

TESIS DEFENDIDA POR  
**Héctor Francisco Ortiz Kerbertt**  
Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

---

Dr. Roger Sean Cudney Bueno  
*Director del Comité*

---

Dr. Serguei Stepanov  
*Miembro del Comité*

---

Dr. Héctor Escamilla Taylor  
*Miembro del Comité*

---

Dr. Juan Pablo Lazo Corvera  
*Miembro del Comité*

---

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

---

Dr. David Hilario Covarrubias Rosales  
*Director de Estudios de Posgrado*

19 de abril de 2010.

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



---

**PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS  
EN ÓPTICA**

---

**FUENTE DE LUZ AZUL: LÁSER DE Nd:YVO<sub>4</sub> DE 1.342  $\mu$ m TRIPLICADO EN  
FRECUENCIA**

**TESIS**

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

Presenta:

**HÉCTOR FRANCISCO ORTIZ KERBERTT**

Ensenada, Baja California, México, abril de 2010.

**RESUMEN** de la tesis de **Héctor Francisco Ortiz Kerbertt**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS en ÓPTICA con orientación en Óptica Física. Ensenada, Baja California. Abril de 2010.

## **FUENTE DE LUZ AZUL: LÁSER DE Nd:YVO<sub>4</sub> DE 1.342 μm TRIPLICADO EN FRECUENCIA**

Resumen aprobado por:

---

Dr. Roger Sean Cudney Bueno  
Director de Tesis

En este trabajo se propone la obtención de una fuente de luz azul de 447 nm a partir de la generación simultánea del segundo y tercer armónicos de la línea de emisión de 1.342 μm de un láser cuyo medio de ganancia es un cristal de neodimio en ortovanadato de itrio (Nd:YVO<sub>4</sub>). El segundo armónico se genera por cuasiempatamiento de fases de primer orden y el tercer armónico se produce por cuasiempatamiento de fases de tercer orden a través de un proceso de suma de frecuencias entre el segundo armónico y la onda a la frecuencia fundamental. Los dos haces se obtienen en una única oblea de tantalato de litio en la que se invierte, con la periodicidad adecuada, el signo de la polarización espontánea. La longitud de onda fundamental para la cual se pueden generar simultáneamente los dos armónicos depende del material empleado, y en el caso del tantalato de litio periódicamente polarizado (PPLT) resulta que, por pura coincidencia, justamente la segunda línea de emisión más fuerte del láser de Nd:YVO<sub>4</sub>, la de 1.342 μm, puede ser utilizada para este propósito. Calculamos que la periodicidad a la que este efecto ocurre es 14.24 μm y a una temperatura de 220 °C, Sin embargo, estos valores dependen muy sensiblemente de la variación del índice de refracción con la longitud de onda y temperatura; incertidumbres del orden de 1/10,000 del índice pueden cambiar significativamente esta periodicidad y temperatura.

Para observar la generación simultánea del segundo y tercer armónicos fue necesario, por un lado, construir un láser que emitiera a 1.342 μm, y por otro lado fabricar un cristal PPLT con la periodicidad adecuada. Es la primera vez que se fabrica en el CICESE un láser que emita a 1.342 μm; de este láser obtuvimos más de 300 mW en modo continuo. En cuanto al cristal de PPLT, fabricamos uno con cinco rejillas con periodicidades desde 14.1 μm hasta 14.5 μm, en pasos de 0.1 μm, usando una técnica ya bien conocida y empleada con anterioridad en el CICESE.

La teoría indica que la potencia del tercer armónico es proporcional al cubo de la potencia de bombeo, por lo que se hizo lo posible para aumentar la potencia de éste. Esto se intentó de dos maneras: a) convertir el láser continuo en uno pulsado y b) colocar el cristal PPLT dentro de la cavidad. Para obtener los pulsos utilizamos el método de conmutación de Q (*"Q-switching"*). Logramos obtener pulsos de 90 ns con una tasa de repetición de 3.59 kHz y de esta manera obtuvimos hasta 300 μW de potencia cuasi-continua del segundo armónico (rojo). Aunque su potencia fue muy baja como para medirla con precisión, también obtuvimos el tercer armónico (azul), el cual fue visible a ojo a una temperatura de 166.4 °C en la rejilla con periodicidad nominal de 14.4 μm.

Con el PPLT intracavidad y sin el *Q-switch*, nuestros cálculos demuestran que, aprovechando el hecho de que las intensidades que se pueden alcanzar dentro de la cavidad láser pueden ser mucho mayores que las que se tienen afuera, es factible conseguir potencias de azul de algunos cientos de miliwatts; sin embargo, con este esquema no fue posible conseguir láser. Se debe continuar en el intento para lograr potencias altas de azul en continuo.

**Palabras Clave:** Generación de segundo armónico, generación de tercer armónico cuasiempatamiento de fases, tantalato de litio, PPLT.

**ABSTRACT** of the thesis presented by **Héctor Francisco Ortiz Kerbertt** as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in OPTICS with orientation in Physical Optics. Ensenada, Baja California, Mexico, April 2010.

### **BLUE LIGHT SOURCE: FREQUENCY – TRIPLED Nd:YVO<sub>4</sub> LASER AT 1.342 $\mu\text{m}$ .**

In this work we propose to obtain a blue light source at 447 nm by simultaneous generation of the second and third harmonics of the 1.342  $\mu\text{m}$  emission line of a neodymium-doped yttrium orthovanadate (Nd:YVO<sub>4</sub>) laser. The second harmonic is generated by first-order quasi-phase-matching (QPM) and the third harmonic is achieved by third order QPM through sum-frequency generation between the second harmonic and the fundamental frequencies. Both second and third harmonics are obtained in a single lithium tantalate wafer in which the sign of the spontaneous polarization is inverted with the appropriate periodicity. The fundamental wavelength at which both harmonics can be obtained depends on the material used, and in the case of periodically-poled lithium tantalate (PPLT) it happens to be, by mere coincidence, that precisely the second strongest emission line of the Nd:YVO<sub>4</sub> laser – the 1.342  $\mu\text{m}$  emission line – can be used for this purpose. Our calculations show that the periodicity at which this effect takes place is 14.24  $\mu\text{m}$  at 220 °C. However, these values depend critically on the wavelength and temperature dependence of the refractive index of the medium; uncertainties of less than 1/10,000 of the refractive index can change the exact values of the ideal temperature and poling periodicity significantly.

In order to obtain the second and third harmonics we had to build, on the one hand, a 1.342  $\mu\text{m}$  laser, and on the other hand a PPLT sample with the correct periodicity. We built, for the first time in CICESE, a 1.342  $\mu\text{m}$  laser that emitted more than 300 mW in continuous-wave mode. We made a PPLT sample with five periodicities (14.1 to 14.5  $\mu\text{m}$  in 0.1  $\mu\text{m}$  increments) using well-known electrical poling techniques previously used in CICESE.

The power of the third harmonic is proportional to the cube of the power of the fundamental beam, so care was taken to increase the power of the laser. This was attempted using two different approaches: a) turn the CW laser into a pulsed laser and b) introduce the PPLT sample inside the laser cavity. We turned the laser into a Q-switched laser and obtained 90 ns pulses at repetition rate of 3.59 kHz and in this way we obtained 300  $\mu\text{W}$  of quasi-CW red light and, even though it was too weak to be measured precisely, we obtained blue radiation that was visible to the naked eye using a periodicity of 14.4  $\mu\text{m}$  at a temperature of 166.4 °C.

With intracavity-PPLT and without the Q-switch, our calculations show that, taking advantage of the fact that the intensities attainable inside the laser cavity can be much higher than those outside, it is feasible to achieve powers of several hundred milliwatts of blue light; however, we were not able to achieve lasing with the PPLT sample placed inside the cavity. Additional attempts to get high power of continuous blue must be done.

**Keywords:** Second harmonic generation, third harmonic generation, quasi-phase matching, lithium tantalate, PPLT.

*A Lola*

## Agradecimientos

Agradezco al Dr. Roger Cudney por abrirme las puertas de su laboratorio y por su proverbial paciencia durante el trabajo de tesis.

A mis sinodales, doctores Héctor Escamilla, Serguei Stepanov y Juan Pablo Lazo por aceptar estar en mi comité y por todas sus valiosas observaciones.

A la tripulación del laboratorio: Luis, por su ayuda técnica que ayudó a resolver más de un problema, Jorge y de nuevo Roger por el singular humor negro que los caracteriza, Citla, Norma y Minerva, de quienes siempre tuve algo que aprender.

Le agradezco también al *Boogie* (alias Javier) Dávalos que con amabilidad y buen humor me echó la mano en el trabajo de taller.

Me llevo también con agradecimiento y mucha estima el recuerdo de la camaradería del primero de los muchos rostros amables que encontré en Ensenada: el Dr. Víctor Ruiz.

Gracias también a todas las personas que me obsequiaron su afecto: a mis amigos Manuel Ocegueda, Citlali Eliosa, Violeta Ocegueda, Anna Shlyagina, Luis Antonio Arias, Sergio de la Cruz, Annelisse Bárcenas y el intergaláctico Mopa, también conocido como Daniel Rojano. Gracias por su amistad.

A mi amiga Anahí por echarme porras desde lejos.

A CONACyT por su papel de mecenas científico.

Y finalmente, y por supuesto, a Marilú, que estando tan lejos se encuentra más cerca que nadie y me acompaña siempre.

# Contenido

	<b>Página</b>
<b>Resumen en español</b>	<b>i</b>
<b>Resumen en inglés</b>	<b>iii</b>
<b>Dedicatoria</b>	<b>iv</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>v</b>
<b>Contenido</b>	<b>vi</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>viii</b>
<b>Lista de Tablas</b>	<b>xiiiv</b>
<b>I. INTRODUCCIÓN</b>	<b>1</b>
I.1 Objetivos de la tesis .....	6
I.2 Estructura de la tesis .....	6
<b>II. PROPAGACIÓN EN MEDIOS ANISOTRÓPICOS NO LINEALES</b>	<b>7</b>
II.1 Óptica no lineal y fenómenos asociados .....	7
II.2 Modelo de Lorentz y susceptibilidad eléctrica.....	9
II.2.1 Oscilador armónico.....	9
II.2.2 Oscilador anarmónico.....	10
II.3 El coeficiente $d$ .....	13
II.4 Ecuaciones acopladas. Generación de segundo armónico .....	15
II.5 Ecuaciones acopladas para la generación del tercer armónico.....	19
II.6 Teoría básica sobre ferroeléctricos.....	20
II.6.1 Curva de histéresis. Campo coercitivo .....	22
II.7 Polarización periódica de ferroeléctricos y cuasiempatamiento de fases.....	24
II.7.1 Descripción cualitativa para SHG .....	24
II.7.2 Descripción cuantitativa para SHG .....	26
II.7.3 Condición para obtener QPM .....	30
<b>III. CÁLCULOS PARA PPLT</b>	<b>32</b>
III.1 Cálculos de la periodicidad, temperatura y longitud de onda .....	32
III.2 Potencias de salida del segundo y tercer armónicos por QPM .....	37
III.2.1 Segundo armónico.....	37
III.2.2 Tercer armónico .....	40
III.3 Tolerancias .....	43
<b>IV. FABRICACIÓN DEL PPLT. CONSTRUCCIÓN Y CARACTERIZACIÓN DEL LÁSER</b>	<b>45</b>
IV.1 Litografía en la oblea de $\text{LiTaO}_3$ .....	45

## Contenido (continuación)

	<b>Página</b>
IV.2 Inversión de los dominios .....	48
IV.3 Construcción y caracterización del láser .....	50
IV.3.1 Principio de funcionamiento del láser .....	51
IV.3.2 Láser continuo .....	53
IV.3.2.1 Absorción del ortovanadato .....	54
IV.3.2.2 Diseño de la cavidad .....	56
IV.3.2.3 Potencia de salida a 1342 nm .....	57
IV.3.3 Láser pulsado con <i>Q</i> – <i>Switch</i> .....	59
<b>V. RESULTADOS Y CONCLUSIONES</b> .....	<b>66</b>
V.1 Pruebas fuera de la cavidad .....	66
V.1.1 Segundo armónico .....	66
V.1.2 Tercer armónico .....	75
V.2 Pruebas intracavidad .....	78
V.3 Conclusiones .....	81
<b>Referencias</b> .....	<b>83</b>
<b>Apéndice A. FABRICACIÓN DE LA MASCARILLA</b> .....	<b>86</b>
<b>Apéndice B. QPM DE ORDEN SUPERIOR Y CICLO DE TRABAJO</b> .....	<b>88</b>

# Lista de Figuras

Figura	Descripción	Página
1	Diagrama de cromaticidad. El triángulo con líneas sólidas representa la cromaticidad de un monitor común y el de líneas discontinuas el de un sistema basado en tres láseres.....	3
2	Arreglo atómico no centrosimétrico. La fuerza de restitución que experimenta una partícula en una dirección es diferente a la que experimenta en otra.....	11
3	El campo de la onda a la frecuencia fundamental se encuentra en la dirección 1 y se propaga en la dirección 3 ( $z$ ), mientras que el segundo armónico puede encontrarse en la misma dirección 1 o en la 2. El eje óptico está indicado como $E.O$ .....	18
4	Esquema simplificado de un cristal que exhibe polarización espontánea, con dipolos que apuntan en un sentido o en otro.....	20
5	Estructura atómica del tantalato de litio. Un desplazamiento de los iones de litio a través del plano formado por los iones oxígeno ocasiona una inversión en el vector de polarización espontánea $P_s$ .....	22
6	Curva de histéresis de un ferroeléctrico.....	23
7	Al corregir la fase relativa cada distancia $l_c$ se evita que la interferencia sea totalmente destructiva.....	26
8	Tres intervalos de integración para todas las contribuciones de las amplitudes del campo $E_{2\omega}$ . a) Desde la entrada al cristal hasta la salida de éste, b) desde la entrada hasta una longitud de coherencia, c) desde la entrada hasta dos longitudes de coherencia. En realidad las longitudes de coherencia son del orden de micras, en los dibujos están exageradas.....	27

## Lista de Figuras (continuación)

Figura	Descripción	Página
9	Una onda a frecuencia $2\omega$ que se propaga en un medio no lineal cambia su fase en $180^\circ$ cada longitud de coherencia.....	29
10	Una inversión periódica de la polarización espontánea en un ferroeléctrico produce un cambio en el signo de la no linealidad de segundo orden.....	30
11	Perfil del índice de refracción extraordinario del tantalato de litio para una temperatura fija.....	33
12	Curva de sintonización por temperatura para SHG en PPLT con $\lambda = 1342$ nm. Para $\lambda$ fija, el índice de refracción y la periodicidad son función de la temperatura.....	33
13	Generación de luz roja (segundo armónico) y azul (tercer armónico) a partir de radiación infrarroja de un láser de Nd:YVO <sub>4</sub> o de uno de Nd:YAG.....	34
14	Para las longitudes de onda de bombeo de interés ( $\sim 1.3$ $\mu\text{m}$ ) existe un sólo punto de corte que define una temperatura y una periodicidad para las cuales los procesos SHG y THG son posibles al mismo tiempo.....	35
15	SHG y THG simultáneos para diferentes longitudes de onda de bombeo.....	36
16	PPLT con ciclo de trabajo de 0.5.....	37
17	La potencia de salida del rojo es una función cuadrática de la potencia del haz fundamental.....	39
18	La potencia de salida del azul es una función cúbica de la potencia del haz fundamental. Los parámetros usados en la graficación son los mismos que los de la figura 17.....	41

## Lista de Figuras (continuación)

Figura	Descripción	Página
19	Potencia de salida del azul en función de la potencia del rojo. Los parámetros usados en la graficación son los mismos que los de la figura 17.....	42
20	Comportamiento de $\Phi$ al variar los parámetros $\lambda$ , $T$ o $\Lambda$ alrededor de los ideales. Para cada gráfica se fijan dos de ellos y se toma como variable el tercero. a) $\Phi$ vs. $\lambda$ , b) $\Phi$ vs. $T$ y c) $\Phi$ vs. $\Lambda$ . Los anchos de las curvas son medidos a la mitad de la altura.....	44
21	Dibujo de la mascarilla para la fabricación del PPLT. La longitud de cada línea es de 4 mm y la separación entre rejillas es de 0.5 mm.....	46
22	Diseño de la mascarilla con la periodicidad y el ciclo de trabajo adecuados. a) Una mascarilla de 50/50 no sirve para producir dominios de 50/50. b) Una mascarilla de aproximadamente 80/20 compensa el crecimiento lateral de los dominios durante el proceso de inversión.....	46
23	Vista al microscopio con un objetivo de 40X de una de las rejillas grabadas.....	47
24	Patrón periódico de escalones de fotorresina vistos al microscopio. En la imagen de la derecha se muestran dos rejillas contiguas separadas por un espacio de medio milímetro.....	48
25	Arreglo para invertir el cristal usando electrodos líquidos. Un potencial +V se aplica del lado de la fotorresina. El eje "c" indica la dirección en la que se encuentra $P_s$ , ya sea en un sentido o en el contrario.....	48
26	Esquema del sistema de control para hacer la inversión del cristal.....	49
27	Vista al microscopio de la muestra de PPLT entre polarizadores cruzados. Las franjas más claras son regiones de dominios invertidos. La cruz que se observa al centro es del microscopio.....	50

## Lista de Figuras (continuación)

Figura	Descripción	Página
28	Oblea cortada y pulida. El espesor es de medio milímetro. La luz entra y sale por las caras paralelas.....	50
29	Sistema de 4 niveles.....	52
30	Amplificación por emisión estimulada.....	52
31	Láser bombeado transversalmente.....	53
32	Arreglo experimental del láser continuo con bombeo longitudinal. La flecha doble indica que la polarización del haz de salida es vertical.....	54
33	Espectro de emisión del diodo láser a 25 °C. El pico se encuentra en 803 nm.....	55
34	Haz gaussiano con cintura $W_0$ . Todo el parámetro confocal $2Z_R$ debe quedar dentro del PPLT.....	56
35	Dos configuraciones de cavidad resonante.....	56
36	Esquema del láser con dos espejos esféricos. $W_0$ es la cintura del haz a 1342 nm.....	57
37	Espectro de emisión del láser construido.....	58
38	Caracterización de la potencia de salida a 1342 nm en función de la potencia de bombeo.....	59
39	Un espejo acoplador de alta reflectancia transmite sólo una pequeña parte de la potencia dentro de la cavidad.....	59
40	Disco con 40 perforaciones usado como $Q - switch$ . La distancia del centro a cada agujero es $r = 41.6$ mm.....	60
41	Nueva cavidad con un espejo acoplador plano y de reflectancia 95% para 1342 nm.....	61

