical a la muestra (necesario para asegurar que el bombeo y el modo de la cavidad pasaran sin ser obstruidos por el cristal) y para sintonizar la emisión del OPO (cambio de rejilla) y optimización de la oscilación mediante desplazamientos laterales.

El resonador fue en todos los casos un resonador de onda estacionaria hecha de dos espejos idénticos con radio de curvatura de 100mm, altamente reflejantes ($>99.5\%$) a 1500nm y altamente transparentes a la longitud de onda de bombeo, $\lambda = 1053nm$.

Para acoplar el haz de bombeo a la cavidad se usó una lente esférica singulete puesta sobre una montura traslacional; esta montura se usó para hacer ajustes finos del enfocamiento del haz de bombeo dentro de la cavidad. El haz de bombeo tenía polarización lineal vertical, lo que corresponde a polarización extraordinaria dentro de los cristales PPLT, por lo que no hubo necesidad de girar el estado de polarización del láser; recordemos que los cálculos de la periodicidad de los cristales se hicieron suponiendo que todas las ondas que interactúan en el cristal tienen polarización extraordinaria para poder aprovechar el coeficiente no lineal más grande del cristal PPLT ($d_{33} \sim 14pm/V$).

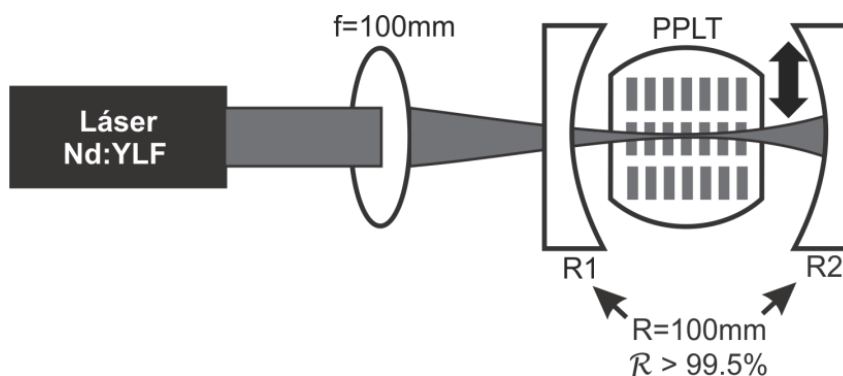


Figura 31. Arreglo experimental del OPO cuasi-continuo. La fuente de bombeo es un láser de $Nd:YLF_4$ emitiendo pulsos de $\sim 400ns$ de duración a 1053nm con polarización vertical.

En realidad se utilizaron varias configuraciones en la fabricación del OPO cuasi-continuo, en las cuales básicamente se probaron lentes de diferente distancia focal y espejos de distinto radio de curvatura.

IV.1 Primeros resultados: OPO hecho con un cristal de PPLT con películas antirreflejantes de fluoruro de magnesio.

El primer OPO cuasi-continuo se construyó utilizando fluoruro de magnesio como material para hacer las películas antirreflejantes y se utilizó una lente de distancia focal de ~ 75 mm, en lugar de la mostrada en el arreglo de la figura 31. Para medir la calidad de las películas antirreflejantes se midió la potencia de bombeo de un láser de diodo acoplado a fibra que emite en un intervalo de 1480 a ~ 1600 nm antes y después de propagarse a través del cristal PPLT. Luego se calculó el cociente entre ambas potencias para obtener la transmitancia del cristal. Para obtener la transmitancia del cristal PPLT se utilizó el arreglo mostrado en la figura 32. Se utilizó un diodo láser sintonizable acoplado a fibra óptica y se midió la potencia de éste antes y después del cristal PPLT y luego se obtuvo el cociente entre ambos datos. Resulta complicado realizar una buena medición de la transmitancia cuando el haz incide sobre los cantos del cristal, ya que es difícil discernir entre pérdidas provocadas por reflexiones de Fresnel y pérdidas provocadas por la abertura de 0.5 mm. Entonces para medir bien las pérdidas se depositaron películas en las caras $+z$ y $-z$ de una oblea de tantalato de litio y se midió la transmitancia en esta orientación, como se muestra en la figura 32. Se obtuvo que las pérdidas se redujeron de ~ 46 a $\sim 4\%$ en un viaje de ida y vuelta.

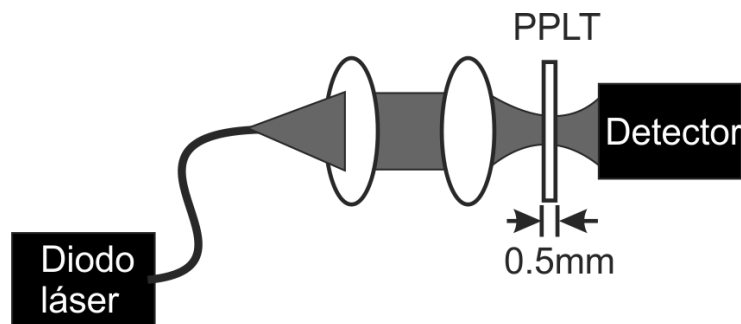


Figura 32. Arreglo utilizado para obtener la transmitancia del cristal PPLT con películas antirreflejantes de fluoruro de itrio. El diodo láser es un láser sintonizable entre ~ 1490 y 1600nm .

Al inicio, el oscilador funcionó con $\sim 700\text{mW}$ de potencia promedio con pulsos de alrededor de 450ns de duración a una tasa de repetición de 1kHz ; esto equivale a $\sim 1.75\text{kW}$ de potencia pico. Una vez conseguida la oscilación, la cavidad se optimizó mediante una mejor alineación de los espejos, ajuste del tamaño de la cavidad y del enfocamiento del haz de bombeo, hasta que se logró disminuir el umbral a $<100\text{mW}$ de potencia promedio, lo que se traduce en ¡ $\sim 250\text{W}$! de potencia pico. En la figura 33 se muestra la potencia promedio de salida del haz de señal obtenida en función de la potencia promedio del haz de bombeo. Estos datos se obtuvieron utilizando un detector de germanio modelo S122B de Thorlabs, el cual tiene un intervalo de detección de $1\mu\text{W}$ a 100mW con una resolución de 100pW . Para garantizar que sólo se medía la potencia del haz de señal, se utilizó un filtro pasa-altas con longitud de onda de corte de 1300nm . Se observa que la potencia promedio de salida es ~ 2 órdenes de magnitud menor que la potencia promedio de bombeo; en particular, la eficiencia de conversión a 600mW de bombeo a señal es alrededor de 0.7% . La baja eficiencia de conversión se debe en parte a que el espejo acoplador de salida sólo deja pasar el 0.5% de la intensidad de la señal que hay en la cavidad.

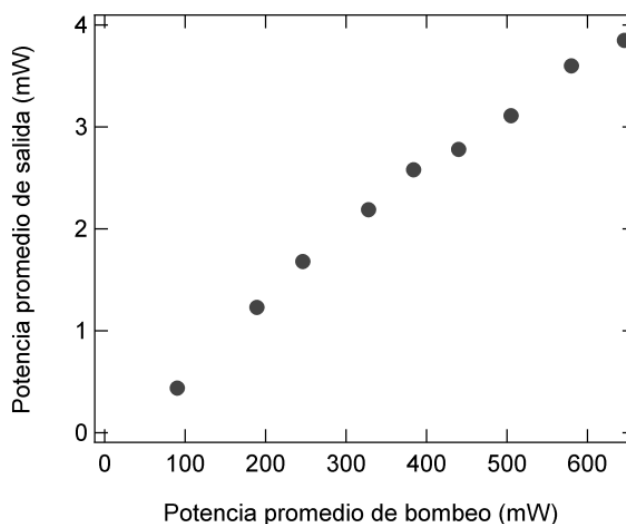


Figura 33. Potencia promedio de salida de señal. La duración de los pulsos de bombeo son de ~450ns a 1kHz de tasa de repetición.

En cuanto al comportamiento temporal del haz de bombeo y de señal se encontraron fenómenos interesantes. En la figura 34 se muestra una comparación entre el haz de bombeo a la salida del oscilador y la señal obtenida de éste. El ancho temporal FWHM del pulso de bombeo es aproximadamente 400ns y de ~200ns para la señal fueron obtenidos a una potencia promedio de 200mW. El eje izquierdo de la gráfica indica la amplitud del bombeo y el eje derecho la amplitud de la señal. Se observa en esta figura la fracción de energía que es convertida a procesos no lineales. Si se calculara el área bajo la curva del pulso de bombeo antes y después de OPO se podría calcular la eficiencia de conversión, pero debido a que estos resultados eran preliminares no se midió la forma temporal del pulso de bombeo antes del oscilador. Aún así, de la figura 35 se puede estimar a simple vista que aproximadamente ~20% del pulso es “consumido” de alguna forma por el oscilador, lo cual es mucho mayor al valor que se obtiene de la figura 34, 0.7%. Esto es debido a que no toda esta fracción de la energía de bombeo es convertida al haz señal detectado a la salida; parte también es convertido al haz acompañante, al segundo armónico del haz de bombeo, a suma de frecuencias y posiblemente generación de resta de frecuencias. Además, debido a la alta reflectancia del espejo acoplador, poca de la energía del haz de señal que se

genera dentro de la cavidad logra salir por este espejo; gran parte es perdida en absorción, reflexiones en las caras del cristal y posiblemente de otras maneras. Hay que notar que ambas figuras (fig. 34 y 35) coinciden en que la intensidad de salida de la señal es de ~ 2 órdenes de magnitud menor que el bombeo. Otra cosa interesante de esta gráfica es que el OPO empieza a emitir la señal justamente cuando la potencia del bombeo alcanza su máximo; en ese momento su intensidad aumenta muy rápidamente y después decae lentamente. Este comportamiento se explicará más adelante.

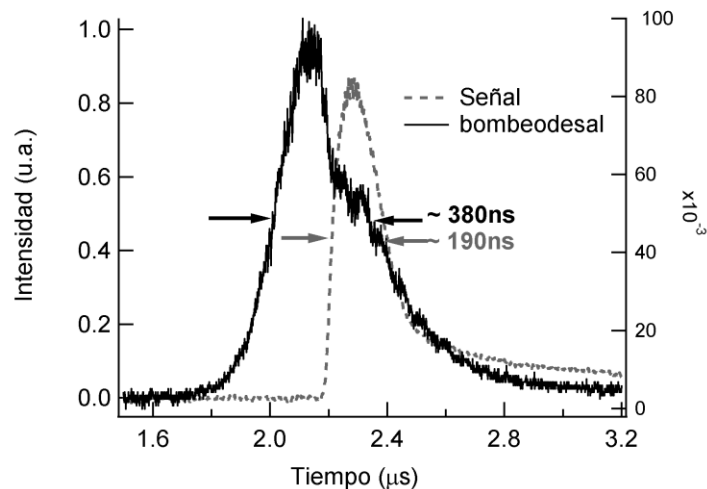


Figura 34. Pulso del haz de bombeo y haz de señal. Se observa la cantidad de energía de bombeo que es convertida a otras frecuencias e.g. generación óptica paramétrica, generación de segundo armónico y generación de suma y resta de frecuencias. Cuando se alcanza el umbral de oscilación se emite un pulso de señal.

En cuanto a longitud de onda de emisión se obtuvo sintonización de oscilación óptica paramétrica utilizando los dos métodos mencionados anteriormente, por cambios de temperatura y por cambios de periodicidad. Primero se sintonizó por temperatura, aumentando la temperatura del cristal PPLT en incrementos de 5°C en un intervalo de 120 a 230°C . Así se obtuvieron señales en un intervalo de longitudes de onda de 1.48 a $1.66\mu\text{m}$ para una rejilla con una periodicidad $\Lambda=29.6\mu\text{m}$. En la figura 35a) se muestran algunas de las señales

obtenidas. Para sintonizar cambiando la periodicidad de la rejilla, se fija un valor de temperatura, preferiblemente mayor a 120°C para evitar el daño fotorrefractivo en el material, y se desplaza el cristal PPLT horizontalmente para seleccionar una rejilla diferente. Se obtuvo oscilación óptica paramétrica en las rejillas de periodicidad $\Lambda = 28.8, 29$ y $29.6 \mu\text{m}$, es decir en sólo 3 de las 6 rejillas que tiene grabadas el cristal. En la figura 35b) se muestran algunas de las señales obtenidas a una temperatura de 150°C . El no obtener sintonización en las otras rejillas puede ser porque las películas antirreflejantes no son uniformes a lo largo del cristal, probablemente por mala calidad en el pulido de las caras del cristal en estas rejillas, o – lo más probable – que tal vez las rejillas no quedaron uniformes en el proceso de polarización periódica, es decir, quedaron zonas sin invertir, zonas con demasiada inversión o ambas. Para medir las señales se utilizó un espectrómetro infrarrojo modelo EPP2000, con intervalo de detección de 900 a 1700nm y resolución de 3.1nm.

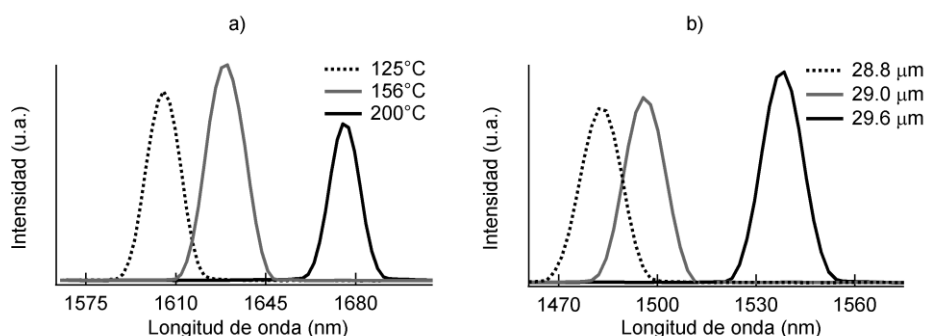


Figura 35. Sintonización de oscilación óptica paramétrica. a) Señales a distintas temperaturas del cristal PPLT en una rejilla de $29.6 \mu\text{m}$. b) Señales obtenidas a través de 3 diferentes rejillas a una temperatura de 150°C .

Con el espectrómetro utilizado se midieron anchos de banda para cada señal de $\sim 13\text{nm}$, el cual es mucho más ancho de lo esperado ($\sim 1.5\text{nm}$). Esto puede ser porque uno de los varios factores que influye en el ancho de banda de la señal es la ley de conservación de momento (ecuación 2). Idealmente, los

vectores de propagación de las ondas interactuando en el medio y el vector de onda de la rejilla son colineales, como se muestra en la figura 36a). Pero si los haces no están colimados sus direcciones de propagación no están definidas, por lo que también se darán lugar procesos en donde los tres haces viajan en direcciones ligeramente diferentes, como se muestra en la figura 36b). Las longitudes de onda exactas para las cuales habrá cuasi-empatamiento de fases dependerán de los ángulos que forman entre sí los diferentes haces. De aquí vemos que el ancho de banda aumenta al aumentar la divergencia de los haces, por lo que si se enfoca fuertemente el haz de bombeo el ancho de banda puede ser enorme, como se obtuvo para este oscilador.

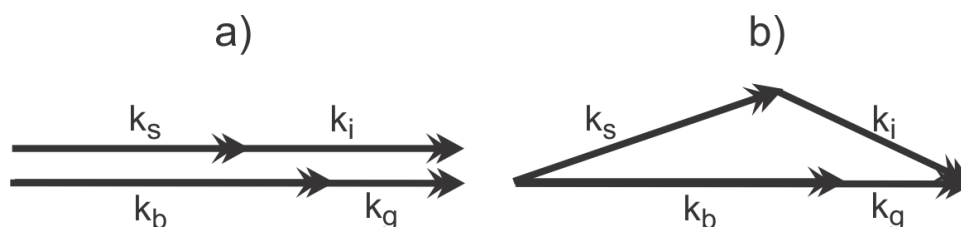


Figura 36. a) Conservación de momento para haces colimados. b) Conservación de momento para haces no colimados.

En conclusión, se logró con este primer OPO una oscilación sintonizable y con un umbral de bombeo mucho menor al que se había obtenido previamente en el laboratorio, esto debido primordialmente al uso de películas antirreflejantes. Sin embargo, a pesar de que se disminuyó en gran medida el umbral de oscilación, éste no es lo suficientemente bajo para que el oscilador emita en modo continuo ya que la potencia máxima que emite el láser continuo fabricado es un poco mayor a los 7W. Para disminuir aún más el umbral de oscilación se cambiaron las películas antirreflejantes: en lugar de fluoruro de magnesio (MgF_2) se depositó fluoruro de Itrio (YF_3). Los resultados se muestran en la siguiente sección.

IV.2 OPO con películas antirreflejantes de fluoruro de itrio. A) cristal de 1 mm de grosor.

Con el fin de disminuir las pérdidas por abertura se realizó la fabricación de un cristal PPLT de 1mm de grosor. Este cristal es de los primeros que se fabrica en el laboratorio. Fabricar cristales PPLT de este grosor es muy difícil debido al alto voltaje que se debe aplicar para lograr la inversión de dominios (más de 21,000 V); pueden crearse arcos de corriente durante la inversión dañando el cristal, por lo que fue necesario sumergirlo en aceite altamente aislante. También se requiere de un mayor control sobre el crecimiento lateral de los dominios para evitar que se empalmen unos con otros mientras los dominios crecen longitudinalmente.

En la figura 37 se muestra la imagen de un cristal PPLT obtenido. En ella se observa que los dominios no tienen una forma rectangular bien definida, sino que sus lados presentan una forma de cadena, lo cual se cree afecta de gran manera la eficiencia de conversión.

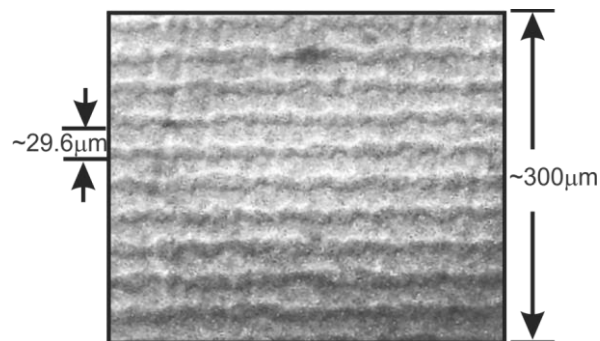


Figura 37. Cristal PPLT de 1mm de grosor.

A pesar de la forma rara de los dominios se creyó que este cristal podría funcionar por lo que se cortó, se pulió y además se le depositaron películas antirreflejantes de fluoruro de itrio. No se logró ver oscilación óptica paramétrica con este cristal; solamente se observó generación de segundo armónico del haz de bombeo.

IV.2 OPO con películas antirreflejantes de fluoruro de itrio. B) cristal de 0.5 mm de grosor.

Para construir este oscilador se mantuvo la configuración mostrada en la figura 31, únicamente se removieron las películas de fluoruro de magnesio y se depositó una capa de $\lambda/4$ de fluoruro de itrio. Para medir la transmitancia de las películas se utilizó el mismo arreglo mostrado en la figura 32. La transmitancia medida para el cristal PPLT con estas películas antirreflejantes en función de la longitud de onda se muestra en la figura 38. Cabe mencionar que aunque la figura muestra valores de transmitancia muy altos estos datos son sólo un estimado pues debido a que el cristal es muy angosto podría estar funcionando como un resonador Pabry-Perot, que para algunas longitudes de onda específicas (cuando el camino óptico entre las dos caras es un múltiplo de la mitad de la longitud de onda incidente) podría tener una transmitancia muy alta, independiente de la reflectividad de cada cara. Sin embargo, debido a que para todas las longitudes de onda mostradas en esta figura la transmitancia es muy alta (superior a 99.9%), se concluye que las películas depositadas efectivamente reducen las pérdidas a menos de 0.1% por cada paso.

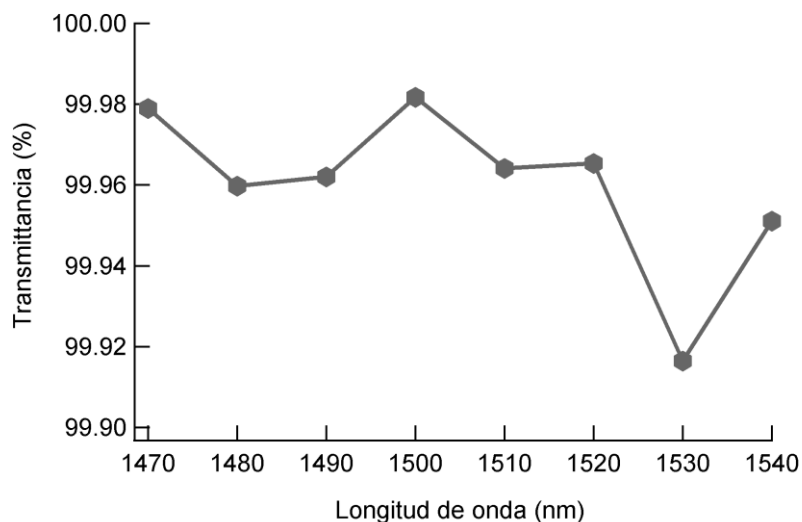


Figura 38. Transmitancia del cristal PPLT en función de la longitud de onda de bombeo.

Con estas películas las pérdidas de la cavidad OPO disminuyen considerablemente y por lo tanto el umbral de oscilación disminuye también y la eficiencia de conversión (ecuación 42) aumenta. En la figura 39 se muestra una comparación entre el pulso de bombeo a la entrada del oscilador óptico paramétrico y del pulso de bombeo medido a la salida del OPO para una rejilla de $29.1\mu\text{m}$. Mediante integración numérica hallamos el área bajo las dos curvas, y de los valores de las áreas se estimó que más del 50% del haz de bombeo se convirtió a otras longitudes de onda dentro de la cavidad. Esto es mucho mayor al 20% reportado con el cristal con películas antirreflejantes de MgF_2 .

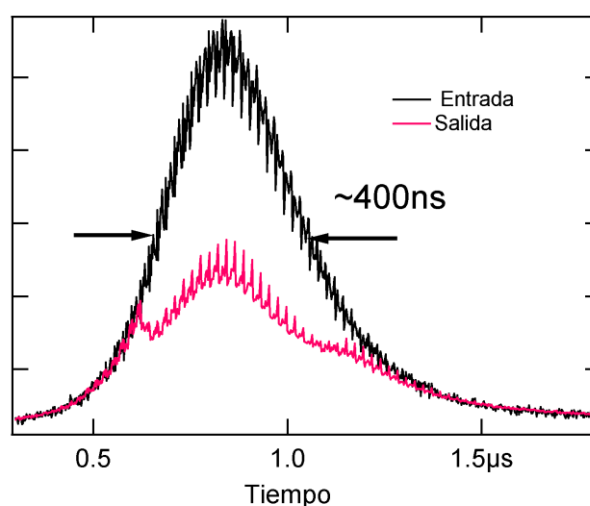


Figura 39. Pulsos de bombeo. Comparación del bombeo antes y después de la cavidad OPO. El pulso es de $\sim 200\mu\text{J}$ con una tasa de repetición de 1kHz.

El comportamiento temporal del haz de bombeo arroja información muy importante que da una idea de lo que está sucediendo dentro la cavidad OPO. En la figura 40 se muestra una comparación entre la forma temporal del haz de bombeo con y sin oscilación del OPO. Para tomar los datos sin oscilación simplemente se desalineaba el OPO; para este juego de datos se usó la rejilla de $29.6\mu\text{m}$. En la figura 40a) la potencia de bombeo es muy cercana al umbral de oscilación del OPO; las formas de los pulsos de bombeo con y sin oscilación son idénticas, salvo una pequeña parte inmediatamente después del máximo. En las

figuras 40b) y 40c) se observa que conforme aumenta la potencia de bombeo, la eficiencia de conversión es mayor. En la figura 40c) se observa además un efecto curioso: después de disminuir, la potencia de bombeo aumenta ligeramente y disminuye otra vez formando ondulaciones. Se cree que estas ondulaciones se deben al fenómeno de “back-conversion”, que es cuando la energía dentro de la cavidad es tan grande que el haz de bombeo se agota considerablemente en algunas partes del cristal, por lo que el haz señal y el haz idler se suman para generar otra vez el haz de bombeo. En la figura 40d) se observa el mismo efecto pero con las ondulaciones aún más pronunciadas. En la figura 40e) el efecto se va suavizando; esto puede deberse a la saturación de la ganancia del OPO. En la figura 40f) el haz de bombeo se ensancha ligeramente provocando que la eficiencia de conversión disminuya.