## Lista de Figuras (continuación)

Figura	Descripción	Página
42	Potencia de salida versus potencia de bombeo para el láser con espejo acoplador de reflectancia 95%.....	62
43	Pulsos de 1342 nm producidos por el <i>Q</i> – <i>switch</i> .....	63
44	Pulso principal de 1342 nm. La duración es medida a la mitad de la altura.....	63
45	Pulsos de 1342 nm producidos por el <i>Q</i> – <i>switch</i> con una cavidad de 140 mm.....	64
46	Arreglo experimental del láser pulsado.....	65
47	Arreglo experimental para SHG y THG fuera de la cavidad con el láser pulsado. La polarización del haz a 1342 nm y el eje del cristal son ambos verticales.....	67
48	Fig. 48. a) Espectro del segundo armónico obtenido en una de las rejillas. b) <i>Spot</i> claramente visible del haz rojo, tal como se ve con cualquiera de las rejillas cuando se sintoniza adecuadamente la temperatura.....	68
49	a) Pulsos del haz a 671 nm. b) Ancho del pulso principal, medido con una base de tiempo distinta a la de la figura de la izquierda....	68
50	Curva de sintonización por temperatura para SHG versus datos experimentales.....	72
51	Progreso del segundo armónico como resultado de la variación de temperatura en el cristal. a) Resultado experimental para la rejilla de periodicidad nominal 14.5 $\mu\text{m}$ . b) Resultado teórico para la misma rejilla, considerando la expansión a 138.3 °C. Nótese el corrimiento en temperatura del pico.....	73
52	Espectro del tercer armónico centrado en 447 nm. El segundo armónico es atenuado por el filtro azul y por eso parece de menor intensidad.....	75

## Lista de Figuras (continuación)

<b>Figura</b>	<b>Descripción</b>	<b>Página</b>
53	Intensidad del tercer armónico en función de la temperatura del PPLT. La escala vertical es la misma en todas las gráficas.....	76
54	PPLT intracavidad.....	79
55	Arreglo para la grabación de las mascarillas. La resolución de la montura de traslación es de 0.1 micras.....	87
56	Estructura periódica en la que la inversión de la polarización espontánea se hace no cada longitud de coherencia $l_c$ , sino cada $ml_c$ .....	88
57	Estructura de dominios ferroeléctricos de tamaños distintos.....	89

## Lista de Tablas

<b>Tabla</b>		<b>Página</b>
I	Parámetros de la ecuación de Sellmeier para el índice de refracción extraordinario.....	33
II	Ternas adecuadas para SHG y THG simultáneamente en un mismo cristal PPLT.....	35
III	Temperaturas óptimas para SHG determinadas experimentalmente para cada rejilla. La tercera columna es la periodicidad considerando la expansión térmica correspondiente a cada temperatura listada.....	70
IV	Temperaturas ideales para SHG determinadas teóricamente para cada rejilla. La tercera columna es la periodicidad considerando la expansión térmica correspondiente a cada temperatura listada.....	71
V	Temperaturas teóricas y experimentales para la generación del segundo armónico (columnas 2 y 3) y temperaturas experimentales para los picos A y B de la figura 53 para el tercer armónico en cada una de las rejillas.....	78

# Capítulo I

## Introducción

Después de su invención, el láser fue descrito como una herramienta buscando un problema que resolver. La lista de aplicaciones que ha encontrado desde entonces es inmensa y es debida a sus características únicas de alta direccionalidad, capacidad de enfocamiento, monocromaticidad y coherencia, que son, por mucho, superiores a las de la luz de fuentes ordinarias.

La búsqueda de fuentes que emitan en diferentes longitudes de onda con las propiedades de la luz láser es un asunto de interés por diversas razones. En particular, los láseres con longitudes de onda corta en la región verde – azul encuentran hoy día aplicaciones tecnológicas y de investigación básica importantes. Listemos a continuación algunos ejemplos:

- Almacenamiento óptico de información. El desarrollo de la informática modifica de manera continua las necesidades de almacenamiento de datos, de forma tal que mayores capacidades son cada vez más requeridas. Los primeros discos compactos que se fabricaron, y que aún existen, funcionan con longitudes de onda en el infrarrojo que, por decirlo de alguna manera, son como lápices muy gruesos con los que se escribe sobre la superficie del disco. Lo deseable es poder enfocar el haz de grabación en un punto lo más pequeño posible para poder incrementar la fineza de este “lápiz” y tener mayores capacidades de almacenamiento. En el caso de un haz gaussiano, el radio  $W_0$  mínimo que se puede enfocar con una lente de distancia focal  $f$  y diámetro  $D$  es  $W_0 = (4/\pi)\lambda f/D$ , donde  $\lambda$  es la longitud de onda usada. De manera que si, por ejemplo, la longitud de onda de un diodo láser de arseniuro de galio-aluminio (GaAlAs) de 860 nm se reduce a la mitad, a 430 nm (azul), entonces el tamaño del haz que puede enfocarse es la mitad del infrarrojo y la capacidad de información puede incrementarse por un factor de cuatro.

- Pantallas de colores. Los tubos de rayos catódicos (CRT) son todavía ampliamente usados para desplegar imágenes de colores. Los CRT emplean tres tipos de fósforos que emiten cada uno en un color, rojo, verde y azul, cuando incide sobre ellos un haz de electrones. La superposición de los tres primarios genera una amplia gama de colores como las que pueden verse en algunos televisores o en algunos monitores de computadora. Qué tan vívida puede ser la imagen a colores desplegada queda determinado por el ancho espectral de la emisión de los fósforos empleados. Una alternativa para la obtención de una imagen de mejor calidad es la sustitución de este sistema por uno basado en el uso de tres láseres con los colores primarios, cuyos pequeños anchos espectrales proveerían de imágenes más nítidas. Dada una fuente de luz roja, una verde y otra azul (o RGB por sus siglas en inglés), la gama de colores que se puede desplegar en una pantalla queda determinada por el área encerrada (o gamut) dentro de cada uno de los triángulos cuyos vértices tienen coordenadas que están en función de las longitudes de onda empleadas, como se muestra en la carta de cromaticidad de la figura 1. Con un sistema basado en tres láseres es posible maximizar el área porque los monocromos yacen sobre el perímetro del diagrama, de manera que debe ser posible representar una imagen de color mejor que con un sistema basado en fuentes RGB no monocromáticas.

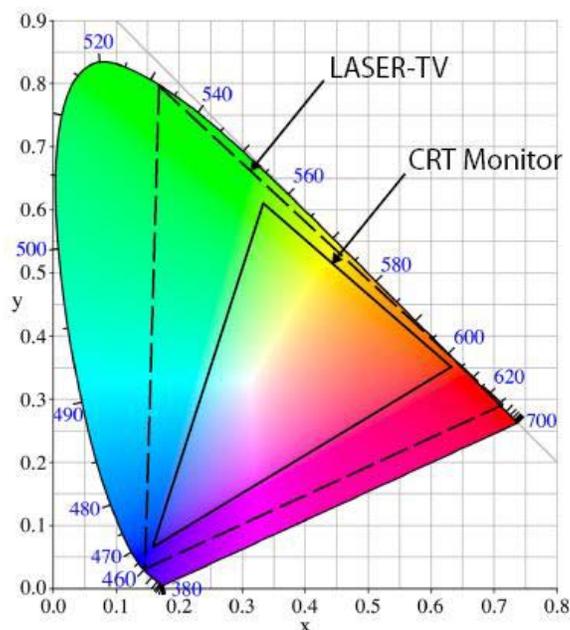


Figura 1. Diagrama de cromaticidad. El triángulo con líneas sólidas representa la cromaticidad de un monitor común y el de líneas discontinuas el de un sistema basado en tres láseres.

- Enfriamiento de átomos. Debido a que la luz es capaz de transferir cantidad de movimiento, es posible usar láseres para reducir la velocidad de los átomos y obtener temperaturas del orden de los microkelvin y posteriormente, por enfriamiento evaporativo, reducirla aún más hasta el orden de los nanokelvin. Un átomo que se desplaza contrapropagándose a un haz absorbe luz sólo si ésta se encuentra sintonizada ligeramente por debajo de la frecuencia de resonancia, para tomar en cuenta el efecto Doppler. Algunos de los átomos con los que se trabaja requieren de longitudes de onda en el rango de 300 – 500nm, es decir, desde ultravioleta hasta verde, pasando por el azul (Beverini *et al.*, 1996 y Barwood *et al.* 1993).
- Aplicaciones biotecnológicas. Otra aplicación importante de los láseres de longitudes de onda cortas en el visible se encuentra en la técnica llamada citometría de flujo, que se utiliza para contar o medir células con cierta característica a medida que son obligadas a moverse hacia un detector. Las células con la propiedad que se

desea estudiar son marcadas con moléculas fluorescentes (fluoróforos) que son excitadas por medio de un haz con la frecuencia adecuada para hacerlas brillar y así ser detectadas. En particular, esta técnica se usa para determinar la secuencia de los cuatro nucleótidos del ADN (Trainor, 1990). Los fluoróforos se eligen de tal manera que sus picos de emisión se encuentren suficientemente separados para ser identificables y uno de tales fluoróforos absorbe en el azul.

- Aplicaciones médicas. Láseres con longitudes de onda en el rojo y en el azul son utilizados en tratamientos contra tumores en una técnica de mínima invasión conocida como terapia fotodinámica o PDT (*photodynamic therapy*). Los medicamentos administrados a los pacientes atacan al tejido maligno sin causar daño al tejido sano circundante, y sólo se activan cuando son iluminados por un color específico de luz láser (por ejemplo, rojo). Los láseres azules se utilizan para detectar por fluorescencia a los marcadores utilizados para localizar tejidos malignos, mientras que el láser rojo se utiliza como fotosensibilizador para activar los fármacos contra el cáncer, los cuales, al igual que los marcadores fluorescentes, se acumulan en el tumor (Proyecto *BRIGHTER*, 2008).

Podemos identificar al menos dos líneas de investigación en las que se ha procedido para obtener fuentes de luz azul: a) por conversión no lineal de la frecuencia (Generación de Segundo Armónico o SHG por sus siglas en inglés, Generación de Tercer Armónico o THG y Generación de Suma de Frecuencias o SFG), b) por fabricación de semiconductores apropiados.

En la generación de segundo armónico se utiliza un láser infrarrojo de la longitud de onda adecuada que se hace pasar a través de un medio no lineal y a la salida de éste se obtiene luz azul. En la generación por suma de frecuencias, dos haces infrarrojos de frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$  se combinan dentro del cristal para producir un haz a la frecuencia  $\omega_1 + \omega_2$ .

La forma más simple en que puede obtenerse luz azul por generación de segundo armónico es iluminando directamente (extracavidad) un cristal no lineal con un haz láser

intenso de frecuencia la mitad (o de longitud de onda el doble) de la que se desea obtener. Así, por ejemplo, la línea de emisión de 825 nm de un láser de Ti:Zafiro pulsado puede producir azul – violáceo a 412.5 nm si se observan las condiciones de emparejamiento de fases debidas. En principio podría pensarse en elegir cualquier fuente infrarroja de la longitud de onda adecuada y cualquier material no lineal, pero no cualquier combinación de éstos produce una conversión eficiente. El cuasiemparejamiento de fases (QPM) en materiales periódicamente polarizados amplía las posibilidades de generación de segundo armónico. Así por ejemplo, se puede obtener azul a 473 nm en niobato de litio periódicamente polarizado (PPLN) a partir de 946 nm de un láser de neodimio en granate de itrio y aluminio (Nd:YAG) (Pruneri *et al.*, 1995).

Con SFG también se generan longitudes de onda cortas. Puede obtenerse verde a 589 nm en modo continuo (cw) mezclando 1064 nm de un Nd:YAG con 1319 nm de un segundo Nd:YAG en niobato de litio (Moosmüller y Vance, 1997).

La generación de luz azul por triplicado de frecuencia es un poco más complicado de lograr que por generación de segundo armónico porque usualmente se requiere de dos medios no lineales distintos, uno para crear primero un proceso de SHG y el otro para llevar a cabo un proceso de SFG, mezclando la frecuencia original con el segundo armónico, ambos procesos realizados por QPM. Sin embargo, se ha demostrado en trabajos previos realizados en el CICESE (Robles, 2005 y Robles *et al.* 2006), que es posible generar simultáneamente el segundo y el tercer armónico en un mismo medio periódicamente polarizado, con una única periodicidad. Se encontró que en niobato de litio periódicamente polarizado la longitud de onda fundamental a la que se observan ambos armónicos es de 1.42  $\mu\text{m}$ , longitud de onda que fue necesario obtener primero por generación óptica paramétrica (OPG) a partir de un láser pulsado de Nd:YAG a 1.064  $\mu\text{m}$ . El cristal PPLN que se empleó se fabricó con dos periodicidades, una para obtener la longitud de onda fundamental y la otra para obtener el segundo y tercer armónico. En este proyecto se propone la utilización de tantalato de litio periódicamente polarizado, en el que ocurre el mismo efecto de generación simultánea, pero a una longitud de onda fundamental de 1.342  $\mu\text{m}$ , de manera que no será necesario obtenerla por generación óptica paramétrica, sino que puede conseguirse directamente a partir de un láser de Nd:YVO<sub>4</sub>, con mejores

eficiencias de conversión y sin necesidad de una doble periodicidad para crear primero la señal de bombeo.

## **I.1 Objetivos de la tesis**

1. Construir un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> que emita a 1.342  $\mu\text{m}$ , bombeado por diodo.
2. Fabricar un cristal de tantalato de litio periódicamente polarizado (PPLT) con la periodicidad adecuada para generar simultáneamente radiación a 671 nm y 447 nm.
3. Obtener luz roja y azul mediante la introducción del cristal no lineal dentro de la cavidad láser.

## **I.2 Estructura de la tesis**

En el capítulo II se hace una descripción breve de la óptica no lineal y de los fenómenos asociados a ésta, así como de los orígenes físicos de la polarización no lineal. Se discute también matemáticamente la interacción de dos y tres ondas en un medio anisotrópico y no lineal y se derivan las ecuaciones acopladas que gobiernan la propagación de los campos electromagnéticos resultantes a través de aquéllos. Finalmente, se presenta la teoría básica sobre materiales ferroeléctricos y se presentan las bases de la técnica de cuasiempatamiento de fases.

En el capítulo III se muestran los cálculos de la periodicidad y temperatura adecuadas para la generación simultánea en LiTaO<sub>3</sub> de segundo y tercer armónicos de la línea de 1342 nm de un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> y se hace una estimación de las potencias de salida de ambos.

El proceso de microestructuración del LiTaO<sub>3</sub>, el principio de funcionamiento y la construcción del láser se presentan en el capítulo IV. En el V mostramos los resultados obtenidos, y por último en un apéndice se describe el proceso de fabricación de la mascarilla que se usa para fabricar el PPLT.

## Capítulo II

# Propagación en medios anisotrópicos no lineales

### II.1 Óptica no lineal y fenómenos asociados

La óptica no lineal se ocupa del estudio de los fenómenos que ocurren como resultado de la interacción de campos electromagnéticos intensos con algún medio material. Un campo intenso aplicado puede producir una respuesta del medio no proporcional a la intensidad de aquél. Por ejemplo, la generación de segundo armónico se produce como consecuencia de una respuesta cuadrática de las oscilaciones atómicas del material. Cuando una o más ondas electromagnéticas inciden sobre el medio, los campos eléctricos interactúan con los electrones y los hacen oscilar. Estos electrones dan lugar a polarizaciones oscilantes que, a su vez, reemiten otras ondas electromagnéticas. Las frecuencias resultantes son, en principio, todas las posibles combinaciones de sumas y diferencias de las frecuencias aplicadas y generadas en el material.

Para intensidades bajas de la radiación incidente a la frecuencia  $\omega$ , la polarización  $\mathbf{P}_\omega$  es proporcional al campo eléctrico incidente  $\mathbf{E}_\omega$  :

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

donde  $\mathbf{P}_\omega$ ,  $\mathbf{E}_\omega$  y la susceptibilidad  $\chi^{(1)}(\omega)$  son en general cantidades complejas. Más aún, si el medio es anisotrópico  $\chi^{(1)}(\omega)$  no es simplemente un número, sino un tensor y los vectores  $\mathbf{P}_\omega$  y  $\mathbf{E}_\omega$  no son necesariamente paralelos.

Para estudiar la interacción de la luz con un material anisotrópico, homogéneo, no magnético y no conductor partimos de la ecuación de onda (Zernike y Midwinter, 1973):

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

Aquí  $\mathbf{E}$  y  $\mathbf{P}$  representan a la totalidad de campos presentes que se obtienen sumando las contribuciones de todas las ondas y la ecuación está escrita en unidades MKS.

En óptica no lineal, para la cual la intensidad del campo incidente es mayor que la de los campos interatómicos, la respuesta no lineal puede describirse expresando la polarización como una serie de potencias en la forma

$$\mathbf{P}(\omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\omega; \omega) \mathbf{E}_\omega + \varepsilon_0 \chi^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) : \mathbf{E}_{\omega_1} \mathbf{E}_{\omega_2} + \varepsilon_0 \chi^{(3)}(\omega; \omega_1, \omega_2, \omega_3) : \mathbf{E}_{\omega_1} \mathbf{E}_{\omega_2} \mathbf{E}_{\omega_3} + \dots \quad (3)$$

Las cantidades  $\chi^{(2)}$  y  $\chi^{(3)}$  son las susceptibilidades eléctricas no lineales de órdenes dos y tres, respectivamente, y tienen representación tensorial.

La presencia de cada una de las  $\chi$  en los tres términos escritos explícitamente en la serie (3) tiene asociados varios fenómenos que a continuación se enlistan:

Susceptibilidad de orden 1: Índice de refracción complejo.

Susceptibilidad de orden 2: Generación de segundo armónico, suma de frecuencias, diferencia de frecuencias, rectificación óptica, efecto electro óptico lineal, mezclado de tres ondas.

Susceptibilidad de orden 3: Generación de tercer armónico, índice de refracción no lineal, autoenfocamiento, automodulación de fase, mezclado de cuatro ondas, esparcimiento Raman estimulado, esparcimiento Brillouin estimulado, absorción de dos fotones, efecto Stark óptico.

En este trabajo estamos interesados en la no linealidad de orden 2, a través de la cual probaremos que es posible generar segundo armónico directamente y tercer armónico como resultado de una suma de frecuencias.