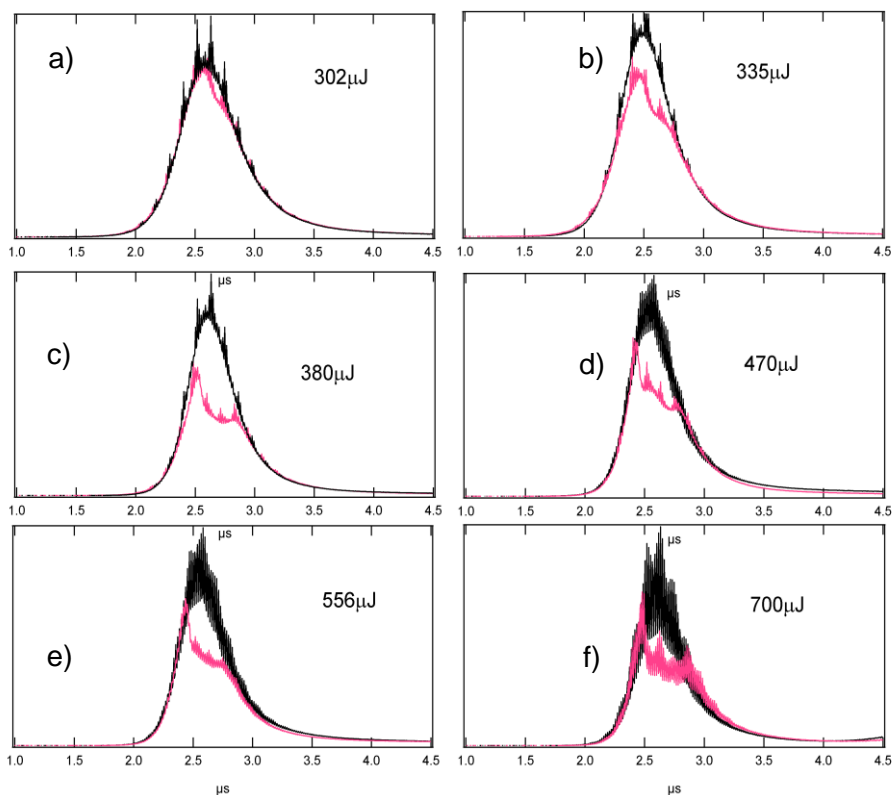


Figura 40. Evolución temporal del pulso de bombeo. La eficiencia de conversión del haz de bombeo a otras frecuencias varía conforme se aumenta la energía de bombeo.

Se realizó una simulación numérica del comportamiento temporal del haz del bombeo a partir de la variación de la energía por pulso y se obtuvo la gráfica mostrada en la figura 41. Esta simulación se realizó utilizando un programa desarrollado por Smith et. al. (1999). El programa permite modificar diferentes parámetros de entrada para obtener información como perfil temporal de los haces bombeo, de señal y idler: además de la eficiencia de conversión de energía de bombeo a energía de señal. Para obtener la figura 41 se consideró un porcentaje de pérdidas de .07/mm para la señal y de .085 para el idler.

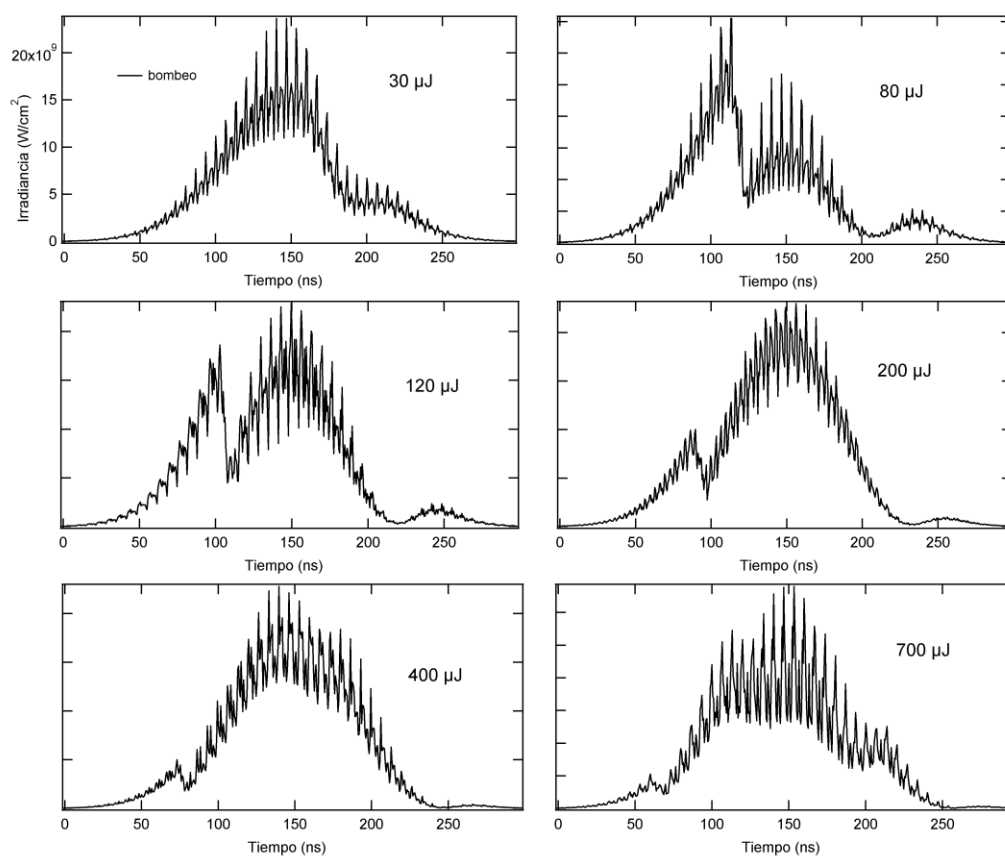


Figura 41. Simulación del pulso de bombeo a la salida del OPO. La figura muestra la variación de la forma del pulso de bombeo conforme se aumenta la energía de bombeo.

Para obtener la eficiencia de conversión de frecuencia de bombeo a otras frecuencias del OPO ue aquí se presenta, en función de la potencia pico de

bombeo se calculó el área bajo la curva del bombeo con y sin oscilación, como los pulsos mostrados en la figura 40. Después se calculó el cociente entre ambas áreas y se restó a 1. El proceso se realizó con dos rejillas de periodicidades de 29.1 y 29.6 μm . Los resultados obtenidos para diferentes potencias pico se muestran en la figura 42.

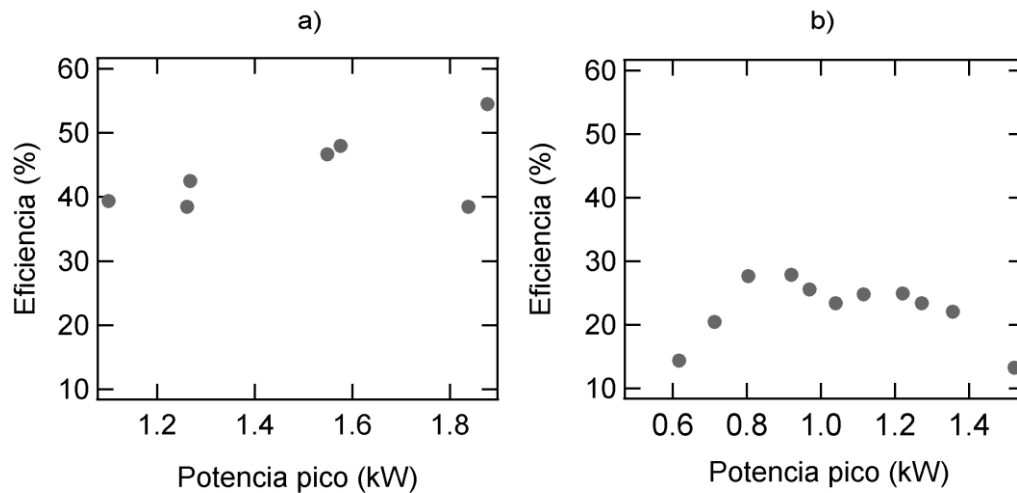


Figura 42. Eficiencia del oscilador óptico paramétrico cuasi-continuo en función de la potencia pico. a) Rejilla de 29.1 μm . b) Rejilla de 29.6 μm .

En la comparación de la figura 42 se observa cómo cambia la eficiencia de conversión para ambas rejillas. Con la rejilla de 29.1 μm se obtuvo mucha mayor eficiencia que en la rejilla de 29.6 μm . Tal vez la rejilla de 29.1 μm quedó mejor invertida, es decir no presenta inhomogeneidades o zonas sin invertir.

Para este oscilador no se pudo medir directamente la potencia promedio de señal debido a que estaba muy ruidosa. Sin embargo, es fácil detectar de manera cualitativa cuándo hay emisión del OPO y cuándo no. Resulta que, además del haz señal y el haz acompañante, los cuales son infrarrojos, el OPO también emite un haz rojo. El origen de este haz es la suma de frecuencias del bombeo y la señal, $\lambda_{\text{rojo}} = \lambda_{\text{bombeo}} \lambda_{\text{señal}} / (\lambda_{\text{bombeo}} + \lambda_{\text{señal}}) \approx 619\text{nm}$. La presencia de este haz implica necesariamente que el OPO emite señal. Se observó a simple vista la presencia

de este haz rojo a potencias promedio del haz de bombeo tan bajas de 18mW a una tasa de repetición de 1kHz. A esta potencia promedio los pulsos del haz de bombeo tienen una duración FWHM de ~ 630 ns, por lo que el umbral de oscilación se alcanzó con tan solo 29 W de potencia pico. Esto puede considerarse como emisión en modo continuo.

Durante el proceso de remoción de las películas, el cristal PPLT sufrió daño quedando sólo 3 rejillas útiles. Aún así se obtuvo sintonización en 2 de las 3 rejillas del cristal PPLT. En la figura 43 se muestran las señales obtenidas para diferentes temperaturas con potencia promedio de bombeo muy cerca del umbral de oscilación del OPO, utilizando la rejilla de $29.1\mu\text{m}$. Se obtuvieron utilizando un analizador de espectros con 0.1nm de resolución que utiliza una fibra óptica como detector. Los anchos de banda medidos son de alrededor de 0.3nm. Éste es un valor mucho menor al obtenido con oscilador mencionado en el apartado anterior y seguramente es debido a que el haz de bombeo para este caso está mejor colimado.

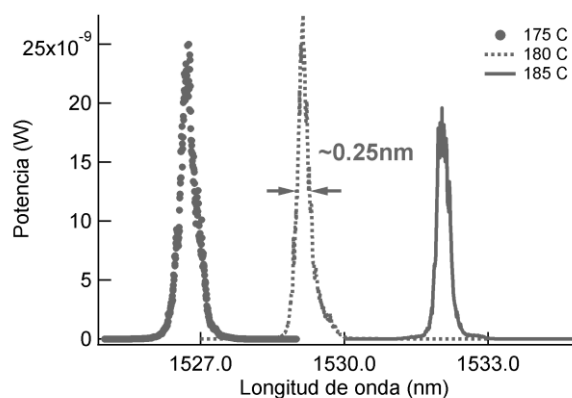


Figura 43. Sintonización por temperatura. Señales obtenidas a diferentes temperaturas en una rejilla de 29.1micras.

En la figura 44 se muestran las señales obtenidas a diferentes temperaturas utilizando una rejilla de $29.6\mu\text{m}$ de periodicidad. Para obtener estas señales se utilizó una potencia promedio de ~ 700 mW cuando el umbral de oscilación estaba en ~ 20 mW y se observó que el ancho de banda se ensancha a ~ 0.8 nm. Esto

puede ser debido a que se produce el fenómeno de “backconversion”, es decir, la ganancia de oscilación óptica paramétrica es tan grande que el bombeo se agota y la señal y su acompañante se mezclan para obtener nuevamente un haz de bombeo (Baxter et. al. 1997). Debido al ancho espectral de la señal y del acompañante, el ancho del bombeo resultante es mucho mayor al más ancho que tenía inicialmente. Luego este haz de bombeo ensanchado se mezcla con la señal y acompañante, lo cual ensancha aún más estas ondas. Entre mayor sea la potencia de bombeo, mayor será este efecto de ensanchamiento.

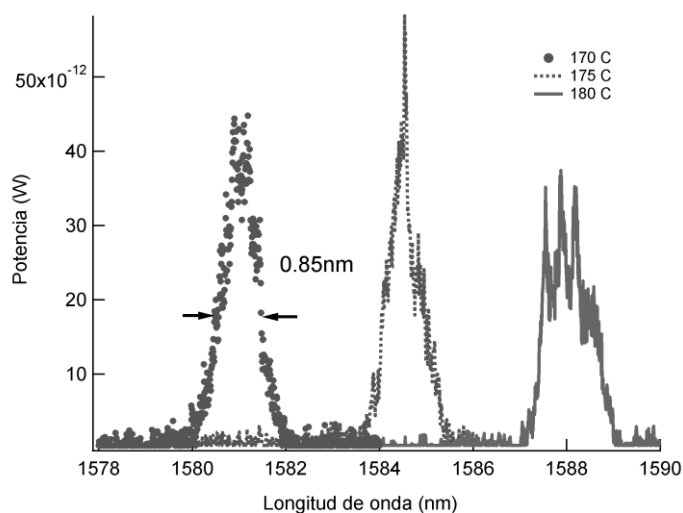


Figura 44. Sintonización por temperatura. Bombeando varias veces por encima del umbral. Las señales se obtuvieron utilizando una rejilla de $29.6\mu\text{m}$ de periodicidad.

En la figura 45 se muestran las señales obtenidas en función de la temperatura del cristal PPLT. Los puntos representan los datos obtenidos con un analizador de espectros de 0.1nm de resolución y la línea continua se obtuvo utilizando la ecuación de cuasi-empatamiento de fases (Ec 6). Se fijó una periodicidad en $29.1\mu\text{m}$ y se obtuvo la señal para diferentes temperaturas. El índice de refracción correspondiente a cada una de las longitudes de onda involucradas se calculó utilizando la ecuación de Sellmeier para el índice de refracción del tantalato de litio mostrada en el apéndice A.

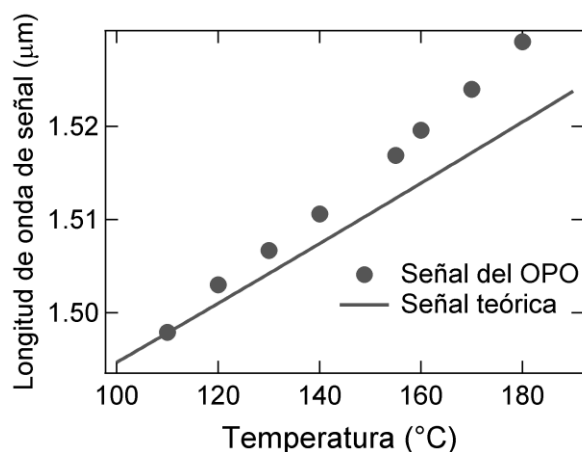


Figura 45. Sintonización por temperatura. Señales obtenidas a diferentes temperaturas en una rejilla de $29.1\mu\text{m}$ de periodicidad. Los puntos son datos obtenidos con un analizador de espectros y la línea continua se obtuvo a partir de la condición de cuasi-empatamiento de fases.

Las longitudes de onda de señal medidas difieren hasta 8nm con respecto a la curva teórica. Cuando se reportó la ecuación de Sellmeier para el tantalato de litio (Apéndice B), se comentó que el índice de refracción depende también de la composición estequiométrica del material por lo que esta diferencia de longitudes de onda puede deberse a que el material caracterizado tiene una ligera diferencia en la composición.

En la figura 46 se muestra una fotografía del oscilador óptico paramétrico cuasi-continuo funcionando. El haz de bombeo viaja de derecha a izquierda. En la esquina inferior derecha se alcanza a apreciar la lente enfocadora de 100mm, enfrente de ésta se encuentra la cavidad OPO formada por el espejo acoplador de entrada (R1) y el espejo acoplador de salida (R2). El cristal PPLT está dentro de la montura de aluminio fabricada con sus dimensiones exactas. De frente se alcanzan a ver dos cables blancos, que salen de la montura; son los que alimentan la punta de caudín utilizada para calentar la montura y a su vez el cristal PPLT. Después de la cavidad OPO se observa una lente de distancia focal larga (~400mm) cuya finalidad es colimar los haces de salida. Enseguida de esta lente se encuentra la rejilla de difracción que proyecta los haces separados en la pantalla blanca. El punto verde es el segundo armónico de la frecuencia de

bombeo. El punto rojo representa generación de suma de frecuencias y es igual a la suma de la frecuencia del bombeo con la frecuencia de la señal. El haz de bombeo y el haz de señal no se alcanzan a apreciar.

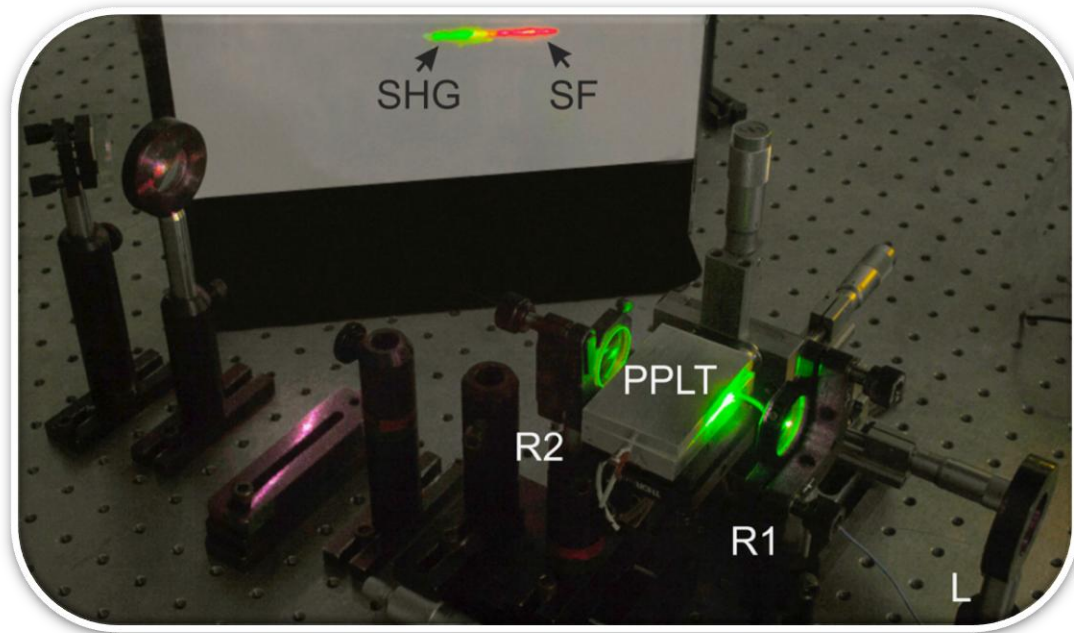


Figura 46. Oscilador óptico paramétrico cuasi-continuo.

Capítulo V

Conclusiones.

Una de las contribuciones más importante de este trabajo de investigación es que se logró disminuir el umbral de oscilación del OPO desde más de 250W a ≈ 30 W de potencia pico. Es decir se encontraron y se resolvieron la gran mayoría de los problemas para obtener el OPO continuo. Al final lo que se requiere es una fuente de bombeo continua que emita más de 30W pero por cuestiones de tiempo no se pudo obtener. Con este OPO cuasi-continuo obtuvo sintonización en un intervalo de 1.48 a 1.55 μ m.

Además se fabricó por primera vez en el laboratorio un cristal PPLT de 1mm de grosor.

Para construir un oscilador óptico paramétrico continuo es necesario tomar en consideración varios aspectos, uno de los más importante es contar con una fuente de bombeo que emita la potencia suficiente para alcanzar el umbral de oscilación del OPO el cual generalmente es >1 W. Este umbral depende principalmente de las pérdidas de la cavidad óptica por ejemplo pérdidas por absorción, dispersión, reflexiones de Fresnel y pérdidas por acoplamiento. En el caso que aquí se presenta los espejos que se utilizaron para formar la cavidad son espejos idénticos que reflejan el 99.5% a la longitud de onda de señal. Por lo que tan solo por los espejos se alcanza al menos el 1% de pérdidas en un viaje de ida y vuelta. Para este porcentaje de pérdidas se calcula (ec 23) un umbral de ~ 12 W. El láser que se utilizó como fuente de bombeo, emite en modo continuo más de 20W pero presenta grandes fluctuaciones temporales lo que hace imposible la

obtención de oscilación óptica paramétrica en modo continuo con este láser. Razón por la cual se fabricó un láser basado en ortovanadato de Itrio bombeado por diodo. Como se requiere bombear con alta potencia es necesario realizar un diseño de la cavidad para seleccionar los elementos de bombeo adecuados para evitar enfocar fuertemente el haz de bombeo y no causar daño al cristal además para garantizar que el tamaño transversal del haz de bombeo sea menor al grosor del cristal ($\sim 500\mu\text{m}$) y se propague libremente a través de éste.

Como inicio se fabricó un oscilador óptico paramétrico utilizando como fuente de bombeo el láser de Nd:YLF emitiendo pulsos largos que oscilan entre 400 y 600ns de duración (cuasi-continuo) a una longitud de onda de bombeo de $1.053\mu\text{m}$. Ya que es más fácil obtener OPG debido a la potencia pico que el láser presenta. Utilizando esta fuente de bombeo y la configuración mostrada en el capítulo III, se obtuvo sintonización en un intervalo de 1.48 a $1.55\mu\text{m}$ sintonizando por rejilla y por temperatura. Aunque el OPO emite aún cuando el cristal se encuentra a temperatura ambiente ($\sim 23^\circ\text{C}$) el daño fotorrefractivo que sufre el cristal es evidente y la señal del OPO se presenta inestable hasta desaparecer después de unos cuantos minutos de trabajo. Para evitarlo se mantiene el cristal a por lo menos 120°C .

El ancho de banda de la señal cuando se está bombeando con $\sim 50\mu\text{J}$ de energía por pulso, muy cercana a la energía de umbral, es de $\sim 0.3\text{nm}$. Cuando se bombea varias veces por encima del umbral de oscilación por ejemplo $\sim 700\mu\text{J}$ el ancho de banda puede aumentar a 0.8nm . Esto debido a que se presenta el fenómeno de “back-conversion” es decir, la energía de bombeo se agota y el haz señal y el haz idler se mezclan para obtener un nuevo haz de bombeo con ancho de banda mayor que el de la entrada. Luego el haz de bombeo se mezcla de nuevo con el haz idler para generar un haz de señal con ancho de banda mayor. La eficiencia de conversión de frecuencia de bombeo a otras frecuencias se comportó variante entre 12 y 50%, de estos porcentajes solo entre un 0.7 y 3.5% se convirtió a energía de señal arrojando un poco más de $20\mu\text{J}$ de señal. Se encontró que aunque es importante reducir las pérdidas de la cavidad al máximo

con el fin de reducir el umbral de oscilación; también es importante seleccionar una reflectancia de acoplamiento óptima para obtener la mayor cantidad de señal a la salida, ya que debido a la alta reflectividad de los espejos que forman la cavidad, el haz de señal y el haz idler dan varias vueltas antes de salir de ésta y en cada viaje tienen pérdidas por absorción o dispersión.

El umbral de oscilación se disminuyó de $\sim 2\text{kW}$ a $\sim 40\text{W}$ de potencia pico, es decir, se estuvo muy cerca de obtener el OPO emitiendo en modo continuo. Solo que el láser continuo fabricado emite un poco más de 7W . Como trabajo a futuro se propone fabricar un láser que emita más de 40W con el fin de utilizarlo como fuente de bombeo para el OPO continuo.

Apéndice A.

Ecuación de Sellmeier.

La dependencia del índice de refracción en la longitud de onda y de la temperatura es muy importante en la determinación de las longitudes de onda que se van a generar en cualquier proceso de conversión de frecuencias utilizando cuasi-empatamiento de fases. El índice de refracción de cualquier material se calcula utilizando una ecuación de Sellmeier obtenida empíricamente. Ésta se obtiene ajustando datos de índice de refracción a una ecuación derivada del modelo de Lorentz para el índice de refracción (Born and Wolf,),

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_j \frac{f_j}{\omega_{o,j}^2 - \omega^2}. \quad (55)$$

Donde n es el índice de refracción, ω es la frecuencia óptica, $\omega_{o,j}$ es la frecuencia de resonancia del j -ésimo oscilador del medio y f_j es la fuerza del oscilador del j -ésimo oscilador. En general los coeficientes $\omega_{o,j}$ y f_j son dependientes de la temperatura. DiDomenico y Wemple (1969) propusieron un modelo para los materiales ferroeléctricos como el tantalato de litio, donde la principal contribución a la dispersión en el visible y cercano infrarrojo tiene origen en dos transiciones interbanda importantes con frecuencia de resonancia en la región ultravioleta, una a 9eV (~120nm) y otra en 5eV (~240nm). Este modelo predice las propiedades ópticas de varios materiales ferroeléctricos bastante bien. La ecuación de Sellmeier que aquí se propone para el tantalato de litio tiene la forma,

$$n_e^2(\lambda) = 1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_A^2} + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_B^2} + C\lambda^2 \quad (56)$$

donde A , B , C , λ_A y λ_B , son los coeficientes encontrados empíricamente, es decir se ajustaron utilizando la técnica de mínimos cuadrados, datos de índice de refracción a la ecuación propuesta. Los datos fueron obtenidos mediante dos métodos diferentes: directamente, mediante la técnica de desviación mínima, e indirectamente mediante la medición de la longitud de onda obtenida por generación óptica paramétrica en tantalato de litio periódicamente polarizado. La técnica de desviación mínima arrojó datos de índice de refracción en el visible y cercano infrarrojo (457 a 1064nm) y con generación óptica paramétrica se obtuvieron datos para un intervalo de 1 a 4 μ m. Esta ecuación predice la dispersión del índice de refracción en un intervalo de 0.3 a 5 μ m para un intervalo de temperaturas de 23 a 200°C. En la figura 47 las curvas de índice de refracción obtenidas utilizando la ecuación 56 para dos distintas temperaturas.