## II.2 Modelo de Lorentz y susceptibilidad eléctrica

### II.2.1 Oscilador armónico

En el modelo de Lorentz clásico se considera un átomo simple con un electrón y un núcleo, unidos entre sí por una especie de resorte invisible. Cuando se aplica un campo eléctrico, la distancia entre electrón y núcleo cambia y se induce de esta manera un cambio en la polarización. Si el campo aplicado es oscilante, la polarización producida también lo será y tendrá además la misma frecuencia del campo. El desplazamiento de los electrones respecto de los núcleos a los cuales se encuentran atados y la polarización producida se modelan matemáticamente como un oscilador armónico para intensidades del campo aplicado no muy grandes.

Considerando que el electrón se desplaza alrededor de su posición de equilibrio como un oscilador armónico amortiguado, la ecuación de movimiento es

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = -\frac{e}{m} E, \quad (4)$$

donde  $r$  es el desplazamiento del electrón de su posición de equilibrio,  $e$  es su carga,  $m$  la masa y  $\omega_0$  la frecuencia natural;  $\gamma$  es una constante de amortiguación y  $E$  es el campo eléctrico aplicado.

Supongamos que el campo eléctrico aplicado es

$$E = \mathcal{E} \cos(\omega t - \varphi), \quad (5)$$

que alternativamente puede expresarse en notación compleja como

$$E = E_\omega e^{-i\omega t} + E_\omega^* e^{+i\omega t}. \quad (6)$$

Aquí  $E_\omega$  es la amplitud compleja que incluye la fase  $\varphi$ :

$$E_\omega = \frac{1}{2} \mathcal{E} e^{i\varphi}$$

Se define además  $E_{\omega}^* = \frac{1}{2} \mathcal{E} e^{-i\varphi} \equiv E_{-\omega}$ .

Al substituir todo esto en la ecuación de movimiento (4) y resolver para  $r$  se encuentra que la solución estacionaria es

$$r = -\frac{e}{m} E_{\omega} \frac{e^{-i\omega t}}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} + c.c. \quad (7)$$

Para un medio con densidad de electrones  $N$ , la polarización es  $P = -Ner$ , es decir,

$$P = \frac{Ne^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} E_{\omega} e^{-i\omega t} + c.c. \quad (8)$$

Esta es la polarización desde el punto de vista microscópico. Desde el punto de vista macroscópico,  $P$  está dada por (1), de manera que, comparando ambas expresiones, resulta que

$$\chi^{(1)} = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\gamma\omega - \omega^2} \quad (9)$$

## II.2.2 Oscilador anarmónico

El caso no lineal se estudia considerando que las fuerzas de restitución del modelo clásico de Lorentz que obran sobre los electrones no son iguales en diferentes direcciones. El análisis difiere según que el medio sea centrosimétrico o no-centrosimétrico. Un material no-centrosimétrico da lugar a una no linealidad de orden dos, mientras que para uno centrosimétrico el orden de la no linealidad más bajo es tres.

Consideremos el caso no-centrosimétrico, como se ilustra en el esquema simple de la figura 2. Si la partícula A se desplaza hacia la B experimentará una fuerza de restitución diferente a la que sentiría si se desplazara hacia la partícula C, lo que provoca una oscilación no armónica de la partícula.

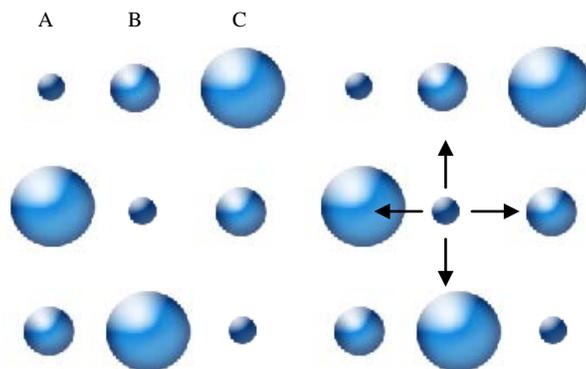


Figura 2. Arreglo atómico no centrosimétrico. La fuerza de restitución que experimenta una partícula en una dirección es diferente a la que experimenta en otra. Tomado de Davis (1996).

Introduciendo una no-linealidad en la fuerza de restitución de resorte, expresada como una serie de potencias en la forma

$$F = -kr - br^2 - \dots \quad (10)$$

y usando la segunda ley de Newton para escribir nuevamente la ecuación de movimiento amortiguado, ésta queda como

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r + \frac{b}{m} r^2 = -\frac{e}{m} E, \quad (11)$$

donde  $b$  es una constante. Por sencillez, por el momento estamos haciendo un análisis escalar para evitar el uso de tensores que, como veremos más adelante, es importante.

Para resolver esta ecuación escribimos  $r$  (Zernike y Midwinter, 1973) como

$$r = r_1 + r_2 + r_3 + \dots, \quad (12)$$

donde

$$r_i = a_i E^i. \quad (13)$$

Al sustituir (12) y (13) en (11) y agrupar las mismas potencias de  $E$  llegamos a otras dos ecuaciones más fáciles de resolver:

$$\frac{d^2 r_1}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr_1}{dt} + \omega_0^2 r_1 = -\frac{e}{m} E, \quad (14)$$

$$\frac{d^2 r_2}{dt^2} + 2\gamma \frac{dr_2}{dt} + \omega_0^2 r_2 + \frac{b}{m} r_2^2 = 0. \quad (15)$$

En el caso lineal, el campo eléctrico fue definido para una sola frecuencia  $\omega$ . Ahora consideramos la posibilidad de que exista más de una frecuencia en los campos que interactúan en el medio. Para esto escribimos

$$E = \sum_n E_{\omega_n} e^{-i\omega_n t}, \quad (16)$$

donde  $n$  toma todos los valores posibles positivos y negativos, asegurando de esta manera que el campo sea real. Para esto convenimos además que  $E_{-\omega_n} \equiv E_{-\omega_n} \equiv E_{\omega_n}^*$ .

Con esta definición del campo  $E$ , de (14) y (15) se obtienen las expresiones para los desplazamientos  $r_1$  y  $r_2$ :

$$r_1 = -\frac{e}{m} \sum \frac{E_{\omega_n} e^{-i\omega_n t}}{\omega_0^2 - 2i\omega_n \gamma - \omega_n^2} \quad (17)$$

$$r_2 = -\frac{e^2 b}{m^3} \sum_n \sum_m \frac{E_{\omega_n} E_{\omega_m} e^{-i(\omega_n + \omega_m)t}}{(\omega_0^2 - 2i\omega_n \gamma - \omega_n^2)(\omega_0^2 - 2i\omega_m \gamma - \omega_m^2)[\omega_0^2 - 2i(\omega_n + \omega_m)\gamma - (\omega_n + \omega_m)^2]}, \quad (18)$$

donde los posibles valores para los índices  $n$  y  $m$  serían, si sólo hubieran dos frecuencias presentes,  $\pm 1$  y  $\pm 2$ .

La polarización lineal  $P^L = -Ner_1$  puede entonces calcularse usando (17).

Definiendo además

$$P^L = \varepsilon_0 \sum \chi^{(1)}(\omega_n) E_{\omega_n} e^{-i\omega_n t} \quad (19)$$

se obtiene que

$$\chi^{(1)}(\omega_n) = \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - 2i\omega_n\gamma - \omega_n^2}, \quad (20)$$

resultado que ya habíamos obtenido considerando el modelo de oscilador armónico.

Análogamente, para la polarización de segundo orden, definimos

$$P^{NL} = \varepsilon_0 \sum_n \sum_m \chi^{(2)}(\omega_n, \omega_m) E_{\omega_n} E_{\omega_m} e^{-i(\omega_n + \omega_m)t} \quad (21)$$

y obtenemos que

$$\chi^{(2)}(\omega_n, \omega_m) = \frac{\varepsilon_0^2 b}{N^2 e^3} \chi^{(1)}(\omega_n) \chi^{(1)}(\omega_m) \chi^{(1)}(\omega_n + \omega_m) \quad (22)$$

La expresión (21) muestra que la polarización oscila con todas las posibles combinaciones de frecuencias (sumas y diferencias) que resultan de los valores  $\pm 1$  y  $\pm 2$  que pueden tomar  $n$  y  $m$  cuando sólo hay dos frecuencias presentes.

### II.3 El coeficiente $d$

En el caso unidimensional,  $P$ ,  $E$  y  $\chi$  se representan como cantidades escalares. En tres dimensiones,  $P$  y  $E$  tienen asociadas direcciones específicas y tienen que ser tratados como vectores, por lo tanto, la cantidad  $\chi$  que los conecta a ambos es un tensor de tercer rango, de manera que la ecuación (21) se escribe como

$$P_i^{NL}(\omega_{n+m}) = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \sum_{n,m} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_{n+m}; \omega_n, \omega_m) E_j^{\omega_n} E_k^{\omega_m} e^{-i(\omega_{n+m})t}, \quad (23)$$

donde la  $i$ -ésima componente de la polarización no-lineal está en función de las componentes  $j$  y  $k$  del campo, los índices  $i$ ,  $j$  y  $k$  toman los valores de  $x$ ,  $y$  y  $z$ , y además  $\omega_{n+m} = \omega_n + \omega_m$ . Lo superíndices de las componentes de los campos  $E$  representan en esta notación las frecuencias a las que oscilan cada uno de ellos.

Es muy común encontrar en la literatura que en lugar de la susceptibilidad se emplee el coeficiente  $d$  definido por

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}. \quad (24)$$

Al desarrollar la sumatoria sobre  $n$  y  $m$  y observar que aparecen términos que se repiten, la polarización se escribe ahora como

$$P_i^{NL}(\omega_3) = 2\varepsilon_0 \sum_{jk} d_{ijk}(\omega_3; \omega_1, \omega_2) E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2}, \quad (25)$$

con  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$  y el factor exponencial omitido sólo por simplicidad en la notación.

Para la generación de segundo armónico,  $\omega_1 = \omega_2$  y  $\omega_3 = 2\omega_1$  y la polarización es

$$P_i^{NL}(2\omega_1) = \varepsilon_0 \sum_{jk} d_{ijk}(2\omega_1; \omega_1, \omega_1) E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_1}. \quad (26)$$

En el desarrollo de la sumatoria (26) aparecen sólo la mitad de los términos que resultan en (25) y el factor 2 que la precedía desaparece.

En la expansión de (26) no existe distinción entre términos como  $d_{xyz} E_y^{\omega_1} E_z^{\omega_1}$  y  $d_{xzy} E_z^{\omega_1} E_y^{\omega_1}$ , así que en notación matricial las componentes de la polarización son

$$\begin{bmatrix} P_x(2\omega_1) \\ P_y(2\omega_1) \\ P_z(2\omega_1) \end{bmatrix} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} d_{xxx} & d_{xyy} & d_{xzz} & d_{xyz} & d_{xzx} & d_{xxy} \\ d_{yxx} & d_{yyy} & d_{yzz} & d_{yyz} & d_{yzy} & d_{yyx} \\ d_{zxx} & d_{zyy} & d_{zzz} & d_{zyz} & d_{zzx} & d_{zxy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^2(\omega_1) \\ E_y^2(\omega_1) \\ E_z^2(\omega_1) \\ 2E_y(\omega_1)E_z(\omega_1) \\ 2E_z(\omega_1)E_x(\omega_1) \\ 2E_x(\omega_1)E_y(\omega_1) \end{bmatrix}. \quad (27)$$

Comúnmente, el tensor  $d$  en (27) se reescribe de modo un poco más simple mediante una contracción de índices de acuerdo al siguiente esquema:

$$x = 1; y = 2; z = 3;$$

$$xx = 1; yy = 2; zz = 3;$$

$$yz = 4; zx = 5; xy = 6.$$

y entonces  $d$  se expresa como

$$d = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix}. \quad (28)$$

La forma específica del tensor  $d$  para cada una de las 32 clases cristalinas se encuentra tabulada en diferentes trabajos (Zernike y Midwinter, 1973 y Boyd, 2003). Para el  $\text{LiTaO}_3$ , que pertenece al grupo puntual  $3m$ , la forma de (28) es

$$d = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (29)$$

Como se verá más adelante, en un proceso de segundo orden, la magnitud del campo eléctrico del segundo armónico generado por QPM es proporcional a  $d_{ii}$ . De todos los elementos del tensor, el  $d_{33}$  es el mayor para el tantalato de litio, de manera que éste es el elemento relevante para dicho material.

## II.4 Ecuaciones acopladas. Generación de segundo armónico

Para analizar la interacción de los campos electromagnéticos con la materia partimos de la ecuación de onda (2).

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

Supongamos que el campo eléctrico aplicado es una onda plana que oscila a la frecuencia  $\omega$  y el campo generado oscila a la frecuencia  $\omega + \omega = 2\omega$ .

El campo eléctrico total es

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[ \mathbf{E}_\omega e^{i(\mathbf{k}_\omega \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + \mathbf{E}_{2\omega} e^{i(\mathbf{k}_{2\omega} \cdot \mathbf{r} - 2\omega t)} + c.c. \right], \quad (30)$$

donde  $\mathbf{k}_\omega$  y  $\mathbf{k}_{2\omega}$  son los vectores de onda de la frecuencia fundamental y del segundo armónico, respectivamente. Hemos escrito además de manera explícita la dependencia de  $\mathbf{r}$  que antes estaba sólo implícita en  $E_\omega$ .

El vector de polarización  $\mathbf{P}$  contiene las contribuciones tanto de los términos lineales como de los no lineales a las frecuencias  $\omega$  y  $2\omega$ :

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}^L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}^{NL}(\mathbf{r}, t). \quad (31)$$

Las componentes de la parte lineal  $\mathbf{P}^L$  son

$$\text{a) } P_i^L(\omega) = \varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)}(\omega) E_j^\omega \quad (32)$$

$$\text{y } \text{b) } P_i^L(2\omega) = \varepsilon_0 \sum_j \chi_{ij}^{(1)}(2\omega) E_j^{2\omega} \quad (33)$$

y de la polarización no lineal  $\mathbf{P}^{NL}$ ,

$$\text{c) } P_i^{NL}(\omega) = 2 \sum_{jk} d_{ijk}(\omega; 2\omega, -\omega) E_j^{2\omega} E_k^{-\omega} \quad (34)$$

$$\text{y } \text{d) } P_i^{NL}(2\omega) = \sum_{jk} d_{ijk}(2\omega; \omega, \omega) E_j^\omega E_k^\omega. \quad (35)$$

$E_j^{2\omega}$  tiene asociado un factor de fase  $e^{i(\mathbf{k}_{2\omega} \cdot \mathbf{r} - 2\omega t)}$  y  $E_k^{-\omega}$  el factor  $e^{-i(\mathbf{k}_\omega \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$ , de manera que el producto  $E_j^{2\omega} E_k^{-\omega}$  tiene el factor de fase  $e^{i[(\mathbf{k}_{2\omega} - \mathbf{k}_\omega) \cdot \mathbf{r} - \omega t]}$  y el producto  $E_j^\omega E_k^\omega$  el factor  $e^{i(2\mathbf{k}_\omega \cdot \mathbf{r} - 2\omega t)}$ . Así,

$$\mathbf{P}^L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[ \mathbf{P}^L(\omega) e^{i(\mathbf{k}_\omega \cdot \mathbf{r} - \omega t)} + \mathbf{P}^L(2\omega) e^{i(\mathbf{k}_{2\omega} \cdot \mathbf{r} - 2\omega t)} + c.c. \right] \quad (36)$$

y

$$\mathbf{P}^{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \left[ \mathbf{P}^{NL}(\omega) e^{i[(\mathbf{k}_{2\omega} - \mathbf{k}_\omega) \cdot \mathbf{r} - \omega t]} + \mathbf{P}^{NL}(2\omega) e^{i(2\mathbf{k}_\omega \cdot \mathbf{r} - 2\omega t)} + c.c. \right]. \quad (37)$$

En realidad, el proceso de generación de segundo armónico no es el único que se da en el material; pueden existir también procesos de generación de tercer armónico, de suma o diferencia de frecuencias, por ejemplo. Esto añade términos a las expresiones de

polarización y de los campos eléctricos que no se han escrito explícitamente en esta sección.

Tomamos el laplaciano del campo eléctrico descrito por (30) y la segunda derivada temporal de éste y de la polarización  $\mathbf{P}$ , sustituimos en la ecuación de onda, aplicamos la aproximación de la variación lenta de la amplitud (SVAA):

$$\nabla^2 \mathbf{E}_\omega \ll (\mathbf{k}_\omega \cdot \nabla) \mathbf{E}_\omega \quad \text{y} \quad \nabla^2 \mathbf{E}_{2\omega} \ll (\mathbf{k}_{2\omega} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{2\omega}$$

y separamos en dos ecuaciones, una conteniendo términos a las frecuencias  $\omega$  y la otra frecuencias  $2\omega$ . Esto da como resultado el par de ecuaciones

$$2i(\mathbf{k}_\omega \cdot \nabla) \mathbf{E}_\omega = -\mu_0 \omega^2 \mathbf{P}_\omega^{NL} e^{i[(\mathbf{k}_{2\omega} - 2\mathbf{k}_\omega) \cdot \mathbf{r}]} \quad (38)$$

y

$$2i(\mathbf{k}_{2\omega} \cdot \nabla) \mathbf{E}_{2\omega} = -\mu_0 (2\omega)^2 \mathbf{P}_{2\omega}^{NL} e^{-i(\mathbf{k}_{2\omega} - 2\mathbf{k}_\omega) \cdot \mathbf{r}}. \quad (39)$$

Para una dirección de propagación particular del haz a la frecuencia  $\omega$  (supongamos que es  $z$ , como en la figura 3) y otra del haz a la frecuencia  $2\omega$ , las ecuaciones (38) y (39) pueden reescribirse de manera un tanto distinta. Para esto expresamos el vector del campo eléctrico como el producto de un vector unitario  $\hat{\mathbf{e}}$  y una envolvente escalar  $E(z)$ , de tal manera que la ecuación (30) se pueda reescribir como  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{e}}_\omega E_\omega e^{i(k_\omega z - \omega t)} + \hat{\mathbf{e}}_{2\omega} E_{2\omega} e^{i(k_{2\omega} z - 2\omega t)} + c.c.$  Las ecuaciones resultantes son

$$\frac{dE_\omega}{dz} = i \frac{\omega}{cn_\omega} d_{ef} E_{2\omega} E_\omega^* e^{-i\Delta k_{shg} z} \quad (40)$$

$$\frac{dE_{2\omega}}{dz} = i \frac{\omega}{cn_{2\omega}} d_{ef} E_\omega^2 e^{i\Delta k_{shg} z}, \quad (41)$$

y son conocidas como **ecuaciones acopladas** y describen la forma como crece o decrece la envolvente del campo correspondiente al segundo armónico en función del incremento o decremento del campo de la fundamental. El término de desfase está dado por  $\Delta k_{shg} = 2k_\omega - k_{2\omega}$ , y el coeficiente no lineal efectivo  $d_{ef}$  está dado por

$$d_{ef} = \hat{\mathbf{e}}_{2\omega} \cdot d : \hat{\mathbf{e}}_\omega \hat{\mathbf{e}}_\omega. \quad (42)$$

Estas ecuaciones son la piedra angular en el estudio de la generación del segundo armónico en este trabajo y tienen expresiones homólogas para el caso de la generación por suma de frecuencias.

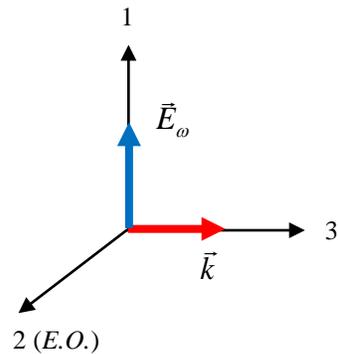


Figura 3. El campo de la onda a la frecuencia fundamental se encuentra en la dirección 1 y se propaga en la dirección 3 ( $z$ ), mientras que el segundo armónico puede encontrarse en la misma dirección 1 o en la 2. El eje óptico está indicado como  $E.O.$

Si tomáramos en cuenta todos los distintos procesos que ocurren en el medio no lineal además de la generación directa del segundo armónico, entonces las ecuaciones acopladas anteriores contendrían más términos que corresponden a efectos que son mucho menos intensos y que por simplicidad hemos omitido.

## II.5 Ecuaciones acopladas para la generación del tercer armónico

Para la generación del segundo armónico consideramos en (23) que  $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ , con  $\omega_1 = \omega_2$  y por lo tanto  $\omega_3 = 2\omega_1 = 2\omega$ . Consideremos ahora el caso en que las frecuencias que se han de sumar son la fundamental y su segundo armónico. Usando el mismo procedimiento descrito antes se llega a que las ecuaciones acopladas que indican la manera en que se produce una de las señales a expensas de las otras dos están dadas por

$$\frac{dE_\omega}{dz} = i \frac{\omega}{cn_\omega} d_{ef}(\omega; 3\omega, -2\omega) E_{3\omega} E_{2\omega}^* e^{-i\Delta k_{thg} z} + i \frac{\omega}{cn_\omega} d_{ef}(\omega; 2\omega, -\omega) E_{2\omega} E_\omega^* e^{-i\Delta k_{shg} z} \quad (43)$$

$$\frac{dE_{2\omega}}{dz} = i \frac{\omega}{cn_{2\omega}} d_{ef}(2\omega; \omega, \omega) E_\omega^2 e^{i\Delta k_{shg} z} + i \frac{2\omega}{cn_{2\omega}} d_{ef}(2\omega; 3\omega, -\omega) E_{3\omega} E_\omega^* e^{-i\Delta k_{thg} z} \quad (44)$$

$$\frac{dE_{3\omega}}{dz} = i \frac{3\omega}{cn_{3\omega}} d_{ef}(3\omega; 2\omega, \omega) E_{2\omega} E_\omega e^{i\Delta k_{thg} z}, \quad (45)$$

con  $\Delta k_{thg} = k_\omega + k_{2\omega} - k_{3\omega}$ , y  $k_{3\omega}$  el número de onda del tercer armónico.

En estas ecuaciones hemos considerado tanto el proceso de suma de frecuencias ( $\omega + 2\omega$ ) como el de generación de segundo armónico ( $\omega + \omega$ ). Si en las dos primeras ecuaciones consideramos que los términos que contienen campos que oscilan a la frecuencia  $3\omega$  representan procesos mucho menos intensos que los que contienen campos a las frecuencias  $\omega$  y  $2\omega$ , entonces estos términos pueden despreciarse y se reproducen las ecuaciones (40) y (41)

## II.6 Teoría básica sobre ferroeléctricos

Las propiedades físicas de un cristal (dieléctricas, elásticas, piezoeléctricas, ferroeléctricas, no lineales, etc.) están relacionadas con el tipo de simetría presente en el mismo. De los 32 tipos de simetría o grupos puntuales que existen en los cristales, 21 son no centrosimétricos, es decir, tienen uno o más ejes cristalográficos, y de éstos, existen 10 que presentan un único eje de rotación. A lo largo del único eje, el arreglo atómico en un extremo es diferente del que se encuentra en el lado opuesto. Estos son conocidos como *cristales polares* porque exhiben polarización espontánea.

Un cristal con polarización espontánea puede visualizarse como compuesto de iones positivos y negativos. En un cierto intervalo de temperaturas, estos iones se encuentran en sus posiciones de equilibrio, en las que la energía libre del cristal es mínima y el centro de cargas positivas no coincide con el centro de cargas negativas. Cada par de iones positivos y negativos pueden ser vistos como un dipolo eléctrico, y la polarización espontánea como debida a un conjunto de estos dipolos, como se ilustra de manera simplificada en la figura 4.

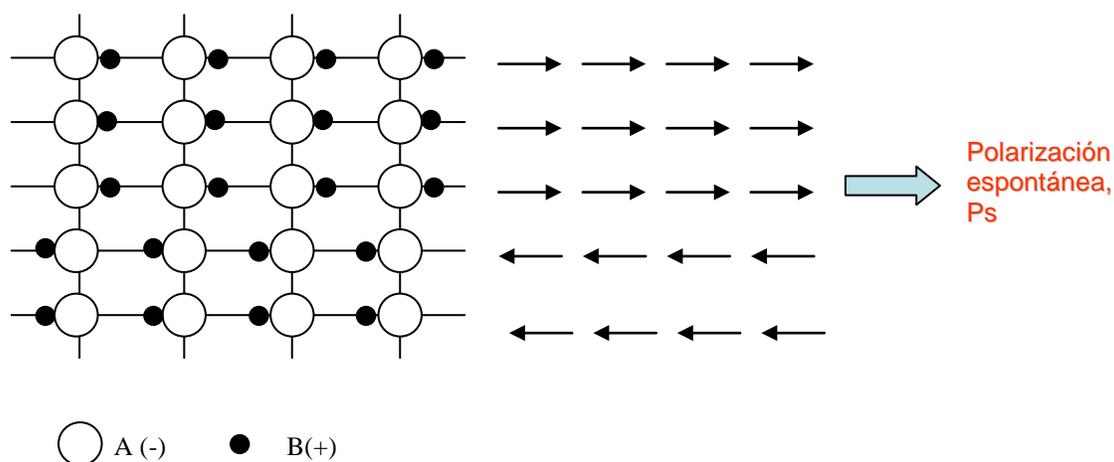


Figura 4. Esquema simplificado de un cristal que exhibe polarización espontánea, con dipolos que apuntan en un sentido o en otro.

La polarización espontánea se define como el momento dipolar por unidad de volumen o como la carga por unidad de área sobre la superficie perpendicular al eje de la

polarización espontánea. El valor de la polarización espontánea  $P_s$  depende de la temperatura. Al cambiar ésta, cambia la densidad de carga en las superficies perpendiculares al único eje polar del cristal: este es el efecto *piroeléctrico*.

Los cristales *ferroeléctricos* son aquellos que además de ser piroeléctricos, es decir, que poseen una polarización espontánea  $P_s$ , ésta puede ser invertida por medio de un campo eléctrico externo. La denominación de *ferroeléctrico* es en analogía con el fenómeno ferromagnético: así como los materiales ferromagnéticos poseen magnetización espontánea e histéresis en la relación entre la magnetización y el campo magnético, los ferroeléctricos exhiben una polarización espontánea y efectos de histéresis en la relación entre ésta y el campo eléctrico externo aplicado. El fenómeno de ferroelectricidad se observa dentro de cierto intervalo de temperaturas, limitado por una temperatura de transición o *temperatura de Curie*, por arriba de la cual el material deja de ser ferroeléctrico y se comporta como un dieléctrico común y corriente.

La polarización espontánea, debida a la separación de los centros de carga, define la dirección del eje polar, el cual actúa como una especie de referencia por medio de la cual el cristal puede “distinguir” la diferencia entre un campo eléctrico aplicado en un sentido o en el contrario, hecho que se aplica para conseguir interferencia constructiva en la técnica conocida como cuasiempatamiento de fases que se describirá posteriormente en otra sección.

Ahora bien, ¿cómo es posible invertir el sentido del vector de polarización espontánea? En la figura 5 se muestra la estructura del ferroeléctrico que en particular nos interesa, el  $\text{LiTaO}_3$ . Podemos ver que los iones de litio se ubican arriba del plano formado por tres átomos de oxígeno. Aplicando un campo eléctrico externo es posible hacer que estos átomos de litio pasen a través del triángulo sobre el cual se encuentran y queden ahora del otro lado; de esta manera la estructura que nos queda es la misma que se tenía originalmente, pero como si hubiera sido girada  $180^\circ$ , de manera que la polarización espontánea tiene ahora el sentido opuesto al de la estructura original.

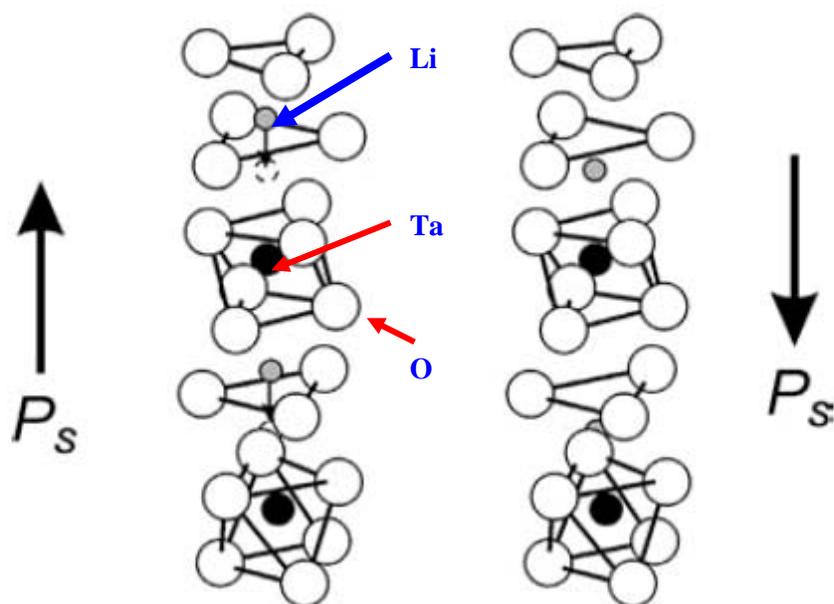


Figura 5. Estructura atómica del tantalato de litio. Un desplazamiento de los iones de litio a través del plano formado por los iones oxígeno ocasiona una inversión en el vector de polarización espontánea  $P_s$ . Adaptado de Risk *et al.* (2003).

A las regiones del cristal que presentan la misma dirección de polarización espontánea se les conoce como *dominios ferroeléctricos*, en analogía nuevamente con el caso ferromagnético. Un cristal cuya polarización espontánea es invertida periódicamente se dice que es *periódicamente polarizado*.

### II.6.1 Curva de histéresis. Campo coercitivo

Supongamos que se aplica un campo eléctrico externo a un cristal con una estructura como la de la figura 5. Los dipolos que ya se encuentran orientados en la dirección del campo permanecerán con esa misma orientación, pero aquellos que se encuentren orientados en la dirección antiparalela al campo tenderán a invertirse. Esta inversión se lleva a cabo a través de un proceso de nucleación y de ensanchamiento de las paredes de los dominios. Supongamos también que se tienen tantos dominios en un sentido como en el contrario, de manera que la polarización neta es nula. Al aplicar primero un pequeño campo

eléctrico de DC, tendremos una relación lineal entre la polarización  $P$  y el campo  $E$  porque el campo no es suficientemente intenso para provocar una inversión. En una gráfica de  $P$  vs.  $E$  como la que se muestra en la figura 6 esto está representado por el segmento OA de la curva. Si incrementamos la magnitud del campo eléctrico algunos de los dominios se invertirán y la polarización se incrementará rápidamente (segmento AB), hasta alcanzar el estado de saturación en el que todos los dominios se encuentran alineados en la misma dirección (segmento BC). Reduciendo ahora el valor de  $E$ , el valor de  $P$  no regresa a cero a través de la misma curva descrita hasta ahora, sino que lo hace a través de una ruta distinta (segmento CD). Cuando  $E$  es cero, algunos de los dominios permanecen aún alineados en la misma dirección que se indujo y la polarización neta no es nula, como al principio del proceso: el cristal presenta una polarización remanente  $P_r$  (segmento OD). Si prolongamos el segmento lineal BC hacia el eje vertical, la intersección con éste representa el valor de la polarización espontánea (segmento OE). Para que el valor de  $P$  sea nuevamente nulo, es necesario invertir el sentido del campo de DC aplicado. El valor del campo necesario para que sea cero (segmento OF) se conoce como *campo coercitivo*. Un incremento del campo en la misma dirección ocasiona que el cristal sea nuevamente monodominio, pero en esta nueva dirección (segmento FG). El ciclo se completa invirtiendo nuevamente el sentido del campo externo (segmento GHC).

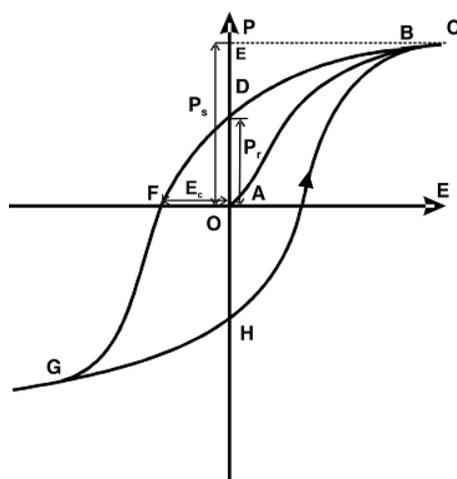


Figura 6. Curva de histéresis de un ferroeléctrico.

Las propiedades físicas relevantes del tantalato de litio congruente que nos interesan en este trabajo se enlistan a continuación (Nikogosyan, 2005):

- Temperatura de fusión: 1650 °C
- Temperatura de Curie: ~ 605°C
- Campo coercitivo: ~ 22 kV/mm
- Coeficiente no lineal a 1.313 μm:  $|d_{33}| = 10.7$  pm/V

## II.7 Polarización periódica de ferroeléctricos y cuasiempatamiento de fases

### II.7.1 Descripción cualitativa para SHG

Un haz que se propaga a través de un medio no lineal tiende a generar oscilaciones de diferentes frecuencias dentro del mismo. Que las ondas creadas puedan progresar o no depende de que las oscilaciones en una región del cristal estén en fase con las oscilaciones en todo el resto del material. La velocidad con la que se propagan las ondas de bombeo y generadas determinan las diferencias de fase entre estas últimas, y al mismo tiempo las velocidades de propagación dependen de la dispersión de los índices de refracción. Si las oscilaciones secundarias son las del segundo armónico, la condición matemática que asegura la interferencia constructiva de todas ellas se expresa mediante (46) en términos de los vectores de onda, o bien, si los haces son colineales, mediante (47) en términos de los índices de refracción que corresponden a cada frecuencia, usando la relación  $k = \omega n/c$ .

$$\mathbf{k}_{2\omega} = 2\mathbf{k}_{\omega}, \quad (46)$$

$$n_{2\omega} = n_{\omega}. \quad (47)$$

La ecuación (46) no es más que la expresión de la conservación del momento lineal, si vemos a la luz desde el punto de vista corpuscular: dos fotones con momentos  $\hbar k_{\omega}$  producen un fotón con momento  $\hbar k_{2\omega}$ , esto es,  $\hbar k_{\omega} + \hbar k_{\omega} = \hbar k_{2\omega}$ . Esta es la condición de *empatamiento de fases* (o *phase matching*, PM).

Para un medio isótropo es imposible que se cumpla la condición de que los índices de refracción sean iguales para dos frecuencias distintas, pero para uno anisótropo que posea dos índices de refracción, uno ordinario y otro extraordinario, sí es perfectamente posible. No es necesario hacer nada especial con el medio no lineal usado, basta con hacer incidir el haz de bombeo, observando las condiciones debidas de temperatura o de dirección de propagación de dicho haz. Una desventaja del método de PM es que, para un material dado, el intervalo de longitudes de onda donde puede lograrse el empatamiento no es muy grande y eso limita las frecuencias que pueden convertirse hacia otras. Una alternativa para superar esta limitación la proporcionan los cristales ferroeléctricos con los que se usa la técnica de *cuasiempatamiento de fases* (o *quasi-phase-matching*, QPM). El truco consiste en corregir de alguna forma y a intervalos regulares las fases relativas de las ondas secundarias generadas, de modo que se sumen de manera más o menos constructiva. Una manera de conseguir esto, aunque no la única (Houe & Townsend, 1995), consiste en modificar el medio no lineal para que presente regiones de dominios que apunten periódicamente en una dirección o en otra. Así, aunque un cristal periódicamente polarizado no proporciona un empatamiento de fases perfecto, sí garantiza que la onda generada se intensifique a medida que se propaga por el cristal. La máxima distancia entre dos regiones del cristal donde las ondas generadas interfieren constructivamente (aunque la interferencia no sea 100% constructiva) se conoce como *longitud de coherencia*  $l_c$  y a partir de ahí la interferencia es totalmente destructiva, hasta que en algún punto empieza nuevamente a ser constructiva. Esta longitud  $l_c$  es la distancia dentro de la cual debe hacerse la corrección de fase. Véase la figura 7.

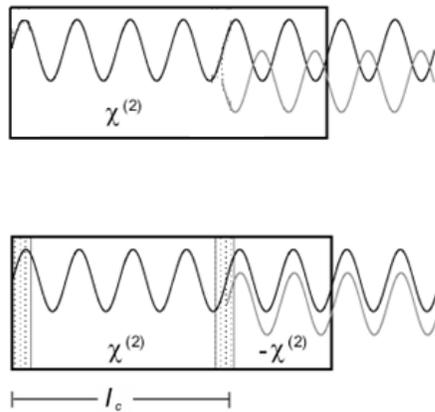


Figura 7. Al corregir la fase relativa cada distancia  $l_c$  se evita que la interferencia sea totalmente destructiva.