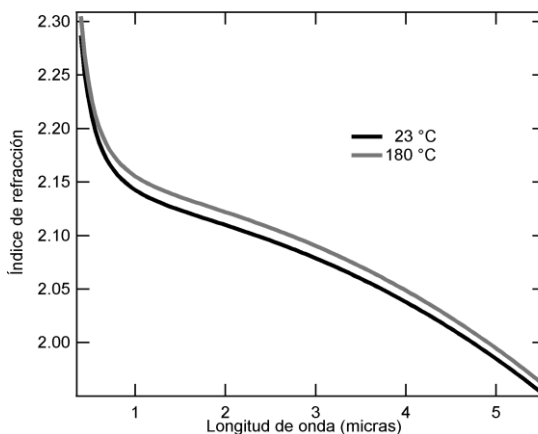


Figura 47. Índice de refracción para el tantalato de litio para dos diferentes temperaturas.

Para conocer los detalles de cómo se obtuvo esta ecuación se sugiere consultar Barboza y Cudney 2009.

Apéndice B.

Láser de alta potencia y alta eficiencia bombeado por diodo.

B.1 Láser continuo.

Fabricamos un láser de $\text{Nd}^{+3}:\text{YVO}_4$ bombeado longitudinalmente por un diodo acoplado a fibra. En este medio los iones de neodimio son el elemento activo propiamente dicho, mientras que el ortovanadato de itrio es el anfitrión. Elegimos este cristal como medio activo porque tiene varias ventajas sobre otros medios dopados con neodimio, como Nd:vidrio y el Nd:YAG. Tiene dos líneas fuertes de emisión a $1.064\mu\text{m}$ y $1.342\mu\text{m}$, ambas muy útiles para procesos de conversión de frecuencias. Cuenta con un coeficiente de absorción más de 4 veces mayor al del cristal Nd:YAG a 808nm , una longitud de onda de emisión común en los diodos láser comerciales. Además, tiene un ancho de banda de absorción mayor que el Nd:YAG, lo que lo hace menos sensible al valor exacto de la longitud de onda de emisión del diodo de bombeo, la cual puede variar por diversos motivos, por ejemplo debido a un cambio de temperatura del diodo de bombeo.

El $\text{Nd}:\text{YVO}_4$ se comporta como un sistema de cuatro niveles casi ideal (O'Connor, 1966), eso es, que la población del nivel inferior hacia donde ocurre la transición láser es despreciable. Para este tipo de materiales se cumple que en el estado estacionario la potencia de salida del láser P_{sal} está dada por

$$P_{sal} = \eta(P_b - P_b^{umbral}), \quad (57)$$

donde η es la “eficiencia-pendiente” (*slope efficiency*), P_b es la potencia óptica de bombeo absorbida y P_b^{umbral} es la potencia óptica de bombeo umbral absorbida, es decir, la potencia de bombeo mínima necesaria para que haya oscilación láser (cuando la ganancia por emisión estimulada es igual a las pérdidas totales de la

cavidad láser). Hacemos énfasis en que las potencias P_b y P_b^{umbral} no son las potencias totales del haz de bombeo, sino solamente las potencias absorbidas por el material; lo que no se absorbe no contribuye al “laseo”. La eficiencia-pendiente, que físicamente representa el cambio de la potencia de salida debido a un cambio de la potencia de bombeo ($\eta = dP_{sal}/dP_b$), a su vez está dada por $\eta = \eta_c \eta_a$, donde η_c es la eficiencia cuántica y es igual a la razón de las energías de los fotones de bombeo, $E_b = h\nu_b$, y de los fotones de laseo, $E_L = h\nu_L$, donde h es la constante de Planck. En términos de longitud de onda la eficiencia cuántica está dada por $\eta_c = \lambda_b / \lambda_L$. La otra eficiencia, η_a , es la eficiencia de acoplamiento de la potencia interna de la cavidad láser hacia el exterior, y está dada por

$$\eta_a = \frac{(1 - R_2)}{\alpha - \ln(R_1) - \ln(R_2)}, \quad (58)$$

donde R_1 y R_2 son las reflectancias de los espejos 1 y 2, respectivamente, y α representa las pérdidas pasivas totales, debidas, entre otras cosas, a la absorción y esparcimiento de la luz dentro del medio al hacer un recorrido de ida y vuelta por la cavidad. Las ecuaciones mencionadas aparecen (con notaciones diversas) en cualquier libro de texto acerca de láseres (Gower, 2000). En la derivación de estas ecuaciones se ha supuesto tácitamente que existe un traslape perfecto entre el haz de bombeo y el haz que se genera dentro de la cavidad, y que la ganancia proporcionada por la emisión estimulada es baja, de manera tal que podemos considerar que la intensidad del haz es aproximadamente constante a través de la cavidad. Un tratamiento más completo de un láser de cuatro niveles bombeado longitudinalmente por diodo puede ser encontrado en el Apéndice E de (Svelto, 1998).

Supongamos que el láser es ideal, o sea que las pérdidas pasivas son despreciables ($\alpha = 0$), y la reflectancia del primer espejo es perfecta ($R_1 = 1$). En este caso ideal

$$\eta_a = \frac{(1-R_2)}{-\ln(R_2)} \leq \frac{(1-R_2)}{(1-R_2)} = 1. \quad (59)$$

En el límite cuando $R_2 \rightarrow 1$ (reflectancia perfecta), $\eta_a \rightarrow 1$. Concluimos entonces que en el caso de un láser ideal la eficiencia estará limitada únicamente por la eficiencia cuántica. Por lo tanto, para un láser que emite a una longitud de onda de 1064nm y que es bombeado a una longitud de onda de 808nm la eficiencia máxima aún en el caso ideal es de ~76%. Además, en este caso ideal la eficiencia-pendiente no depende de la reflectancia del espejo acoplador. Las únicas pérdidas que tiene el láser son las ocasionadas por la transmitancia del espejo acoplador; en el estado estacionario la potencia interna del láser adquiere un valor tal que la potencia de salida está dada por $P_{sal} = \eta_c(P_b - P_b^{umbral})$. En el caso de un láser real siempre habrá algo de pérdidas pasivas ($\alpha > 0$), lo cual reduce la eficiencia pendiente y además hace que haya una reflectancia del espejo acoplador óptima para extraer la mayor potencia del láser.

En la figura 48 mostramos el arreglo experimental del láser. La cavidad consta de dos espejos, uno plano y uno cóncavo. El espejo plano es una de las caras del cristal de Nd:YVO₄ ya que cuenta con capas dieléctricas altamente reflejantes (>99%) a 1064nm y altamente transparentes a 808nm. El espejo curvo es de 100mm de radio de curvatura y 90% reflejante a 1064nm; éste funciona como espejo acoplador de salida. Elegimos el radio de curvatura de 100mm porque nos permite obtener una cavidad compacta y a la vez nos proporciona espacio suficiente para introducir elementos dentro de la cavidad. Colocamos este espejo a ~5cm de la cara posterior del cristal Nd:YVO₄. Esta distancia se escogió para maximizar el traslape entre el haz de bombeo y la señal generada dentro de la cavidad. La razón por la cual se escogió una reflectancia de 90% se da más adelante. Como medio activo utilizamos un cristal de Nd:YVO₄ 4x4x8mm, con un dopaje de 1.1% molar de Nd. Esta concentración no es la ideal para un láser de alta potencia como el que se describe aquí, pero era el cristal con que

contábamos. Este dopaje, que es alto, hace que se absorba fuertemente el bombeo, ocasionando un gradiente de temperatura pronunciado que a su vez distorsiona el frente de onda del haz generado (“lenseo térmico”). Tanto el espejo acoplador como el cristal fueron fabricados por CASIX. Como fuente de bombeo utilizamos un diodo acoplado a fibra multimodal, el cual tiene una potencia máxima a la salida de la fibra de 30W; esta fibra tiene un diámetro de 400 micras y una apertura numérica de 0.22. Utilizamos una lente de 5cm de distancia focal para colimar el haz de bombeo y una de ~7cm para enfocararlo, obteniendo un haz de bombeo ~100 μ m de radio dentro del cristal. Colocamos el cristal sobre una montura metálica, hecha con las dimensiones exactas de éste con el fin de mantenerlo a temperatura ambiente (~23°C) y así evitar efectos de lenseo térmico debido a la alta potencia de bombeo. Enfriamos la montura utilizando una celda Peltier que a su vez es enfriada por agua. Medimos la potencia del haz de bombeo antes y después de la muestra y encontramos que el porcentaje del haz de bombeo que es absorbido por ésta es ~85%.

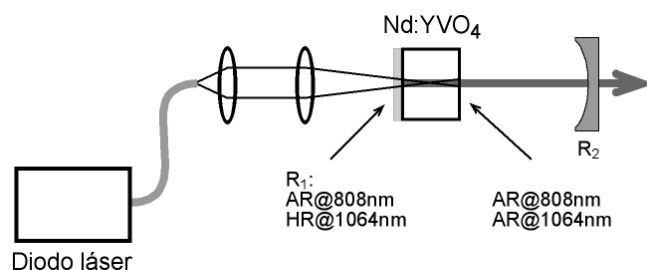


Figura 48. Arreglo experimental del láser de Nd:YVO₄ emitiendo en modo continuo.

La reflectancia del espejo acoplador adecuada para extraer la mayor potencia posible de la cavidad depende de las pérdidas pasivas que ésta tenga. Resulta difícil predecir teóricamente estas pérdidas, por lo que conviene determinarlas empíricamente; para esto se utiliza la técnica de Findlay-Clay (Findlay y Clay 1966). Para determinar la reflectancia óptima del espejo acoplador utilizamos una variación de dicha técnica (Campos-Zatarain 2004). Para esto se construyó el láser con dos espejos de alta reflectancia (>99.8%) dentro del cual se introdujo

una placa de vidrio montada sobre una base giratoria, como se muestra en la figura 49. Esta placa hace las veces de un espejo acoplador de reflectancia variable; para luz polarizada en el plano de incidencia, la reflectancia de Fresnel R_F por cada cara está dada por

$$R_F = \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)} \quad (60)$$

donde θ_i es el ángulo de incidencia y θ_t el ángulo de transmisión, el cual puede calcularse utilizando la ley de Snell. Cuando $\theta_i = \arctan(n)$, donde n es el índice de refracción de la placa, la reflectancia se reduce a cero (ángulo de Brewster); a este ángulo no hay pérdidas introducidas por la placa, por lo que la potencia intracavidad es máxima. Sin embargo, también debido a que la reflectancia es cero, nada de esta potencia puede ser extraída de la cavidad. Al desviar el ángulo de incidencia ligeramente del ángulo de Brewster disminuye la potencia intracavidad pero aumenta la reflectividad, por lo que algo puede ser extraído. Si la desviación es muy grande se extraerá poca potencia debido a que la potencia interna en sí es baja. De aquí vemos que habrá un ángulo óptimo – y por lo tanto una reflectancia de Fresnel óptima - al cual se obtiene un máximo de potencia extraída.

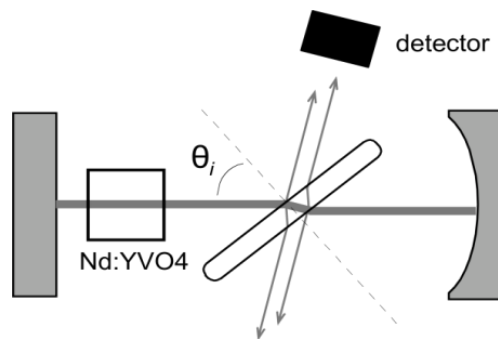


Figura 49. Medición de las pérdidas de la cavidad mediante una modificación de la técnica de Findlay-Clay.

Considerando solamente las primeras reflexiones de ambas caras de la placa y que la luz viaja en ambos sentidos dentro de la cavidad, la placa introduce

pérdidas a la potencia intracavidad dadas por $\sim 4R_F$. La máxima potencia se obtendría si en vez de extraer la potencia con la placa se usara un espejo acoplador que introdujera las mismas pérdidas, es decir, un acoplador con una reflectancia dada por $\sim 1-4R_F$. Lo que encontramos experimentalmente es que para las potencias de bombeo utilizadas la potencia extraída de nuestro láser debería maximizarse con un espejo acoplador con una reflectancia entre 80 y 90%. Obtuvimos mejores resultados utilizando un acoplador de 90%; los datos reportados aquí se obtuvieron con esta reflectancia.

En la figura 50 mostramos la potencia de salida obtenida en función de la potencia de bombeo absorbida. La línea continua es un ajuste por mínimos cuadrados a la ec. (57). Logramos obtener un láser continuo de alta eficiencia- pendiente, $\sim 51\%$, un valor cercano al máximo teórico (76%), con una potencia umbral menor a 1W .

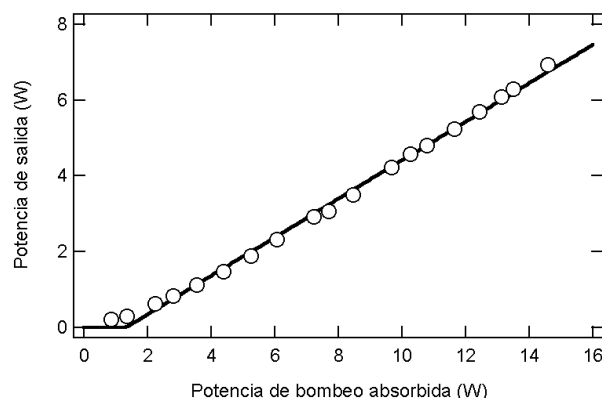


Figura 50. Potencia de salida del láser de Nd:YVO₄ vs potencia de bombeo. Círculos: datos experimentales; línea: ajuste a la ecuación 56.

La calidad espacial de la emisión de este láser era buena, pero no era un modo gaussiano. Para mejorar la calidad espacial del haz introdujimos un diafragma de un diámetro reducido ($\sim 200\mu\text{m}$) dentro de la cavidad cerca del espejo acoplador, forzando de esta manera a que el láser emitiera solamente un modo que pudiera pasar por esta abertura, el modo TEM₀₀. El diafragma redujo la eficiencia- pendiente de 51% a 47%, pero logramos obtener un modo transversal muy

parecido a un modo TEM_{00} . Para medir el perfil transversal del haz utilizamos un perfilómetro de Thorlabs modelo BP104-IR, colocado a un metro de la salida del láser. La figura 51 muestra los perfiles obtenidos en dos direcciones ortogonales y los ajustes de cada uno a un perfil gaussiano.

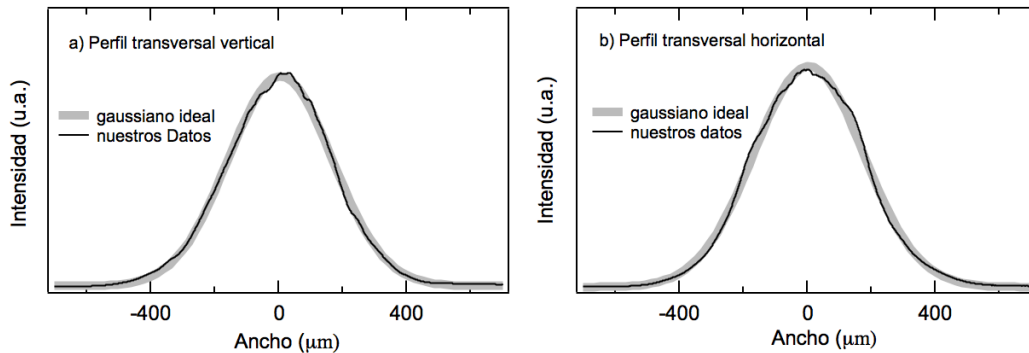


Figura 51. Perfiles transversales del haz láser emitiendo a ~5W. a) Perfil vertical; b) Perfil horizontal. El ancho a la mitad del máximo (FWHM) es de ~ 400μm para ambos perfiles.

Para estimar bien la calidad espacial del haz es necesario medir su valor M^2 ; este valor es una medida de qué tan diferente es la divergencia θ_{real} de un haz comparada con la divergencia θ_{ideal} de un haz gaussiano ideal (Svelto 1998),

$$\theta_{real} = M\theta_{ideal} = M \frac{\lambda}{\pi w_0}, \quad (61)$$

donde w_0 es ancho mínimo del haz (cintura) de un haz gaussiano ideal, entendiéndose por ancho el radio al cual la amplitud del campo eléctrico de la onda disminuye a un valor de $1/e$, o equivalentemente el radio al cual la intensidad disminuye a un valor de $1/e^2$. Por definición, para un haz gaussiano perfecto $M^2 = 1$; entre más grande sea M^2 , peor es la calidad del haz. Se puede probar que el ancho de un haz real $W(z)$ cambia a lo largo de la dirección de propagación z de la siguiente manera (Svelto, 1998):

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + M^2 \frac{\lambda^2 (z - z_0)^2}{\pi^2 W_0^4}}, \quad (62)$$

donde W_0 es el ancho mínimo del haz obtenido, (aquí se utiliza W_0 en mayúsculas con el fin de diferenciar el ancho de un haz real del ancho de un haz gaussiano ideal) y z_0 es la posición donde ocurre este mínimo. Para determinar la M^2 de nuestro láser, pasamos el haz por una lente esférica de 50mm de distancia focal y medimos su ancho a diferentes distancias antes y después del plano focal de la lente; luego ajustamos mediante el método de mínimos cuadrados los anchos de haz medidos a la ecuación (62). Los datos y los ajustes se muestran en la figura 52; puede observarse que obtuvimos un haz láser casi circular con M^2 de ~ 1.7 en la dirección horizontal (“ x ”) y ~ 1.8 en la dirección vertical “ y ”, y con muy poco astigmatismo (las cinturas en x y en y ocurren en planos muy cercanos entre sí).

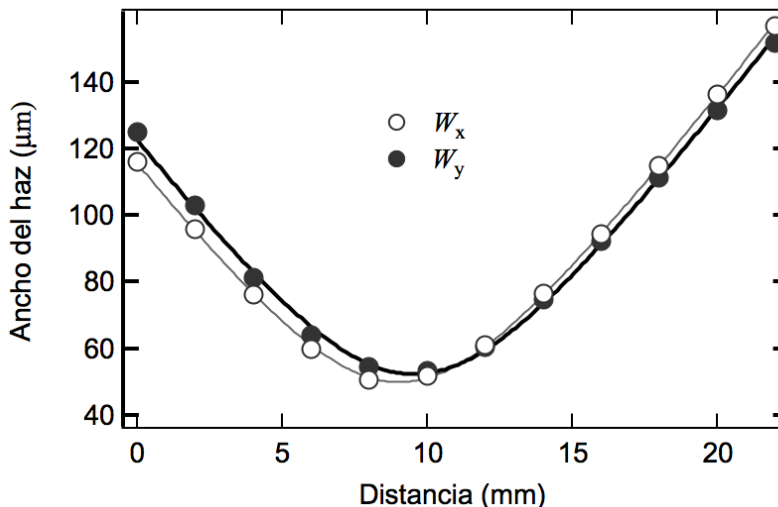


Figura 52. Determinación de la M^2 del haz para ambos ejes. Círculos: datos experimentales; líneas: ajustes a la ecuación 62.

B.2. Láser pulsado

A veces es más importante que el láser emita pulsos de duración corta pero de alta potencia en vez de radiación continua. En nuestro caso, el láser descrito aquí se usa como fuente de bombeo de un oscilador óptico paramétrico y para realizar otros experimentos de óptica no lineal, los cuales requieren potencias altas, del orden de kilowatts a megawatts. Si se requiere un láser que emita pulsos cuya duración sea del orden de nanosegundos se utiliza la técnica de “conmutación de Q ”, o mejor conocido en inglés como “*Q-switching*” (Henningesen 1977). Esta técnica básicamente consiste en introducir pérdidas a la cavidad láser de tal manera que no pueda oscilar, por lo que la energía suministrada por la fuente de bombeo – en este caso la radiación proveniente del diodo láser – es almacenada en el medio como una inversión de población entre los niveles de la emisión láser. Luego, cuando se ha almacenado ya una gran cantidad de energía, de alguna manera las pérdidas de la cavidad son removidas repentinamente, ocasionando la generación de un pulso de radiación láser gigante. El nombre de *Q-switching* viene de cambiar repentinamente el factor de calidad “ Q ” del resonador: entre más grande sea Q , menores son las pérdidas.

Los dispositivos usados para realizar este cambio repentino de la calidad del resonador se pueden dividir en dos tipos: activos o pasivos. Los *Q-switches* pasivos son aquellos en donde el láser por sí solo “decide” cuándo cambiar la Q de la cavidad y por lo tanto cuándo emite el pulso. Por lo general los *Q-switches* pasivos son absorbedores saturables: la absorción disminuye con la intensidad de la luz incidente. El mecanismo de producción de pulsos es el siguiente. Aunque al principio las pérdidas introducidas por el absorbedor impiden que haya emisión láser, la amplificación de la emisión espontánea del medio sí existe y empieza a disminuir la absorción del absorbedor saturable. Al haber menos absorción, crece más esta emisión espontánea amplificada, con lo cual disminuye aún más la absorción del absorbedor, y así sucesivamente hasta que las pérdidas son reducidas a un nivel que pueda haber emisión láser. Los materiales más usados hoy en día como absorbedores saturables son Cr^{4+} :YAG (YAG dopado con cromo) (Yan et al., 2004) o materiales semiconductores como el InGaAs/GaAs (Baoquan

et al., 2010). Inicialmente usamos Cr^{4+} :YAG con nuestro láser, obteniendo buenos resultados a baja potencia de bombeo. Sin embargo, a alta potencia este material se degrada rápidamente y se “quema” dentro de la cavidad; debido a esto y a su alto costo optamos por dejar de utilizarlo.

Por otro lado, los *Q-switches* activos son aquellos en donde el usuario decide cuándo se emite el pulso. Los primeros *Q-switches* que se reportaron pertenecen a esta categoría y eran mecánicos: el espejo acoplador se montaba sobre una base giratoria y se hacía girar el espejo a la mayor velocidad angular posible; el láser emitía solamente cuando el espejo quedaba alineado con la cavidad (Henningesen y Conroy, 1977). Esta técnica ya no se usa, debido entre otras cosas a las dificultades que conlleva girar un espejo a alta velocidad (bulto del motor, desalineación de la cavidad por la fuerza centrífuga, etc.). Hoy en día hay muchos tipos de *Q-switches* activos, pero los más importantes son los moduladores acusto-ópticos (Henningesen, 1977) y las celdas Pockels (moduladores electro-ópticos) (Berry et al., 1981). Ambos tienen un buen desempeño, pero son costosos, además de que requieren circuitos eléctricos sofisticados para su funcionamiento y, en el caso de láseres de alta potencia, enfriamiento por agua.

Presentamos aquí una forma sencilla de fabricar un *Q-Switch* que puede utilizarse en láseres de alta potencia; es de muy bajo costo, no requiere de enfriamiento y permite cambiar la frecuencia de repetición de los pulsos en un amplio intervalo ($\sim 90\text{Hz}$ a 10kHz). Consiste en introducir dentro del resonador un disco con múltiples perforaciones y hacerla girar rápidamente: mientras no pase una perforación por donde oscile el láser, hay pérdidas, y en cuanto pasa la perforación, deja de haberlas. Fabricamos este disco perforando un disco duro de computadora usado, como se muestra en la figura 6b. Utilizamos un disco duro de 5500rpm con 80 huecos de $\sim 900\mu\text{m}$ de diámetro, con lo cual obtuvimos pulsos con una frecuencia de repetición de $\sim 7.3\text{kHz}$. La razón por la cual se escogió esta tasa de repetición es que su inverso ($137\ \mu\text{s}$), que es el tiempo que transcurre entre la pasada de dos agujeros del disco por el camino óptico del láser, es aproximadamente igual al tiempo de vida del estado excitado del Nd:YVO_4

(O'Connor, 1966). Esto es importante para maximizar la potencia promedio que puede ser extraída del láser, ya que el tiempo que le toma al bombeo inducir la máxima inversión de población posible es aproximadamente igual al tiempo de vida del estado excitado; si la tasa de repetición fuera muy superior a la usada, entonces no se lograría obtener una buena inversión de población y por lo tanto los pulsos serían menos energéticos, y si la frecuencia fuera muy inferior, entonces mucha de la potencia del bombeo se desperdiciaría en emisión espontánea. Una ventaja de usar estos discos es que tienen su propio sistema de control de velocidad de rotación, además de tener motores de muy alta calidad y maquinaria muy fina. Otra ventaja que no es de menospreciar es que discos duros obsoletos abundan en cualquier centro de investigación, nada más ocupan espacio porque nadie quiere tirarlos y de esta manera se les puede restaurar su dignidad dándoles una utilidad científica.