## II.7.2 Descripción cuantitativa para SHG

Para observar matemáticamente cómo funciona el método de QPM, tomemos las ecuaciones (40) y (41). Suponiendo que la amplitud  $E_\omega$  permanece más o menos constante, es decir, no hay agotamiento del haz de bombeo y que por lo tanto  $|\mathbf{E}_{2\omega}| \ll |\mathbf{E}_\omega|$ , nos quedamos sólo con la segunda ecuación:

$$\frac{dE_{2\omega}}{dz} = i \frac{\omega}{cn_{2\omega}} d_{ef} E_\omega^2 e^{i\Delta k_{shg} z};$$

la integramos desde  $z = 0$  hasta  $L$  (desde la entrada al cristal hasta la salida de éste, de longitud  $L$ , figura 8a) y obtenemos  $E_{2\omega}$ . Con esto es fácil encontrar la irradiancia  $I_{2\omega}$  usando

$$I_{2\omega} = n_{2\omega} \frac{|E_{2\omega}|^2}{2Z_0};$$

$$I_{2\omega} = \frac{2\omega^2 Z_0}{c^2 n_{2\omega} n_\omega^2} d_{ef}^2 I_\omega^2 L^2 \text{Sinc}^2 \left( \frac{\Delta k_{shg} L}{2} \right), \quad (48)$$

con  $Z_0$  la impedancia del vacío,  $A$  el área del haz fundamental enfocado sobre el cristal,  $I_\omega$  la irradiancia del haz fundamental y la función *Sinc* definida como  $\text{Sinc}(x) = \text{Sen}(x)/x$ .

Observamos en la expresión para  $I_{2\omega}$  que la irradiancia es una función que oscila con la distancia y con el desempatamiento de fases  $\Delta k_{shg}$ . Cuando  $\Delta k_{shg} = 0$  se tiene empatamiento de fases perfecto, el factor  $Sinc^2$  es igual a 1 y la irradiancia crece monótonamente como una función cuadrática de la longitud de interacción  $L$ .

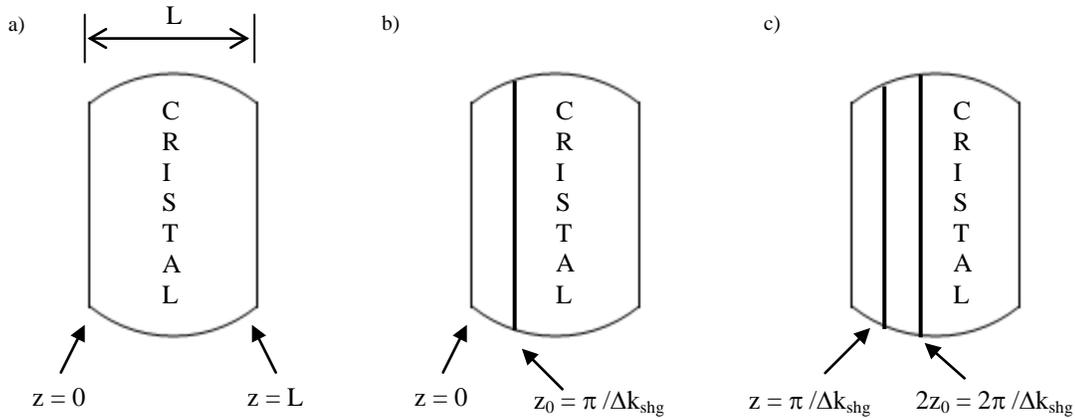


Figura 8. Tres intervalos de integración para todas las contribuciones de las amplitudes del campo  $E_{2\omega}$ . a) Desde la entrada al cristal hasta la salida de éste, b) desde la entrada hasta una longitud de coherencia, c) desde la entrada hasta dos longitudes de coherencia. En realidad las longitudes de coherencia son del orden de micras, en los dibujos están exageradas.

Supongamos ahora que  $\Delta k_{shg} \neq 0$  y nuevamente que  $E_{\omega} \approx$  constante. Si la integración la hacemos no desde  $z = 0$  hasta  $L$ , sino desde  $z = 0$  hasta  $z = z_0 = \pi/\Delta k_{shg}$  (figura 8b), el campo eléctrico resultante  $E_{2\omega}$  es

$$E_{2\omega} = i\alpha \left( \frac{2}{\pi} \right) d_{ef} z_0, \quad (49)$$

$$\text{con } \alpha = cte = i \frac{\omega}{cn_{2\omega}} E_{\omega}^2.$$

Y si integramos desde  $z = \pi/\Delta k_{shg}$  hasta el límite superior  $z = 2z_0 = 2\pi/\Delta k_{shg}$  (figura 8c):

$$E_{2\omega} = -i\alpha \left( \frac{2}{\pi} \right) d_{ef} z_0. \quad (50)$$

Observamos que cuando la longitud de integración cambia en una cantidad  $\pi / \Delta k_{shg}$  la fase del campo eléctrico cambia en  $180^\circ$  (figura 9). Así, el valor  $\pi / \Delta k_{shg}$  define la longitud de coherencia  $l_c$  de la que se habló en el apartado anterior. De todo esto se deduce que para conseguir interferencia constructiva hay que invertir periódicamente el signo de la no linealidad  $d_{ef}$ , con lo cual el campo eléctrico apuntará en el mismo sentido. El período de inversión  $\Lambda_{shg}$  debe al menos ser de dos longitudes de coherencia,  $\Lambda_{shg} = 2l_c$ . En general, la periodicidad es  $\Lambda_{shg} = 2ml_c$ , en donde  $m$  es el orden del cuasiempatamiento,  $m \in \mathbb{N}$ . El QPM de tercer orden ( $m = 3$ ) corrige las fases de las ondas generadas cada  $3l_c$  en lugar de hacerlo cada  $l_c$  ( $m = 1$ , QPM de primer orden) y la periodicidad entonces es de  $\Lambda_{shg} = 6l_c$ . Hay tres cuestiones importantes concernientes al orden del cuasiempatamiento y al tamaño de los dominios que es necesario destacar (Fejer *et al.*, 1992):

1. La desventaja del QPM de tercer orden u órdenes superiores es que la amplitud del campo eléctrico del segundo armónico decrece como  $1/m$  y por lo tanto la irradiancia varía como  $1/m^2$ , de manera que la eficiencia de conversión es una función inversa del orden de QPM.
2. La máxima eficiencia posible se obtiene cuando el tamaño de los dominios que apuntan en un sentido o en el otro son iguales, es decir, cuando el *ciclo de trabajo* es  $1/2$  o 50/50.
3. Los órdenes de cuasiempatamiento pares sólo son posibles cuando los tamaños de los dominios son desiguales. Así, para tener QPM de segundo orden los dominios pueden, por ejemplo, tener longitudes alternadamente de  $l_c$  y  $3l_c$ .

En el apéndice B nos encargaremos de dar una prueba de las tres afirmaciones anteriores, por el momento tomémoslas como lemas.

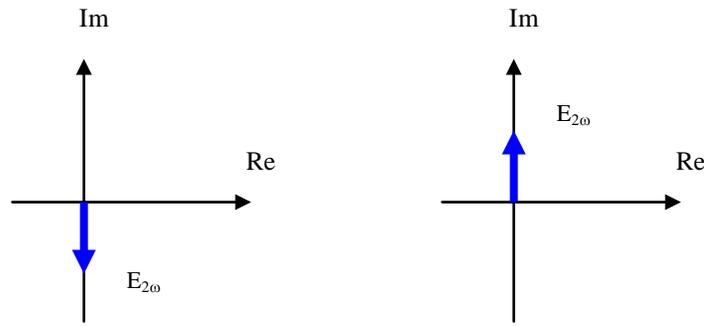


Figura 9. Una onda a frecuencia  $2\omega$  que se propaga en un medio no lineal cambia su fase en  $180^\circ$  cada longitud de coherencia.

¿Cómo es posible cambiar el signo del coeficiente  $d_{ef}$ ? Los ferroeléctricos son la respuesta. Recordemos que, en primer lugar, en óptica no lineal suelen usarse el coeficiente  $d$  o la susceptibilidad eléctrica de manera casi indistinta, la única diferencia entre ellos es un factor de 2, como definimos en (24). En el caso de los ferroeléctricos la susceptibilidad de segundo orden tiene una relación de proporcionalidad con la polarización espontánea dada por (51) [DiDomenico y Wemple, 1969]:

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3) \propto \chi_{ijkl}^{(3)}(\omega_1, \omega_2, \omega_3, 0) P_s. \quad (51)$$

Luego, una inversión periódica de  $180^\circ$  en el vector de polarización espontánea tiene como consecuencia un cambio de signo en la susceptibilidad de orden 2 (figura 10), o más precisamente, en los elementos del tensor que lo define. Esto, a su vez, corrige las fases relativas de las ondas secundarias generadas a todo lo largo del medio de propagación permitiendo tener interferencia siempre constructiva, como se apuntó antes. De esta forma el factor  $Sinc^2$  con que oscila la intensidad del segundo armónico es igual a uno, como mostraremos en el siguiente capítulo, en el que se estiman las potencias del segundo y tercer armónicos cuando se generan por QPM.

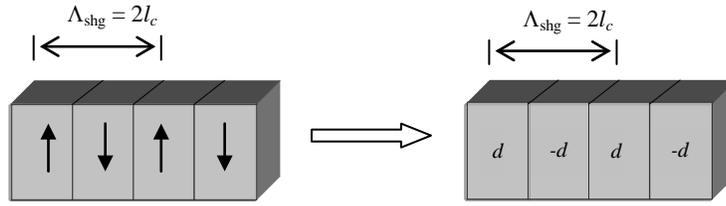


Figura 10. Una inversión periódica de la polarización espontánea en un ferroeléctrico produce un cambio en el signo de la no linealidad de segundo orden.

### II.7.3 Condición para obtener QPM

Como se discutió antes, para la generación de segundo armónico por QPM de primer orden la periodicidad de los dominios debe ser

$$\Lambda_{shg} = 2l_c = \frac{2\pi}{|\Delta k_{shg}|}, \quad (52)$$

con  $\Delta k_{shg} = 2k_{\omega} - k_{2\omega}$ , tal como se definió anteriormente cuando se obtuvieron las ecuaciones acopladas para SHG. Como la periodicidad es un número no negativo, mientras que el desempatamiento puede o no serlo, según el orden en que se escriban los términos al definir  $\Delta k_{shg}$ , hemos usado barras de valor absoluto; la forma en que estas barras sean suprimidas depende de la forma en que aquél haya sido definido. Así, la condición que se requiere para tener cuasiempatamiento perfecto se puede reescribir como

$$|2k_{\omega} - k_{2\omega}| = \frac{2\pi}{\Lambda_{shg}}. \quad (53)$$

Análogamente, para el proceso de generación de tercer armónico por suma de frecuencias la condición que debe cumplirse es

$$|k_{\omega} + k_{2\omega} - k_{3\omega}| = \frac{2\pi}{\Lambda_{thg}}, \quad (54)$$

con  $\Lambda_{thg}$  la periodicidad adecuada para que se dé la suma de frecuencias entre la fundamental y el segundo armónico, y el desempatamiento de fases  $\Delta k_{thg}$  dado en este caso por  $\Delta k_{thg} = k_{\omega} + k_{2\omega} - k_{3\omega}$ , como también fue definido previamente en la derivación de las ecuaciones acopladas para el tercer armónico. En términos de los índices de refracción, usando  $k = \omega n / c$ , (53) y (54) pueden resolverse para las periodicidades  $\Lambda_{shg}$  y  $\Lambda_{thg}$  como sigue:

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

$$\Lambda_{thg} = \frac{2\pi c}{\omega(3n_{3\omega} - 2n_{2\omega} - n_{\omega})} = \frac{\lambda}{3n_{3\omega} - 2n_{2\omega} - n_{\omega}}. \quad (56)$$

La segunda parte de las dos últimas igualdades las escribimos en términos de la longitud de onda fundamental usando la relación  $2\pi c/\omega = \lambda$  y además las barras de valor absoluto fueron eliminadas teniendo el cuidado de que las expresiones dentro de ellas sean positivas.

Buscamos obtener simultáneamente el segundo y tercer armónicos en un mismo cristal con una única periodicidad. Dado que el QPM de primer orden se emplea para la obtención del segundo armónico y el ciclo de trabajo de 50/50 impide el uso del QPM de segundo orden, entonces para tener un proceso de suma de frecuencias que nos dé el tercer armónico recurrimos al QPM de tercer orden. La periodicidad adecuada en este caso es simplemente el triple de (56):

$$\Lambda_{thg} = \frac{3\lambda}{3n_{3\omega} - 2n_{2\omega} - n_{\omega}} \quad \text{con QPM de 3er orden.} \quad (57)$$

La generación simultánea de los dos armónicos que nos interesan requiere que (55) y (57) se satisfagan al mismo, lo cual mostraremos en el siguiente capítulo.

## Capítulo III

### Cálculos para PPLT

#### III.1 Cálculos de la periodicidad, temperatura y longitud de onda

Las ecuaciones (55) y (57) muestran explícitamente que las periodicidades dependen del índice de refracción del cristal y de la longitud de onda de bombeo. A su vez, el índice de refracción es función tanto de la frecuencia (o la longitud de onda) como de la temperatura. Dada una periodicidad y una longitud de onda de bombeo, es posible generar el segundo armónico simplemente variando la temperatura. Uno puede tener una longitud de onda  $\lambda$  y diferentes periodicidades, digamos  $\Lambda_1$ ,  $\Lambda_2$  y  $\Lambda_3$ , entonces existen temperaturas  $T_1$ ,  $T_2$  y  $T_3$  tales que permiten la generación del segundo armónico. Sólo se requiere la condición expresada por una ecuación, la (55), para hacer la predicción de las diferentes ternas posibles ( $\lambda$ ,  $\Lambda$ ,  $T$ ). El caso de THG y SHG simultáneos no tiene la flexibilidad del proceso de SHG: se requiere resolver simultáneamente las dos ecuaciones (55) y (57) y esto arroja una terna única de longitud de onda, periodicidad y temperatura adecuadas para triplicar la frecuencia de entrada. Dada una longitud de onda, existen una única periodicidad y una única temperatura tales que la generación de tercer armónico por suma de frecuencias sea posible de manera eficiente. Debemos resolver la ecuación

$$\frac{\lambda}{2(n_{2\omega} - n_{\omega})} = \frac{3\lambda}{3n_{3\omega} - 2n_{2\omega} - n_{\omega}}. \quad (58)$$

Para resolver (58) necesitamos una ecuación de dispersión que dé la relación entre el índice de refracción y la longitud de onda para el material de interés; dicha relación es conocida como *ecuación de Sellmeier*, de la cual existen varias versiones. En este trabajo usamos la ecuación (59) para LiTaO<sub>3</sub> congruente (Barboza y Cudney, 2009). Ésta es válida para longitudes de onda desde 0.3 hasta 5 micras y temperaturas desde 23 hasta 230°C.

$$n_e^2(\lambda) = 1 + \frac{A\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_A^2} + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_B^2} + C\lambda^2. \quad (59)$$

Los parámetros que aparecen en esta ecuación aparecen listados en la tabla I. En la figura 11 se muestra gráficamente la forma en que varía el índice de refracción en función de la longitud de onda para una temperatura dada y en la figura 12 se ilustra la curva de sintonización por temperatura del SHG para diferentes periodicidades y  $\lambda = 1342$  nm.

Tabla I. Parámetros de la ecuación de Sellmeier para el índice de refracción extraordinario.

A	2.976
$\lambda_A$	$0.13798 + 3.2 \times 10^{-8} T^2 \mu\text{m}$
B	$0.5387 + 3.6 \times 10^{-4} T - 1.2 \times 10^{-7} T^2$
$\lambda_B$	$0.24028 \mu\text{m}$
C	$-0.02337 - 4.3 \times 10^{-6} T + 3.5 \times 10^{-9} T^2 \mu\text{m}^{-2}$

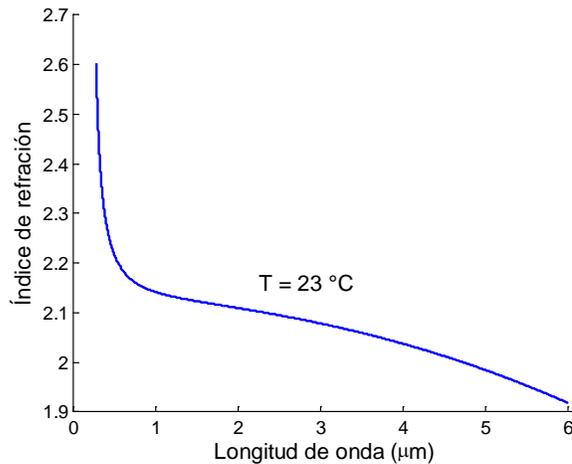


Figura 11. Perfil del índice de refracción extraordinario del tantalato de litio para una temperatura fija.

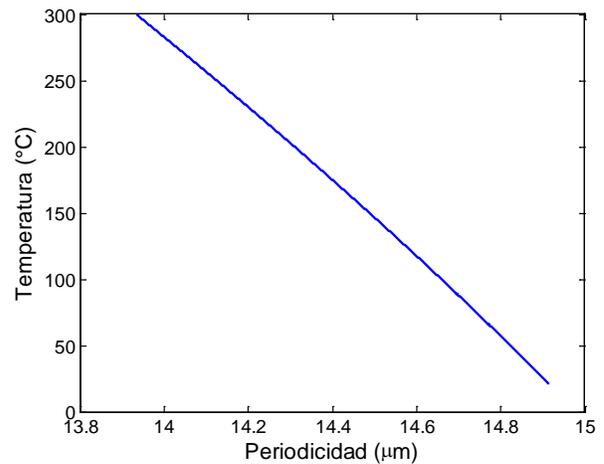


Figura 12. Curva de sintonización por temperatura para SHG en PPLT con  $\lambda = 1342$  nm. Para  $\lambda$  fija, el índice de refracción y la periodicidad son función de la temperatura.

Para obtener luz roja y azul al mismo tiempo (segundo y tercer armónicos, respectivamente) necesitamos que la longitud de onda de bombeo se encuentre más o menos alrededor de 1.3 o 1.4 micras, de forma tal que la mitad de la longitud de onda elegida se encuentre arriba de 600 nm (segundo armónico) y la tercera parte por arriba de 400 nm (tercer armónico). Una posibilidad para tener la longitud de onda deseada es por generación óptico paramétrica, lo cual requiere del diseño de otra estructura periódica además de la que produce los armónicos. Otra alternativa es usar algo más heterodoxo como un láser que emita en alguna línea cercana a las mencionadas. Los láseres de Nd:YVO<sub>4</sub> y Nd:YAG ofrecen dos posibilidades; el primero tiene una línea en 1342 nm y el segundo en 1338 nm que pueden ser usadas para lo que deseamos (figura 13). Con un bombeo de 1338 nm el segundo armónico corresponde a luz roja de 669 nm y el tercero a azul de 446 nm. Si se usa la línea de 1342 nm, el rojo está en 671 nm y el azul en 447 nm.