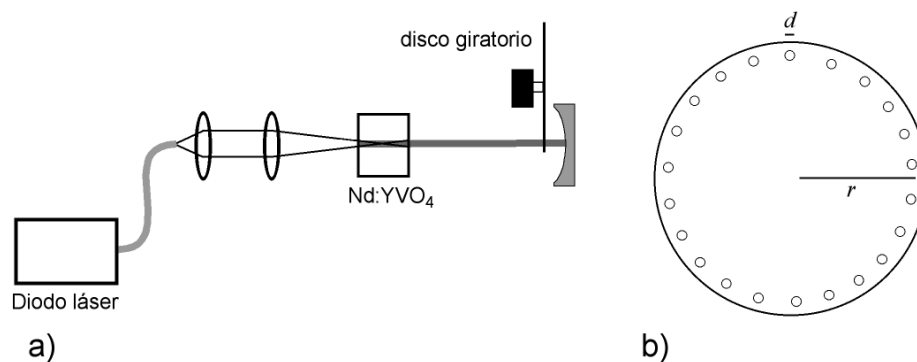


Figura 53. Láser pulsado. a) Arreglo experimental simplificado; b) Disco duro con perforaciones.

Este *Q-switch* mecánico presenta algunas ventajas sobre otros, incluyendo los electroópticos y acustoópticos. Aparte de las ventajas obvias que son su bajo costo (gratis si uno considera que el disco duro usado no tendría otro uso) y facilidad de implementación, está la ventaja de que no es necesario modificar la cavidad de un láser continuo para convertirlo en pulsado. No hay que añadir elementos ópticos, como los moduladores electroópticos y acusto-ópticos que requieren realinear o cambiar las dimensiones de la cavidad o, peor aún, introducir

otros elementos adicionales como lentes para enfocar el haz dentro de ellos. No requiere montar el espejo acoplador en una base giratoria. Simplemente se introduce un disco giratorio dentro de una cavidad sin modificarla en lo absoluto. Hasta donde sabemos, esta forma de obtener pulsos no se ha presentado anteriormente en la literatura.

Cada vez que una perforación pasa por el camino óptico del resonador el láser logra oscilar y emite uno o varios pulsos; la frecuencia de repetición de estos pulsos (o trenes de pulsos) depende de la velocidad angular del disco y de la cantidad de perforaciones que éste tenga. Un *Q-switch* ideal se abre instantáneamente y permanece abierto lo suficiente para que se dé solamente un pulso. Nuestro *Q-switch* dista mucho de ser idóneo: tarda mucho en abrirse completamente y tarda mucho en volver a cerrarse. Para aminorar este problema, el radio de las perforaciones del disco debe ser lo más pequeño posible (del orden del radio del haz en el plano donde se encuentre el disco). Considerando que el disco gira con una velocidad angular de 5500rpm, que las perforaciones se encuentran a 4.6cm del eje del disco y que el diámetro del haz es de $\sim 200\mu\text{m}$, obtenemos que el camino óptico pasa de estar totalmente obstruido a no obstruido en aproximadamente $7.5\mu\text{s}$, permanece sin ser obstruido $\sim 18\mu\text{s}$ y vuelve a ser obstruido por completo al transcurrir otros $7.5\mu\text{s}$. Si no se toman medidas especiales, estos tiempos largos ocasionan que se emita más de un solo pulso a la vez y de intensidad reducida.

Este problema puede resolverse parcialmente aumentando las pérdidas en la cavidad disminuyendo la reflectancia del espejo acoplador. Entre mayor sea la transmitancia, mayor será el umbral de oscilación y por lo tanto mayor será el tiempo requerido para obtener la ganancia requerida para que se emita un pulso. En el apéndice se da un modelo matemático para encontrar la reflectancia máxima que debe tener el espejo acoplador para garantizar que el láser emita un solo pulso por perforación, y el resultado es el siguiente:

$$R_2^{m\acute{a}xima} = \frac{1}{R_1} \exp \left[\alpha_L - 2 \frac{\sigma_L \lambda_b P_b(0)}{\pi w^2 h c} \delta t f \right], \quad (63)$$

donde σ_L es la sección transversal efectiva de emisión estimulada, λ_b es la longitud de onda de laseo, P_b es la potencia de bombeo, h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz en el vacío, w el ancho promedio del haz dentro del medio de ganancia (que implícitamente suponemos que se traslapa perfectamente con el haz de bombeo), δt es el tiempo en que el *Q-Switch* permanece abierto y f es la fracción de la potencia del haz de bombeo que fue absorbido por el cristal. En nuestro caso el tiempo que permanece abierto el *Q-Switch* es el tiempo que le toma a una perforación pasar por la región donde circula el haz dentro de la cavidad que, como mencionamos anteriormente, es de alrededor de $18\mu s$. La figura 54 muestra $R_2^{m\acute{a}xima}$ teórica en función de la potencia de bombeo.

Fabricamos un espejo 60% reflejante a 1064nm y con un radio de curvatura ~ 50 mm y lo usamos como espejo acoplador. Nótese que según la figura 54 con esta reflectancia el láser debería emitir pulsos con aproximadamente 1W de bombeo; con mayor potencia podría emitir más pulsos.

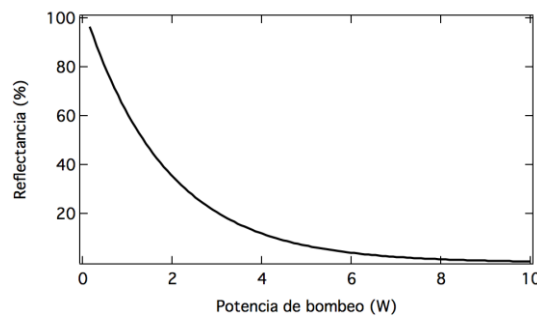


Fig. 54. $R_2^{m\acute{a}xima}$ vs potencia de bombeo. Para realizar este cálculo se utilizó $\sigma_L = 15.6 \times 10^{-19} m^2$, $R_1 = 1$, $\alpha = 0.05$, $w = 0.12 mm$, $\delta t = 18 \mu s$ y $f = 0.85$

En la figura 55 mostramos la potencia promedio obtenida experimentalmente en función de la potencia de bombeo.

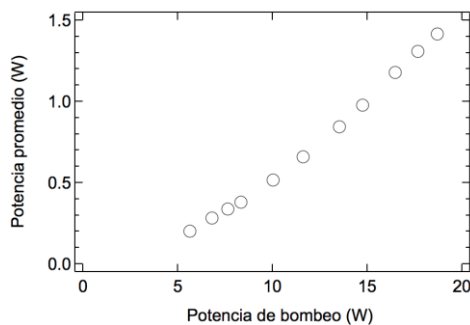


Figura 55. Potencia promedio de salida del láser pulsado de Nd:YVO₄.

En la figura 56a) mostramos uno de los pulsos obtenidos con este láser. A baja potencia de bombeo ($\sim 5.4\text{W}$) obtuvimos pulsos de $\sim 27\mu\text{J}$ de energía y $\sim 25\text{ns}$ de duración con una frecuencia de repetición de 7.3kHz ; la potencia instantánea de estos pulsos es del orden de 1kW . Cuando aumentamos la potencia de bombeo la ganancia logra recobrase rápidamente mientras permanece abierto el *Q-switch*, lo que resulta en la obtención de un tren de pulsos donde la duración de cada uno de ellos es aproximadamente igual a la del pulso obtenido a baja potencia. En la figura 56b) presentamos un tren de pulsos obtenido con una potencia de bombeo de aproximadamente 18W . Una forma de disminuir la cantidad de pulsos que integra cada tren es aumentar aún más la transmitancia del espejo acoplador del láser, aumentar el radio del haz de bombeo y del láser para así aumentar el umbral de oscilación, o bien disminuir el diámetro de cada hueco que contiene el disco del *Q-switch*.

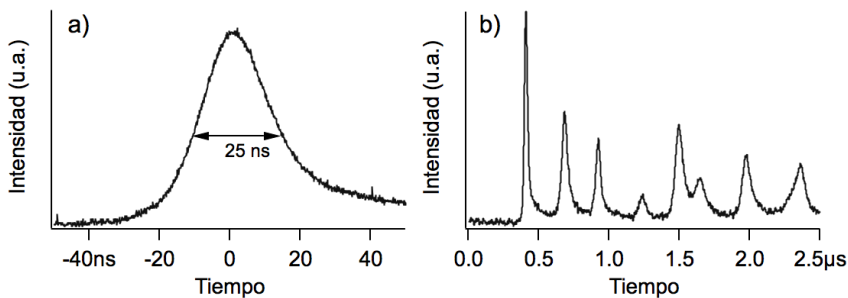


Figura 56. Formación de pulsos. a) Pulso obtenido con una potencia de bombeo de $\sim 5.4\text{W}$; b) tren de pulsos obtenidos a una potencia de bombeo de 18W . La duración de cada pulso es muy cercana a la del pulso obtenido a baja potencia.

Apéndice C.

Umbral de oscilación de un sistema de 4 niveles bombeado longitudinalmente.

El Nd:YVO₄ se comporta como un sistema de 4 niveles de energía, donde los átomos que se encuentran en estado base $|0\rangle$ son llevados al nivel de energía $|3\rangle$ mediante algún mecanismo de bombeo, en nuestro caso bombeo óptico a través de la radiación proveniente de la fibra. La tasa de bombeo al nivel $|3\rangle$ dependerá de la intensidad I_b de la radiación de la fibra, de la sección eficaz σ_b para este proceso y de la energía de cada fotón de bombeo, $h\nu_b$. De este nivel decaen al nivel $|2\rangle$ con un tiempo de vida τ_{32} , de éste al nivel $|1\rangle$ en un tiempo τ_{21} y finalmente al nivel $|0\rangle$ en un tiempo τ_{10} , como se muestra en la figura 10. Los tiempos de vida que cada nivel son tales ($\tau_{21} \gg \tau_{32}, \tau_{10}$) que se forma una inversión de población entre los niveles $|2\rangle$ al $|1\rangle$, con lo cual puede haber amplificación por emisión estimulada y absorción de fotones con energía $\Delta E = E_2 - E_1$.

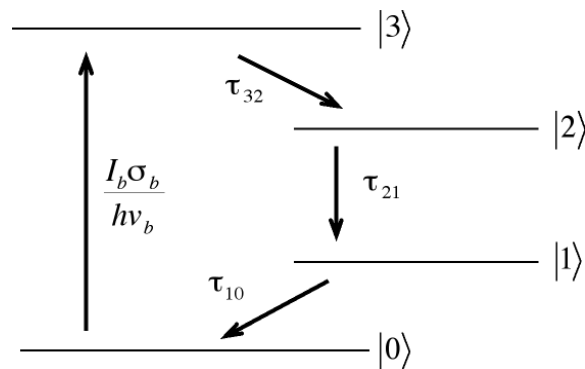


Figura 57. Sistema de 4 niveles de energía.

Para calcular las condiciones de umbral de oscilación es necesario contar con ecuaciones que describan la evolución temporal de las poblaciones N_0 , N_1 , N_2 ,

N_3 de los diferentes niveles. Considerando solamente los procesos indicados en la figura 56, las ecuaciones son las siguientes:

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{I_b \sigma_b}{h\nu_b} N_0 - \frac{N_3}{\tau_{32}}, \quad (64)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}}, \quad (65)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{N_1}{\tau_{10}}, \quad (66)$$

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{N_1}{\tau_{10}} - \frac{I_b \sigma_b}{h\nu_b} N_0. \quad (67)$$

Suponiendo que $\tau_{21} \gg \tau_{32}, \tau_{10}$, que la inversión de población $\Delta N = N_2 - N_1 \approx N_2$, que el bombeo no cambia con el tiempo y que la inversión de población inicial es cero, de las ecuaciones A1 y A2 obtenemos

$$\Delta N(z, \delta t) \approx N_\infty(z) (1 - \exp[-\delta t / \tau_{21}]), \quad (68)$$

donde $N_\infty(z) = I_b(z) \sigma_b \tau_{21} / h\nu_b$ y δt es el tiempo durante el cual la medio es bombeado. Por otro lado, la intensidad del bombeo no es constante, ya que es absorbido a lo largo de su dirección de propagación. Para nuestro caso de bombeo longitudinal,

$$I_b(z) = I_b(0) \exp(-\alpha_b z), \quad (69)$$

donde α_b es la absorción del haz de bombeo por unidad de longitud, la cual está dada por $\alpha_b = N_0 \sigma_b$. La ganancia por unidad de longitud está dada por

$$\gamma = \Delta N \sigma_L, \quad (70)$$

donde σ_L es la sección eficaz de la emisión estimulada entre los niveles $|2\rangle$ y $|1\rangle$. Juntando las ecs. (68-70), obtenemos

$$\begin{aligned}\gamma(z,t) &= \frac{I_b(0)\exp[-\alpha_b z]}{h\nu_b} \alpha_b \tau_{21} \sigma_L \left(1 - \exp\left[-\frac{t}{\tau_{21}}\right]\right), \\ &= \frac{I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \alpha_b \exp[-\alpha_b z] \Phi(t)\end{aligned}\quad (71)$$

donde I_{sat} es la intensidad de saturación, dada por $I_{sat} = h\nu_L / \sigma_L \tau_{21}$, y η_c es la eficiencia cuántica, dada por $\eta_c = \lambda_b / \lambda_L$, donde λ_b y λ_L son las longitudes de onda del bombeo y de la emisión láser, respectivamente. $\Phi(t)$ es una función que nada más depende del tiempo, dada por $\Phi(t) = 1 - \exp(-t/\tau_{21})$.

El umbral se alcanza cuando la ganancia de un recorrido de ida y vuelta es igual a las pérdidas totales de la cavidad. Calculamos ahora la ganancia de un haz viajando en la dirección positiva de z . La intensidad de este haz, denotado por $I^+(z)$, está regida por la siguiente ecuación:

$$\frac{dI^+}{dz} = \gamma(z,t)I^+ = \frac{I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \alpha_b \exp[-\alpha_b z] \Phi(t) I^+.\quad (72)$$

Integrando esta ecuación de 0 a L , la longitud del medio, obtenemos

$$\begin{aligned}I^+(L) &= I^+(0) \exp\left[\frac{I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \Phi(t) (1 - \exp(-\alpha_b L))\right] \\ &= I^+(0) \exp\left[\frac{I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \Phi(t) f\right].\end{aligned}\quad (73)$$

Aquí $f = 1 - \exp(-\alpha_b L)$; es la fracción de la potencia del haz de bombeo que fue absorbida por el medio. Realizando un análisis similar para el haz que viaja en la

dirección contraria, cuya intensidad es $I^-(z)$, obtenemos

$$I^-(0) = I^-(L) \exp \left[\frac{I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \Phi(t) f \right]. \quad (74)$$

A su vez, las intensidades de ambos haces están relacionados en los planos donde se encuentran los espejos por $I^+(0) = R_1 I^-(0)$ y $I^-(L) = R_2 I^+(L)$. Utilizando estas relaciones, las ecuaciones (72-74), y suponiendo que además que hay pérdidas pasivas dentro de la cavidad dadas por $\exp(-\alpha)$, encontramos que la intensidad después de un recorrido de ida y vuelta está dada por

$$I^+(0)_{ida \ y \ vuelta} = I^+(0) R_1 R_2 \exp \left[\frac{2I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \Phi(t) f - \alpha_L \right]. \quad (75)$$

En el umbral de oscilación la intensidad después de un recorrido de ida y vuelta es igual a la inicial, por lo que la condición de umbral de oscilación es

$$R_1 R_2 \exp \left[\frac{2I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c \Phi(t) f - \alpha_L \right] = 1. \quad (75)$$

Con esta ecuación podemos calcular la reflectancia mínima del espejo acoplador (espejo 2) requerida para que haya oscilación. En el caso estacionario, $t \rightarrow \infty$ y según su definición $\Phi(t) \rightarrow 1$. De la ec. (75), vemos que la reflectancia mínima del espejo acoplador es

$$R_2^{mínima} = \frac{1}{R_1} \exp \left[\alpha_L - \frac{2I_b(0)}{I_{sat}} \eta_c f \right]. \quad (77)$$

En el caso pulsado, queremos que solamente haya un pulso por paso de una abertura por el camino óptico. Para lograr esto, suponemos que cada pulso que se

emite es lo suficientemente intenso como para saturar completamente la ganancia, y por lo tanto reducir la inversión de población a cero. Después de ocurrido esto, la inversión de población gradualmente se recupera, siguiendo la ecuación 68. Supongamos que el tiempo δt que le toma a la perforación recorrer el camino óptico del láser (el tiempo en que nuestro *Q-switch* permanece abierto) es corto comparado el tiempo de vida τ_{21} . Haciendo una expansión en serie de Taylor, $\Delta N \approx N_{\infty} \delta t / \tau_{21}$. Para que no se pueda dar otro pulso, es suficiente que en este periodo δt la inversión de población no alcance el valor umbral, por lo que según la ecuación 75 la reflectancia máxima que puede tener el espejo acoplador para garantizar que solamente haya un pulso viene dada por

$$\begin{aligned}
 R_2^{m\acute{a}xima} &= \frac{1}{R_1} \exp \left[\alpha_L - \frac{2I_b(0)}{I_{sat}} \frac{\delta t}{\tau_{21}} \eta_c f \right] \\
 &= \frac{1}{R_1} \exp \left[\alpha_L - \frac{2P_b(0)\sigma_L \lambda_b}{\pi w^2 hc} \delta t f \right],
 \end{aligned} \tag{78}$$

donde P_b es la potencia de bombeo y w es el radio promedio del haz a lo largo de z .

Referencias.

Armstrong, J.A., Bloembergen, J., Ducuing J. and Pershan, P.S. 1962. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Physical review*. 127(6):1918-1930.

Baoquan, Y., Yi, T., Gang, L., Yuezhu, W. 2010. InGaAs/GaAs saturable absorber for diode-pumped passively Q-switched dual-wavelength Tm:YAP lasers. *Opt. Express*, 18:13574.

Barboza, N.A. y Cudney, R.S. 2009. Improved Sellmeier equation for congruently grown lithium tantalate. *Appl. Phys. B*. 95:453-458.

Baxter, G.W., Haub, J.G. and Orr, B.J. 1997. Backconversion in a pulsed optical parametric oscillator: evidence from injection-seeded sidebands. *J. Opt. Soc. Am. B*. 14(10):2723-2730.

Berry, A. J., Hanna, D.C., Sawyers, C.G. 1981. *Opt. Comm.* 40 (1981), 54. High Power single frequency operation of a Q-switched TEM₀₀ Mode Nd:YAG laser.

Born, M. y Wolf E. 1980. *Principles of optics*. Pergamon Pres Ltd. Sexta edición. Oxford. 854p.

Boyd, G. D. y Kleinman, D.A. 1968. Parametric interactions of focused gaussian light beams. *J. Appl. Phys*, 38(8):3597-3639.

Boyd, R. 2003. *Nonlinear optics*. Academic Press. Segunda edición. San Diego. 578p.

Campos-Zatarain, A. 2004. Tesis de Maestría en Ciencias en Óptica. Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada, Ensenada.

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

Dabu, R., Fenic, C. and Stratan A. 2001. Intracavity pumped nanosecond optical parametric oscillator emitting in the eye-safe range. *Appl. Opt.* 40(24):4334-4340.

Didomenico M. y Wemple, S.H. 1969. Oxygen-octahedra ferroelectrics. 1. Theory of Electro-optical and Nonlinear optical effects. *J. Appl. Phys.* 40(2):720-734.

Duguay, M.A., Shapiro S.L. and Rentzepis, P.M. 1967. Spontaneous appearance of picosecond pulses in rubi and Nd:Glass Lasers. *Phys. Rev. Lett.* 19:1014-1016.

- Findlay, D., Clay, R.A. 1966. The measurement of internal losses in 4-level lasers. *Phys. Lett.* 20:277.
- Franken, P.A., Ward, J.F. 1963. Optical Harmonics and nonlinear phenomena. *Rev. Mod. Phys.* 35(1):23-39.
- Gower, M.C. 2000. Industrial applications of laser micromachining. *Opt. Express.* 7:56-67.
- Grayson, T. P., Myers, L.E., Nelson, M.D. and Dominic V. 1996. Synchronous pumping of a periodically poled LiNbO₃ optical parametric oscillator in *Advanced Solid State Lasers*. S. Payne and C. Pollack. Vol. 1.
- Hellwarth, R.W., McClung, F.J. 1962. Giant pulsations from ruby. *J. App. Phys.* 33:838-814.
- Henningsen, T. Conroy, J.J. 1977. Acousto-optic Q-switch. US Patent App. 4,057,770 (1977).
- Hetch, E. 2000. *Óptica*. Addison Wesley. Tercera edición. Madrid. 708p.
- Kovalchuk, E. V., Dekorsy, D., Lvovsky, A.I., Braxmaier, C., Mlynek, J., and Peters, A. 2001. High-resolution Doppler-free molecular spectroscopy with a continuous-wave optical parametric oscillator. *Opt. Lett.* 26(18):1430-1432.
- Lindsay, I.D., Sthoohard, D.J., Rae, C.F. and Dunn, M.H. 2003. Pump-enhanced optical parametric oscillator based on periodically-poled RbTiOAsO₄. Conference on Lasers and electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference, Technical Digest. Opt. Soc. Am.
- Liu, Q., Gong, M., Lu, F., Gong, W., Li, C. 2005. 520-W continuous-wave diode corner-pumped composite Yb:YAG slab laser. *Opt. Lett.* 30(7):726-728.
- Loakeimidi, K., Schwesys, Phillips, C.R., Vodopyanov, K.L. and Fejer, M. M. 2010. Singly-Resonant CW Mid-IR optical parametric oscillator pumped by a tunable C-Band source for free space coherent optical communications. Conference on lasers and electro-optics, OSA technical digest.
- Middleman, S and Hochberg A.K. 1993. *Process Engineering Analysis in Semiconductor Device Fabrication*, McGraw-Hill, p. 313.
- Miller R.C. y Savage A. 1958. Velocity of sidewise 180° domain-wall motion in BaTiO₃ as a function of the applied electric field. *Phys. Rev.* 112(3):755-762.

O'Connor, J.R. 1966. Unusual crystal-field energy levels and efficient laser properties of Nd:YVO₄. Appl. Phys. Lett. 9:407.

Orozco-Arellanes, M.J. y Cudney, R.S. 2001. Construcción y caracterización de un oscilador óptico paramétrico con niobato de litio periódicamente polarizado. Rev. Mex. de Fís. 47(5):460-466.

Pei-feng, W., Zhao-hui, S., Jing, Z., Gang, N., Jian-feng, C. Zhongwei, F. 2008. Diode-end-pumped Nd:YVO₄/LBO lasers with 4.2W continuous-wave output at 457nm. Optoelectronics Letters. 4(4):269-272.

Saikawa, J., Fujii, M., Ishisuki H. y Taira. 2006. 52mJ narrow-bandwidth degenerated optical parametric system with a large-aperture periodically poled MgO:LiNbO₃ device. Opt. Lett. 31(21):3149-3151.

Scheps, R. 2002. Introduction to Laser Diode-Pumped Solid State Lasers, Tutorial Texts in Optical Engineering, Vol TT53, Bellingham, Washington (SPIE PRESS).
Smith, A.V., Gehr, R.J., Bowers, M.J. 1999. Numerical models of broad-bandwidth nanosecond optical parametric oscillators. J. Opt. Soc. Am. B. 16(4):609-619.

Scheidt, M. Beier B., Knappe, K., Boller, K.-J., and Wallenstein, R. 1995. Diode-laser-pumped continuous-wave KTP optical parametric oscillator. J. Opt. Soc. Am. B. 12(11):2087-2094.

Siegman, E. 1986. Lasers. Mill Valley, CA Univ. Sci. Books.

Shur, V. Y. y Romyantsev, E.L. 1999. Domain kinetics in the formation of a periodic structure un lithum niobato. Phys. Solid state. 41(10):1681-1687.

Smith, R.G., Geusic, J.E., Levinstein, H.J., Rubin, J.J., Singh, S., and Van Uitert, L.G., 1968. Continuous optical parametric oscillation in Ba₂Nb₅O₁₅. Appl. Phys. Lett. 12:308-310.

Svelto, O. 1998. Principles of Lasers, Capítulos 7 y 11. New York, NY (Springer Sci. Business Media, Inc.

Todd, M.W., Provencal, R.A., Owano, T.K., Paldus, B.A., Kachanov, A. Vodopyanov, K.L., Hunter, M., Coy, S.L., Steinfeld, J.I. and Arnold J.T. 2002. Application of mid-infrared cavity-ringdown spectroscopy to trace explosives vapor detection using a broadly tunable (6-8μm) optical parametric oscillator. Appl. Phys. B, 75(2-3):367-376.

Yan, F. Jianren, L. Kazunori, T., Ken-ichi, U. Hideki, Y., Takagim, Y. Alexander, K. 2004. Passively Q-switched ceramis Nd³⁺:YAG/Cr⁴⁺:YAG lasers. Appl. Optics, 43(14):2944-2947.

Yang, S.T., Eckard, R.C., and Byer, R.L. 1993. Power and spectral characteristics of continuous-wave parametric oscillator: The doubly to singly resonant transition. *J. Opt. Soc. Am. B.* 10 (9):1684-1695.

Yariv A. 1989. *Quantum electronics*. Capítulo 17, 3ra. edición. John Wiley & sons Inc.

Zajac, A., Skorczakowski, M., Swiderski, J., Nyga, P. 2004. Numerical model of a Q-switched double-clad fiber laser. *Opt. Express*, 12:3554-3559.

Zendzian, W., Jabczynski, J.K., Wachulak, P. Kwiatkowski, J. 2005. Highly efficient, intracavity-pumped KTP OPO at 1572nm. *Advanced solid state photonics paper MF21*.