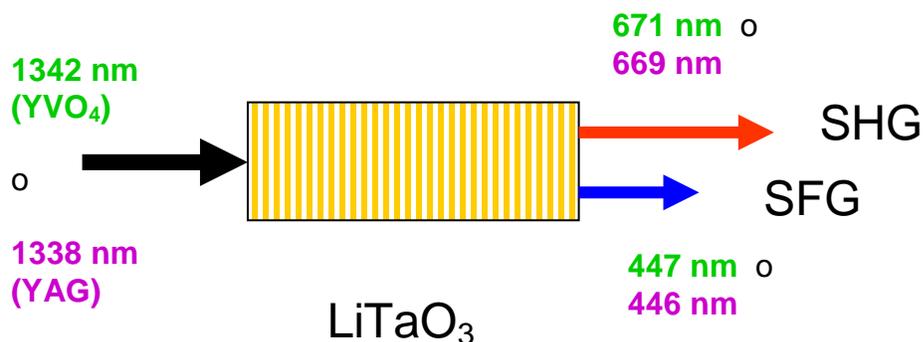


Figura 13. Generación de luz roja (segundo armónico) y azul (tercer armónico) a partir de radiación infrarroja de un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> o de uno de Nd:YAG.

Al fijar  $\lambda$  en 1338 nm o 1342 nm para resolver (58) encontramos los valores de temperaturas y periodicidades que se listan en la tabla II. Decidimos grabar en el cristal de tantalato de litio periodicidades de 14.1, 14.2, 14.3, 14.4 y 14.5  $\mu\text{m}$  para incluir las que se calcularon para los dos láseres y prever además que alguna pueda tener mejor eficiencia que las predichas por la teoría.

Tabla II. Ternas adecuadas para SHG y THG simultáneamente en un mismo cristal PPLT.

	$\lambda$ (nm)	$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	T ( $^{\circ}\text{C}$ )
Nd:YAG	1338	14.351	158.13
Nd:YVO <sub>4</sub>	1342	14.235	220.06

En la figura 14 puede observarse la solución gráfica del sistema formado por (55) y (57) para una longitud de onda dada y en la figura 15 se presentan las soluciones para diferentes valores de  $\lambda$  en un intervalo menor que el de la figura 14. Nótese que para una temperatura dada hay un solo punto de corte en las gráficas que representan la generación simultánea de los dos armónicos.

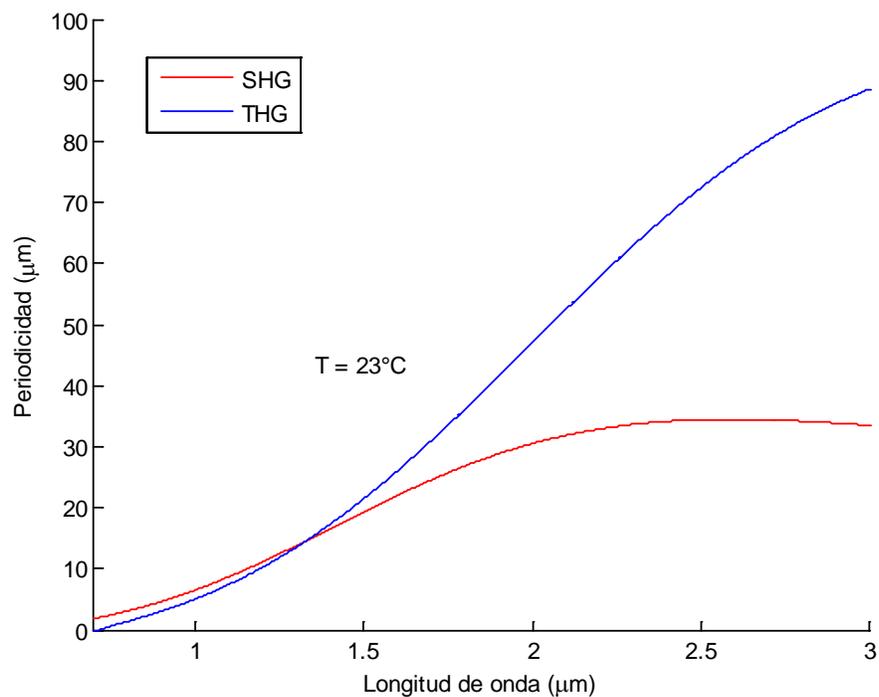


Figura 14. Para las longitudes de onda de bombeo de interés ( $\sim 1.3 \mu\text{m}$ ) existe un sólo punto de corte que define una temperatura y una periodicidad para las cuales los procesos SHG y THG son posibles al mismo tiempo.

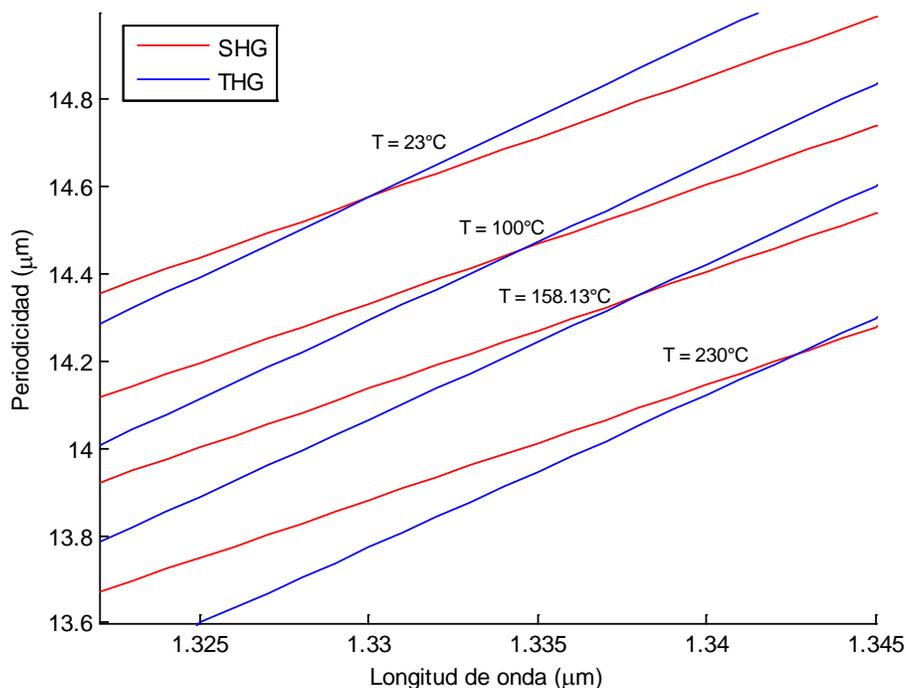


Figura 15. SHG y THG simultáneos en para diferentes longitudes de onda de bombeo.

Obsérvese en la figura 15 que para un intervalo de temperaturas de 23 hasta 230 °C las longitudes de onda que se requieren están alrededor de 1.3 μm, lo que hace natural pensar en un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> o en uno de Nd: YAG como fuente de bombeo, ambos con líneas en 1.3 micras. La ventaja de usar un láser de Nd:YAG sobre uno de Nd:YVO<sub>4</sub> es que la temperatura requerida es menor; la ventaja del Nd:YVO<sub>4</sub> sobre el YAG es que la línea de 1342 nm es más fuerte que la de 1338 nm. Para esta tesis, el láser que fue construido fue uno de Nd:YVO<sub>4</sub> y sobre éste hablaremos más adelante en otro capítulo.

## III.2 Potencias de salida del segundo y tercer armónicos por QPM

### III.2.1 Segundo armónico

Para calcular la potencia de salida del segundo armónico generado a lo largo de una estructura periódica de longitud  $L$  como la mostrada en la figura 16 supongamos que el número de dominios ferroeléctricos con el vector  $\mathbf{P}_s$  apuntando en un sentido es igual al número de dominios con  $\mathbf{P}_s$  apuntando en el contrario y que el número total es  $N$ . Si la longitud de coherencia para la generación del segundo armónico por empatamiento de fases de primer orden es  $l_c$ , la longitud total del cristal es  $L = N l_c$ .

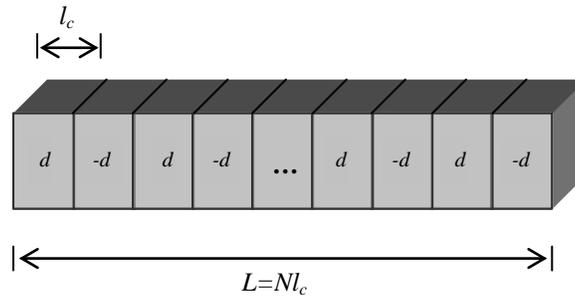


Figura 16. PPLT con ciclo de trabajo de 0.5.

La contribución al campo eléctrico  $E_{2\omega}$  de los  $N/2$  dominios cuyo coeficiente  $d$  es positivo es  $N/2$  veces la cantidad dada por (49), esto es:

$$E_{2\omega} = \left(\frac{N}{2}\right) i \alpha \left(\frac{2}{\pi}\right) d_{ef} l_c, \quad (60)$$

con  $\alpha = cte = i \frac{\omega}{cn_{2\omega}} E_{\omega}^2$ .

Análogamente, *antes* de la inversión de los  $N/2$  dominios restantes, la contribución al campo es  $N/2$  veces lo que se tiene en (50), o sea:

$$E_{2\omega} = -\left(\frac{N}{2}\right) i \alpha \left(\frac{2}{\pi}\right) d_{ef} l_c. \quad (61)$$

Pero después de la inversión el signo cambia y el campo resultante de la suma de ambos es

$$E_{2\omega} = Ni\alpha\left(\frac{2}{\pi}\right)d_{ef}I_c. \quad (62)$$

Usando nuevamente el hecho de que la irradiancia es  $I_{2\omega} = n_{2\omega} \frac{|E_{2\omega}|^2}{2Z_0}$ , llegamos a que

$$I_{2\omega} = \frac{2\omega^2 Z_0}{c^2 n_{2\omega} n_\omega^2} I_\omega^2 \left(\frac{2}{\pi} d_{ef}\right)^2 L^2. \quad (63)$$

Esto es  $(2/\pi)^2$  veces la irradiancia máxima que se tiene en (48) cuando  $\Delta k = 0$  y el empatamiento de fases es perfecto. Obsérvese que el factor periódico ocasionado por la  $Sinc^2$  que se tenía en (48) ya no aparece.

Suponiendo que el área de interacción  $A$  de la luz con el cristal es constante, la potencia a la salida del cristal la calculamos como  $P = IA$ :

$$P_{2\omega} = \frac{2\omega^2 Z_0}{c^2 n_{2\omega} n_\omega^2 A} \left(\frac{2}{\pi} d_{ef}\right)^2 P_\omega^2 L^2 \quad (\text{con QPM perfecto}). \quad (64)$$

Es de destacar que la potencia de salida del segundo armónico varía con el cuadrado del coeficiente no lineal, de la potencia de entrada y de la longitud de interacción, de manera que, en principio, mientras más largo sea el cristal mayor potencia se puede obtener, siempre y cuando la sección transversal del haz de bombeo pueda mantenerse bien enfocada a todo lo largo del cristal. Nótese que la potencia de salida es inversamente proporcional al área del haz.

De acuerdo a lo que se mencionó en la sección II.7.3, para que el QPM sea perfecto la periodicidad  $\Lambda_{shg}$  de la estructura debe ser tal que

$$|2k_\omega - k_{2\omega}| = \frac{2\pi}{\Lambda_{shg}}.$$

Si no es así, si existe alguna desviación de la periodicidad, temperatura o longitud de onda fundamental ideales, entonces el factor  $Sinc^2$  es distinto de 1 y tiene como argumento una  $\Delta k$  que caracteriza estas desviaciones y que definimos por

$$\Delta_{shg}^{qpm} = 2k_{\omega} - k_{2\omega} \pm \frac{2\pi}{\Lambda_{shg}}. \quad (65)$$

Suponiendo QPM perfecto, la potencia del segundo armónico como función de la potencia del haz fundamental es como se muestra en la figura 17.

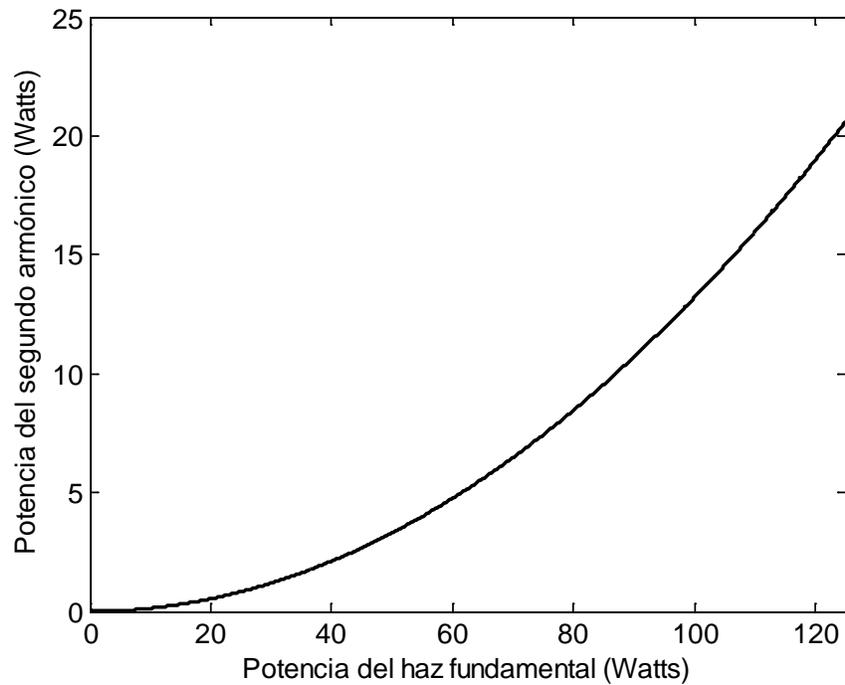


Figura 17. La potencia de salida del rojo es una función cuadrática de la potencia del haz fundamental.

Los parámetros usados en la graficación de la figura 17 son los siguientes:

- Longitud de interacción (longitud de la rejilla) = 3.5 cm.
- Diámetro del haz fundamental enfocado: 0.3 mm.
- Coeficiente no lineal  $d_{ef} = d_{33} = 10.7$  pm/V @  $\lambda = 1.3$   $\mu$ m. (Nikogosyan, 2005)

Como ejemplo: para una potencia moderada del haz a 1342 nm, digamos 1 W cw, la potencia del rojo debe ser de alrededor de 1.3 mW. Este sería el resultado si todo fuera perfecto: cuasiempatamiento perfecto, dominios perfectamente invertidos, ciclo de trabajo de los dominios = 0.5, sección transversal del haz a 1342 nm constante...).

### III.2.2 Tercer armónico

En las ecuaciones acopladas (43) – (45) que describen el proceso de suma de frecuencias para THG supongamos que no hay agotamiento del haz fundamental en la conversión hacia los dos armónicos, esto es, que  $E_\omega \approx cte$ . Esto elimina la primera de las ecuaciones y nos deja con las otras dos. Además, en la segunda ecuación el proceso dominante es el de generación de segundo armónico, de manera que el último término de esta ecuación se puede despreciar y al final nos quedamos tan sólo con

$$\begin{aligned}\frac{dE_\omega}{dz} &= 0, \\ \frac{dE_{2\omega}}{dz} &= i \frac{\omega}{cn_{2\omega}} d_{ef} E_\omega^2 e^{i\Delta k_{shg} z}, \\ \frac{dE_{3\omega}}{dz} &= i \frac{3\omega}{cn_{3\omega}} d_{ef} E_{2\omega} E_\omega e^{i\Delta k_{shg} z}.\end{aligned}$$

Integramos la segunda ecuación con respecto a  $z$  suponiendo que  $E_\omega$  es constante, obteniendo la dependencia de  $E_{2\omega}$  con  $z$ . Este resultado es introducido en la tercera ecuación, la cual a su vez es integrada respecto a  $z$ , también bajo la suposición que  $E_\omega$  es constante. El resultado final que obtenemos para la potencia del tercer armónico viene dada por (Robles *et al.*, 2006)

$$P_{3\omega} = \frac{144\pi^4 Z_0^2}{\lambda^4 (n_{3\omega} n_{2\omega}^2 n_\omega^3)} P_\omega^3 \left( \frac{L^4}{A^2} \right) \left[ \left( \frac{2}{\pi} d_{33} \right) \left( \frac{2}{3\pi} d_{33} \right) \right]^2 \Phi \quad (66)$$

con  $\Phi$  dada por

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

donde  $\Delta k_{shg}^{qpm} = k_{2\omega} - 2k_{\omega} \pm 2\pi/\Lambda_{shg}$  y  $\Delta k_{thg}^{qpm} = k_{3\omega} - k_{2\omega} - k_{\omega} \pm 6\pi/\Lambda_{thg}$ . Estas dos  $\Delta k$  caracterizan las desviaciones respecto del QPM perfecto. En el límite cuando  $\Delta k_{shg}^{qpm} \rightarrow 0$  y  $\Delta k_{thg}^{qpm} \rightarrow 0$  simultáneamente, el factor  $\Phi \rightarrow 1$  y el cuasiempatamiento es perfecto.

Suponiendo que se tiene cuasiempatamiento perfecto, la potencia del tercer armónico es una función cúbica de la potencia de entrada del infrarrojo, como se puede ver en la ecuación (66) y en la figura 18. Varía también como la cuarta potencia del coeficiente no lineal  $d_{33}$  y como la cuarta potencia de la longitud de interacción con el cristal, de manera que tener un cristal de, digamos, 1 cm y otro de 3 cm hace una enorme diferencia.

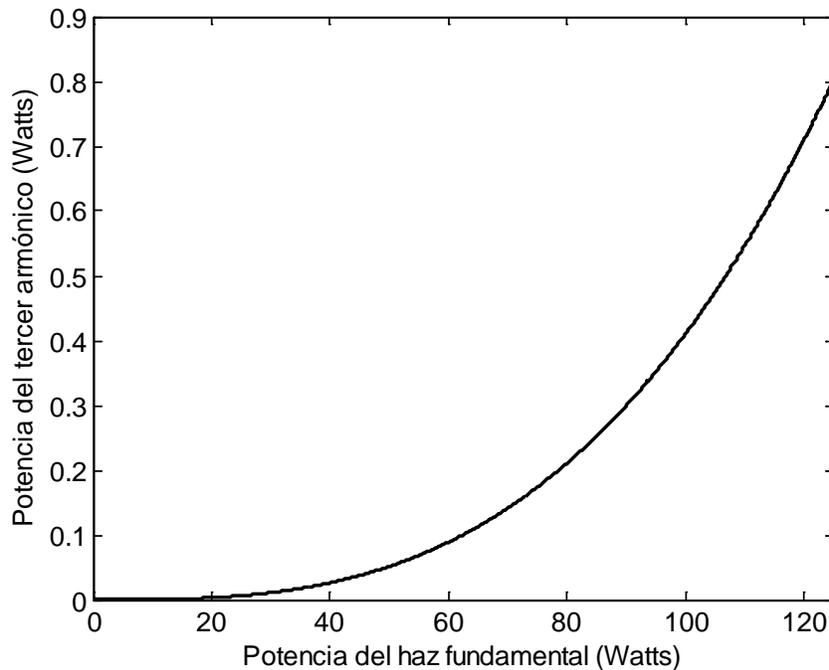


Figura 18. La potencia de salida del azul es una función cúbica de la potencia del haz fundamental. Los parámetros usados en la graficación son los mismos que los de la figura 17.

Para 1W cw del haz a 1342 nm, la potencia del tercer armónico debe ser de alrededor de unos 0.4  $\mu$ W. Esto es fuera de la cavidad, donde la intensidad es relativamente baja; dentro de la cavidad láser la potencia del haz fundamental es mucho mayor, pudiendo rebasar fácilmente la centena de watt, con lo que en principio se pueden tener potencias mucho mayores de azul, de algunos cientos de miliwatts.

De (64) podemos obtener la expresión de  $P_{3\omega}$  en términos de  $P_{2\omega}$ , y la substitución de esto en (66) nos da la relación explícita entre el segundo armónico y el tercero:

$$P_{3\omega} = \frac{\sqrt{2Z_0}}{\lambda n_{3\omega} \sqrt{n_{2\omega}}} \frac{L}{\sqrt{A}} d_{33} P_{2\omega}^{3/2} \Phi. \quad (67)$$

En la figura (19) se muestra cómo varía la potencia del tercer armónico en función de la del segundo.

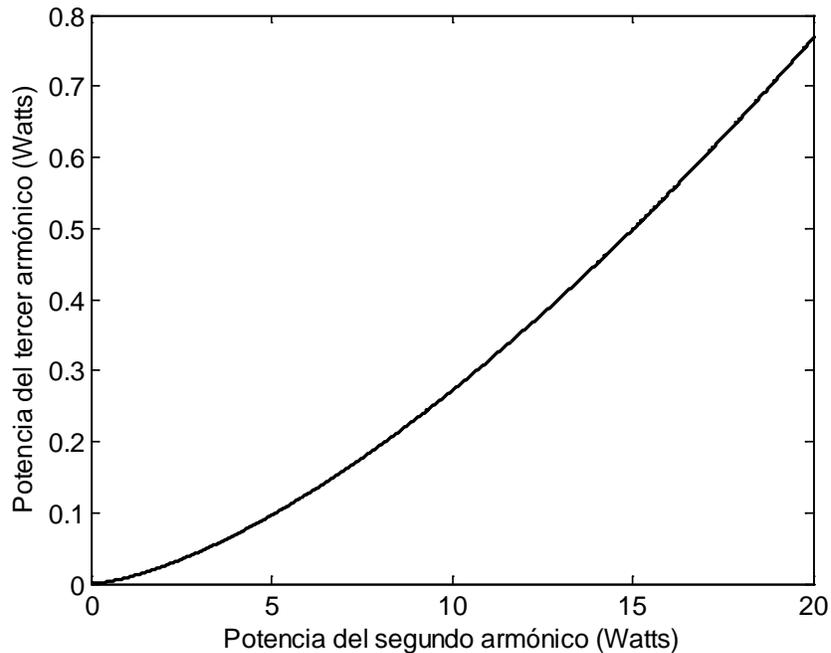


Figura 19. Potencia de salida del azul en función de la potencia del rojo. Los parámetros usados en la graficación son los mismos que los de la figura 17.

### III.3 Tolerancias

Veamos ahora cómo se comporta la potencia de salida del tercer armónico ante pequeñas desviaciones de periodicidad, temperatura y longitud de onda ideales. El factor adimensional  $\Phi$  toma siempre valores entre 0 y 1 y es el que posee la información sobre la eficiencia de conversión en términos de estas desviaciones respecto de la situación ideal. En la figura 20 puede apreciarse cómo una desviación mínima de cualquiera de los tres parámetros  $\lambda$ ,  $\Lambda$  o  $T$  produce un cambio drástico en la eficiencia. Para cada curva se fijan dos parámetros y se varía el tercero alrededor del valor ideal.

Los valores ideales son aquellos para el láser de Nd: YVO<sub>4</sub>,  $\lambda = 1342$ ,  $T = 220$  °C y  $\Lambda = 14.235$   $\mu\text{m}$ . Observamos que, por ejemplo para la periodicidad, solamente podemos desviarnos un par de milésimas de micra antes de que la eficiencia decrezca en 50%. Con tan rígidas condiciones, ¿cómo es posible esperar obtener conversión alguna hacia el azul? Sólo somos capaces de grabar periodicidades nominales con una resolución de 0.1 micras, lo que parece hacer más difícil la tarea. La esperanza radica en las inhomogeneidades con las que realmente se graban estas periodicidades al hacer la inversión de los dominios. A esto le apostamos para poder lograr conversión del infrarrojo al azul.

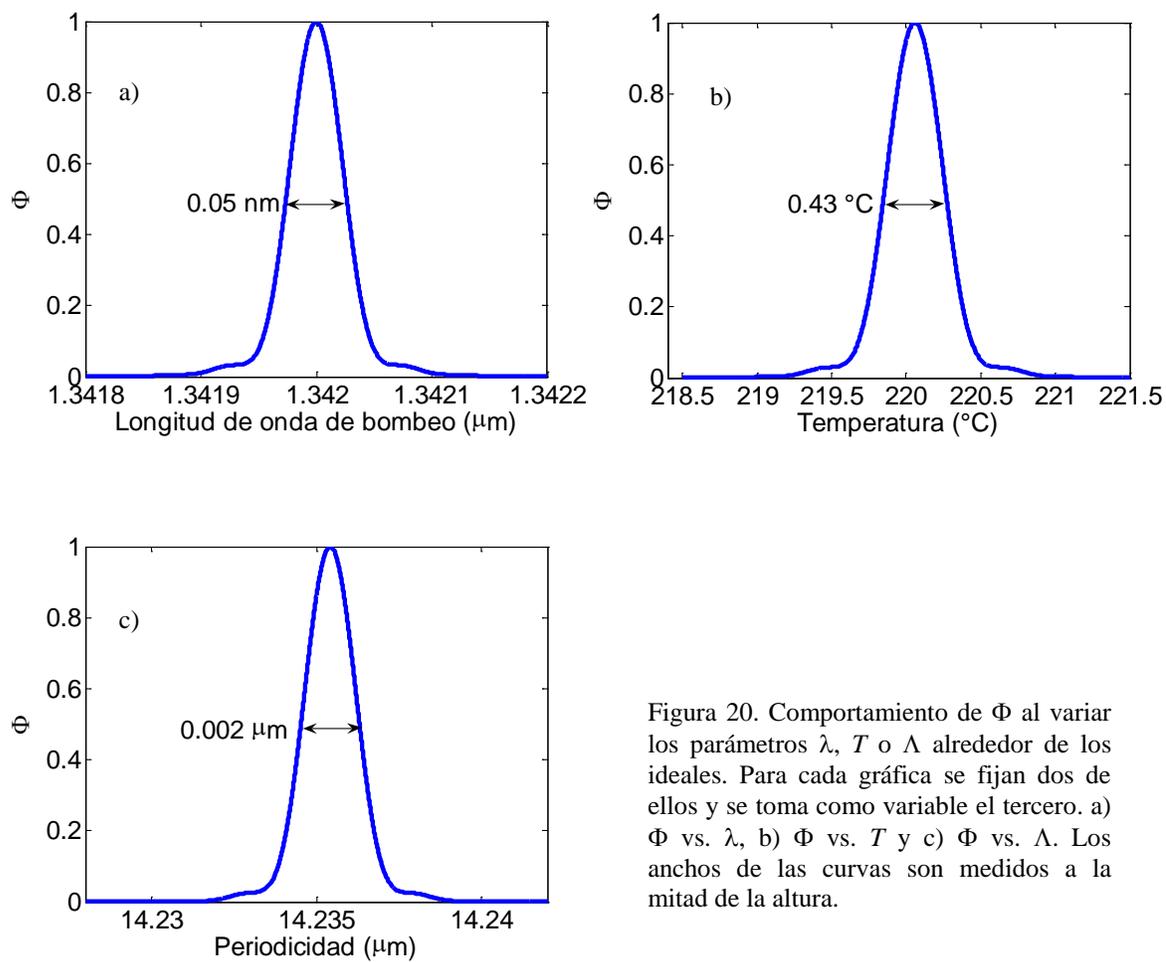


Figura 20. Comportamiento de  $\Phi$  al variar los parámetros  $\lambda$ ,  $T$  o  $\Lambda$  alrededor de los ideales. Para cada gráfica se fijan dos de ellos y se toma como variable el tercero. a)  $\Phi$  vs.  $\lambda$ , b)  $\Phi$  vs.  $T$  y c)  $\Phi$  vs.  $\Lambda$ . Los anchos de las curvas son medidos a la mitad de la altura.

## Capítulo IV

# Fabricación del PPLT. Construcción y caracterización del láser

### IV.1 Litografía en la oblea de $\text{LiTaO}_3$

Para la fabricación de las estructuras periódicas en el tantalato de litio es necesario marcar de alguna manera las regiones del cristal que tienen que ser invertidas con las periodicidades y con el ciclo de trabajo adecuados. La inversión se realiza por medio de la aplicación de un voltaje intenso que a intervalos del orden de micras cambia el sentido del vector de polarización espontánea. La definición de las zonas del cristal que deben invertirse se hace a través de una mascarilla formada por un conjunto de líneas transparentes y opacas que por vía litográfica se transfiere al cristal. La mascarilla consiste en 5 rejillas de 3.5 cm de longitud, cada una con una periodicidad definida. Las periodicidades son de 14.1, 14.2, 14.3, 14.4 y 14.5 micras (figura 21), lo que significa que hay más de 2400 líneas por rejilla grabada. El contraste en la mascarilla tiene importancia a la hora de aplicar el alto voltaje: mientras más definidas sean las líneas, mayor será el efecto de borde del campo eléctrico que produce la inversión. Por esta razón, con la técnica usada para su fabricación, la mascarilla tiene que ser hecha en película holográfica, que es una película de alta resolución. La película empleada fue una Slavich VRP-M, sensible a 530 nm y capaz de grabar más 3000 líneas/mm. En el apéndice 1 se describe la técnica para la fabricación de la mascarilla.

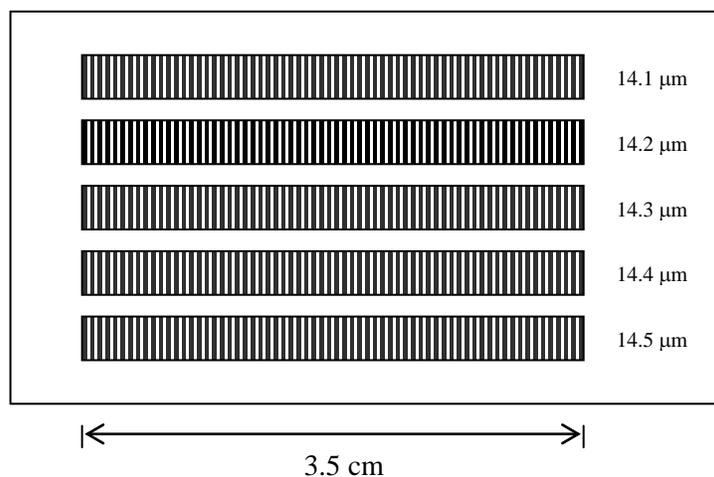


Figura 21. Dibujo de la mascarilla para la fabricación del PPLT. La longitud de cada línea es de 4 mm y la separación entre rejillas es de 0.5 mm.

En la sección II.7.2 se mencionó que la máxima eficiencia de conversión se obtiene con un ciclo de trabajo de 0.5. Sin embargo, en el proceso de inversión de dominios se produce un ensanchamiento de éstos de alrededor de un par de micras a ambos lados que de no considerarse cambiaría el ciclo de trabajo, o peor aún, si las periodicidades son muy pequeñas podrían crecer tanto a lo ancho que a final de cuentas se empalmarían dejándonos sin el arreglo periódico deseado. Para compensar este efecto, en la fabricación de la mascarilla las franjas transparentes y opacas no se graban con el mismo ancho, sino con una proporción de aproximadamente 80 % – 20 %, siendo la franja opaca la más ancha y la transparente, que corresponde a una zona de inversión en el cristal, la más angosta. Véanse las figuras 22 y 23.

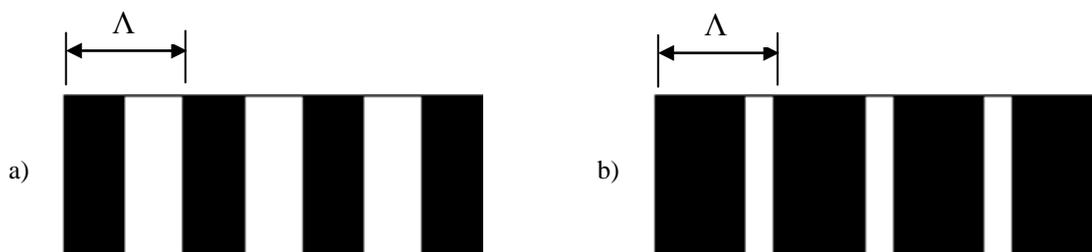


Figura 22. Diseño de la mascarilla con la periodicidad y el ciclo de trabajo adecuados. a) Una mascarilla de 50/50 no sirve para producir dominios de 50/50. b) Una mascarilla de aproximadamente 80/20 compensa el crecimiento lateral de los dominios durante el proceso de inversión.

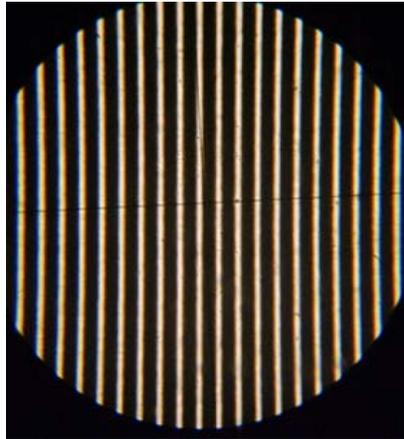


Figura 23. Vista al microscopio con un objetivo de 40X de una de las rejillas grabadas.

La transferencia del patrón de franjas al cristal se hace depositando sobre éste una película de fotorresina de unos 2  $\mu\text{m}$  de espesor y colocando encima la mascarilla para posteriormente exponerlos a UV. El cristal es una oblea de 2 pulgadas de diámetro y 0.5 mm de espesor sobre cuya cara positiva debe hacerse el depósito de fotorresina. La cara positiva es aquella en la que se produce una concentración de cargas negativas cuando el cristal es calentado; para detectarla basta con usar un voltímetro con las puntas de prueba en cada cara. De esta manera la cara positiva es aquella que estando en contacto con la terminal negativa da una lectura de voltaje positiva.

La oblea se sujeta por succión en un *spin coater*, se deposita la fotorresina (Shipley S1818) y se hace girar a 4000 rpm. Para esta velocidad de rotación la capa que se forma sobre la oblea es de aproximadamente 2 micras de espesor. La fotorresina es del tipo positivo, lo cual significa que aquellas zonas que son expuestas a UV son eliminadas durante el proceso de revelado y las que no son expuestas permanecen. Hecho el depósito, la mascarilla se pone contra el cristal con el vector  $k$  de las rejillas paralelo al eje  $x$  del cristal, porque los dominios crecen en forma perpendicular a este eje, y luego se expone a luz UV. Posteriormente, la oblea con el patrón de fotorresina se sumerge en revelador D351 diluido en agua destilada en proporción de 5 partes de agua por 1 de revelador y finalmente se hornea a 110°C durante una hora para endurecer la fotorresina. En la figura 24 se

muestra una imagen de microscopio de las franjas de la mascarilla reproducidas como escalones de fotorresina.

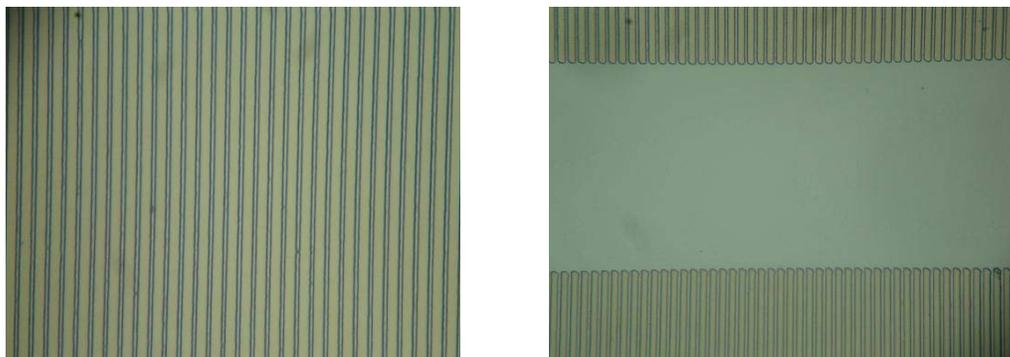


Figura 24. Patrón periódico de escalones de fotorresina vistos al microscopio. En la imagen de la derecha se muestran dos rejillas contiguas separadas por un espacio de medio milímetro.

## IV.2 Inversión de los dominios

Para llevar a cabo la inversión de los dominios se aplica un campo eléctrico constante y homogéneo en toda la oblea de 22.5 kV/mm. Usamos cloruro de litio diluido en agua como electrodo líquido para tener un campo uniforme aplicado al cristal. La oblea se coloca entre dos bloques de acrílico al interior de los cuales se inyecta el cloruro de litio, que a su vez es contenido con ayuda de dos *o-rings*. Véase la figura 25.

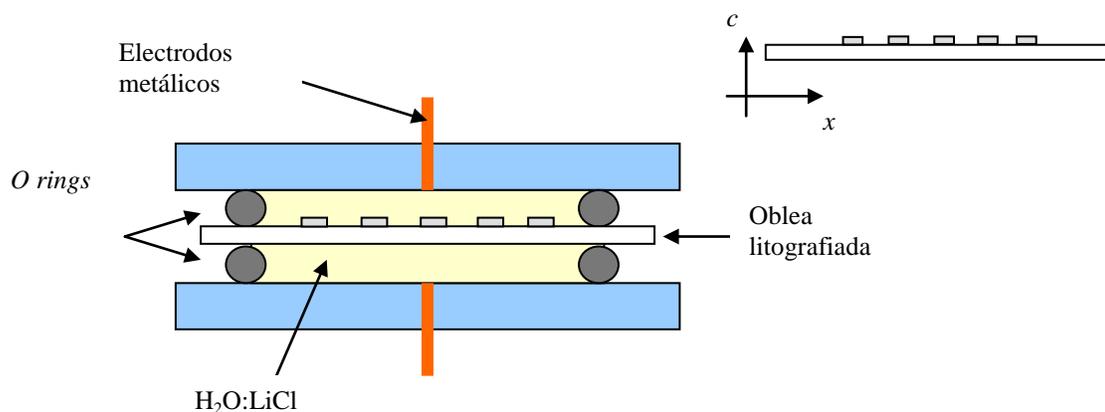


Figura 25. Arreglo para invertir el cristal usando electrodos líquidos. Un potencial +V se aplica del lado de la fotorresina. El eje “c” indica la dirección en la que se encuentra  $P_s$ , ya sea en un sentido o en el contrario.

Una computadora controla el voltaje aplicado y monitorea la densidad de corriente de desplazamiento entre los puntos A y B (figura 26) que se genera al ocurrir la inversión. Al integrar esta densidad de corriente respecto al tiempo se obtiene la carga depositada sobre el cristal. Para invertir la totalidad del material la cantidad de carga que debe suministrarse es  $Q = 2P_s A$ , donde  $A$  es al área que se desea invertir. Para el  $\text{LiTaO}_3$ , el valor de  $P_s$  es de  $55 \mu\text{C} / \text{cm}^2$ .

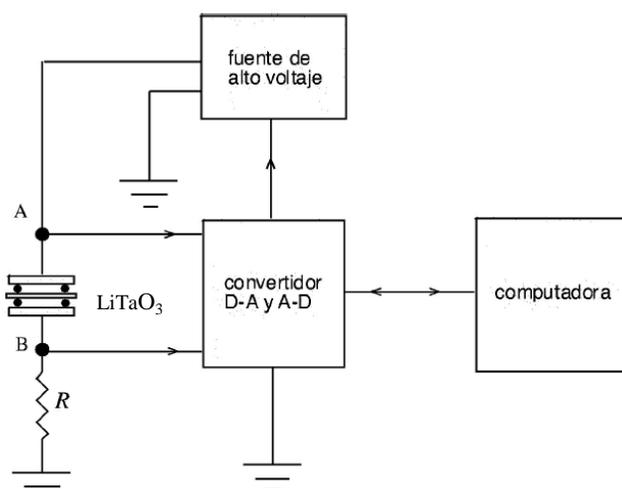


Figura 26. Esquema del sistema de control para hacer la inversión del cristal.

En principio, los dominios no deben ser visibles porque el índice de refracción del cristal es el mismo a todo lo largo del eje, independientemente del sentido en que apunte  $P_s$ , sin embargo, durante el proceso de inversión se crean esfuerzos dentro del material que cambian localmente el índice de refracción y se hacen claramente visibles entre polarizadores cruzados, como se puede apreciar en la figura 27.

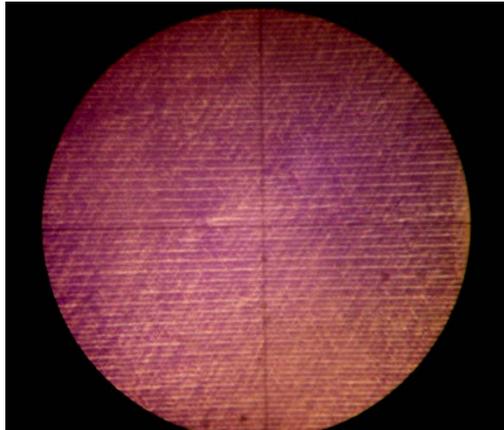


Figura 27. Vista al microscopio de la muestra de PPLT entre polarizadores cruzados. Las franjas más claras son regiones de dominios invertidos. La cruz que se observa al centro es del microscopio.

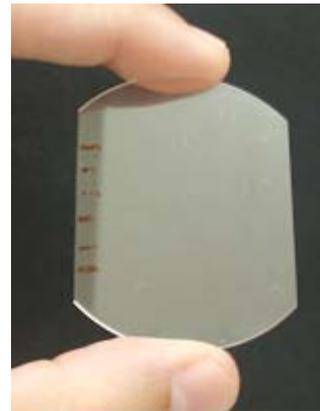


Figura 28. Oblea cortada y pulida. El espesor es de medio milímetro. La luz entra y sale por las caras paralelas.

Finalmente, para que el PPLT pueda ser utilizable es necesario cortarlo con dos caras paralelas que después son pulidas (figura 28). Para reducir las pérdidas por reflexión de Fresnel que son de 13% en cada cara, se deposita en ambas una película delgada de  $MgF_2$  como antirreflejante para la longitud de onda de 1342 nm.

### IV.3 Construcción y caracterización del láser

En esta sección describimos la construcción de dos láseres de neodimio en ortovanadato de itrio ( $Nd:YVO_4$ ) que emiten radiación infrarroja a 1342 nm, uno continuo (cw) y el otro pulsado. Un láser es un sistema que, de toda la intensidad que en un instante dado puede generar, solamente una pequeña fracción sale del sistema, mientras que el resto

queda dentro de éste. La intensidad disponible fuera del láser puede incrementarse órdenes de magnitud con un esquema pulsado; por esta razón es algo natural que se recurra a láseres pulsados para inducir *afuera* de éstos los fenómenos no lineales que se deseen. Otra manera de proceder para lograr efectos no lineales eficientes es aprovechar las altas intensidades que son asequibles *adentro* del láser, sin tener que recurrir a un sistema pulsado. En este caso bastaría, en principio, con introducir el medio no lineal en el sistema láser para contar con la energía suficiente que produce el proceso deseado. Exploraremos ambas posibilidades en las secciones posteriores.

### IV.3.1 Principio de funcionamiento del láser

En la figura 29 se muestra el esquema de un sistema de cuatro niveles de energía, como es el caso del Nd:YVO<sub>4</sub>. Un átomo al que de alguna manera se le suministra la energía adecuada pasa de su estado basal  $|1\rangle$  a un estado excitado  $|2\rangle$ . La energía suministrada puede provenir de una fuente de luz (el “bombeo”) cuya frecuencia  $\omega_p$  es tal que la energía que posee es igual a la diferencia de energías entre ambos niveles, de acuerdo a la relación de Planck  $\Delta E = \hbar\omega_p$ . A este proceso se le conoce como absorción. El estado  $|2\rangle$  es un estado de rápido decaimiento en el que el átomo permanece un tiempo muy corto para después caer hasta el estado metaestable  $|3\rangle$ . Este estado metaestable funciona como cuello de botella en el que los átomos inicialmente excitados permanecen durante un tiempo hasta que uno de dos eventos ocurre: a) decaen por sí mismos de manera natural al estado  $|4\rangle$  (*emisión espontánea*) o b) un fotón de energía igual a la que corresponde a la diferencia entre los niveles  $|3\rangle$  y  $|4\rangle$  lo desexcita (*emisión estimulada*). En este último caso, la energía del fotón que induce el decaimiento corresponde a una frecuencia, digamos,  $\omega_L$ , nuevamente de acuerdo a la relación de Planck. El decaimiento hacia el estado  $|4\rangle$  produce otro fotón de la misma frecuencia, mismo estado de polarización y misma fase que el que lo originó, de manera que ahora se tienen dos de la misma naturaleza. Finalmente, el átomo decae hacia el nivel  $|1\rangle$  y si el bombeo aún está



fracción de la radiación generada. El bombeo óptico puede ser longitudinal o transversal, según que se encuentre a lo largo de la dirección del haz láser o sea perpendicular a éste.

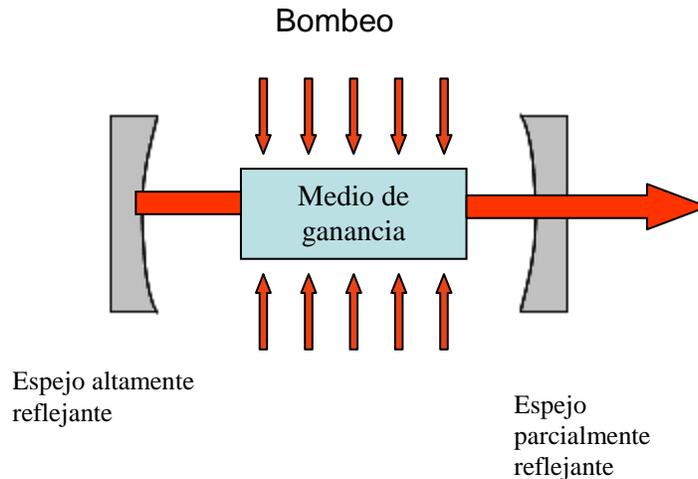


Figura 31. Láser bombeado transversalmente.

### IV.3.2 Láser continuo

Como primera versión, construimos un láser continuo (cw) bombeado longitudinalmente por otro láser acoplado a fibra óptica, como se esquematiza en la figura 32.

Como medio de ganancia empleamos un cristal de  $\text{Nd:YVO}_4$  de 3 x 3 x 5 mm con películas antirreflejantes para 808 nm ( $R < 5\%$  @ 808 nm) y dopado al 1% con iones de neodimio (Casix DPO4202).

Los espejos de la cavidad son ambos esféricos y altamente reflectantes para 1342 nm ( $R \approx 99.8\%$ ) y con alta transmitancia ( $T > 80\%$ ) para las longitudes de onda que nos interesa generar (671 nm y 447 nm) además de que tienen película antirreflejante ( $R < 5\%$ ) para la longitud de onda de bombeo de 808 nm. La intención de que los dos espejos tengan altas reflectancias para la longitud de onda fundamental de 1342 nm es que la mayor parte de la intensidad generada quede confinada dentro de la cavidad con el fin de intentar aprovecharla al poner el PPLT en alguna parte entre los dos espejos.

El bombeo es proporcionado por un diodo láser (JOLD-30-FC-14-808 de Jenoptik) de 30 W con una longitud de onda de 808 nm a 25 °C de acuerdo al fabricante; sin embargo, con un espectrómetro se revela que la longitud de onda se encuentra en realidad en 803 nm. Tanto el diodo como el medio de ganancia son colocados en monturas de aluminio a través de las cuales fluye agua para evitar que la temperatura se eleve excesivamente y se ocasione daño al diodo y al cristal. Una lente enfoca el bombeo en el ortovanadato y finalmente un filtro para 808 nm atenúa la fracción del bombeo no absorbido que logra pasar a través del espejo acoplador.

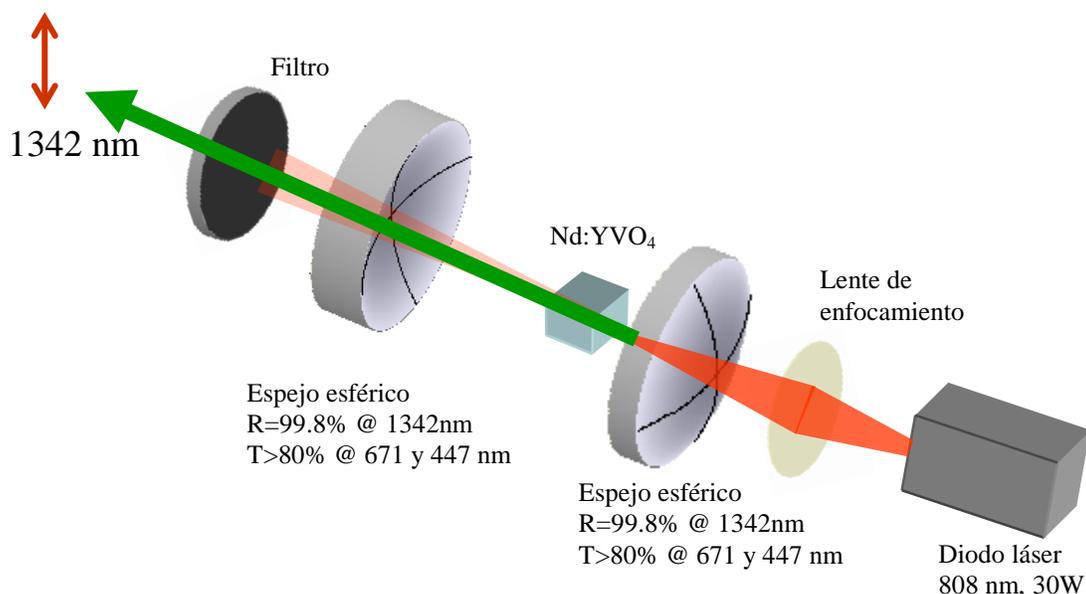


Figura 32. Arreglo experimental del láser continuo con bombeo longitudinal. La flecha doble indica que la polarización del haz de salida es vertical.

### IV.3.2.1 Absorción del ortovanadato

El bombeo óptico es mejor aprovechado por el Nd:YVO<sub>4</sub> cuando la longitud de onda es de 808 nm; sin embargo, a pesar de que el diodo láser empleado como fuente de bombeo se encuentra algo desviado de este valor (803 nm a 25°C, véase la figura 33), el espectro de absorción del cristal es lo suficientemente ancho como para poder absorber algo de la radiación incidente aunque una parte de ella sea desperdiciada. Para nuestro cristal con

corte “a” que tiene un dopaje de 1%, el coeficiente de absorción para radiación de 808 nm es de  $31.2 \text{ cm}^{-1}$  (Crystech, 2009). La absorción se calcula como

$$\text{Absorción} = 1 - e^{-\alpha L}, \quad (68)$$

donde  $\alpha$  es el coeficiente de absorción y  $L$  la longitud del cristal.

Así, teóricamente, como el cristal mide 5 mm de largo, la absorción debería ser  $1 - e^{-(31.2/cm)(0.5cm)} > 0.999$ , es decir, el cristal debería absorber prácticamente el 100% del bombeo. Experimentalmente encontramos que la absorción es de sólo 74%, que es considerablemente menor que lo calculado. Esto es debido a dos razones: por un lado, la longitud de onda de bombeo es de 803 nm y no la óptima de 808 nm, y por otro lado, la fibra multimodal que acopla el diodo de bombeo al cristal depolariza el haz. Sin embargo, usualmente un diodo láser presenta un corrimiento en la longitud de onda a razón de  $0.3 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ , lo que mejora un poco la absorción a medida que el diodo eleva su temperatura, aunque ésta la mantuvimos siempre a no más de  $30^\circ\text{C}$  por seguridad del diodo.

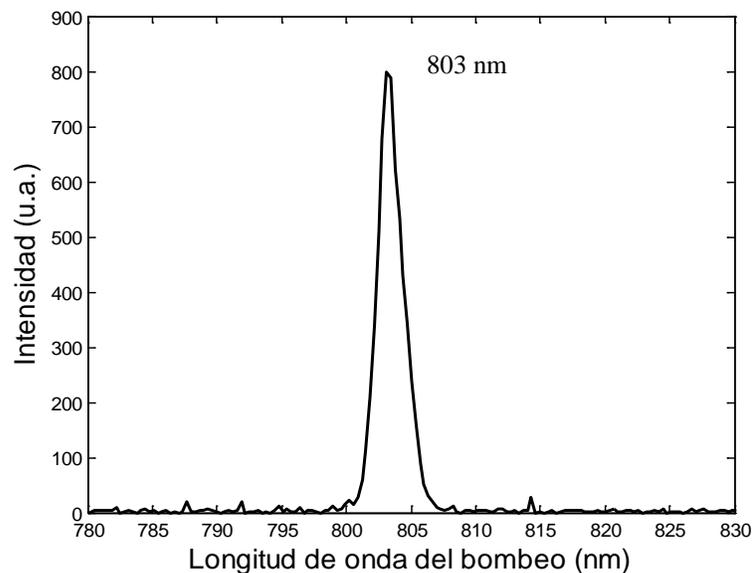


Figura 33. Espectro de emisión del diodo láser a  $25^\circ\text{C}$ . El pico se encuentra en 803 nm.

### IV.3.2.2 Diseño de la cavidad

En el diseño de la cavidad deseamos que el láser sea lo más compacto posible pero que tenga espacio suficiente para introducir el PPLT y al mismo tiempo produzca una cintura lo más pequeña posible que pueda permanecer enfocada a todo lo largo del PPLT. Un arreglo con un espejo plano y el otro esférico tiene el inconveniente de que la cintura se forma sobre el espejo plano y eso implicaría tener que pegar el cristal de PPLT a este espejo y aún así desperdiciar una región del haz que se considera bien enfocada. Recordemos que las intensidades de los armónicos generados son mayores mientras menor sea el área de la sección transversal del haz que interactúa con el cristal [ecuaciones (64) y (66)]. Suponiendo que el haz fuera perfectamente gaussiano y en la cavidad no se introdujera ningún otro elemento, la región que se considera bien enfocada es el parámetro confocal o profundidad de foco, que es igual al doble del rango de Rayleigh,  $Z_R$ . Véanse las figuras 34 y 35.

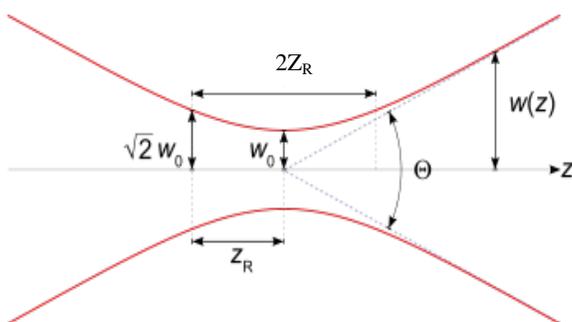


Figura 34. Haz gaussiano con cintura  $W_0$ . Todo el parámetro confocal  $2Z_R$  debe quedar dentro del PPLT.

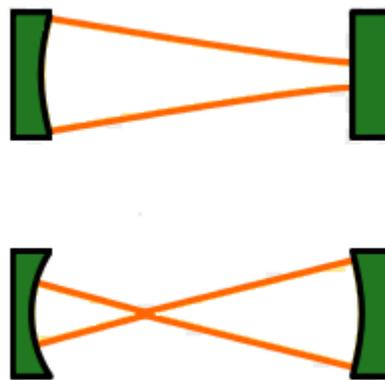


Figura 35. Dos configuraciones de cavidad resonante.

Optamos por un arreglo con dos espejos esféricos para tener una cintura en algún punto intermedio entre ellos y en una zona accesible donde podamos poner el PPLT con

todo y su montura. Usamos como espejo de entrada uno con radio de curvatura de 100 mm y como espejo acoplador uno de 80 mm.

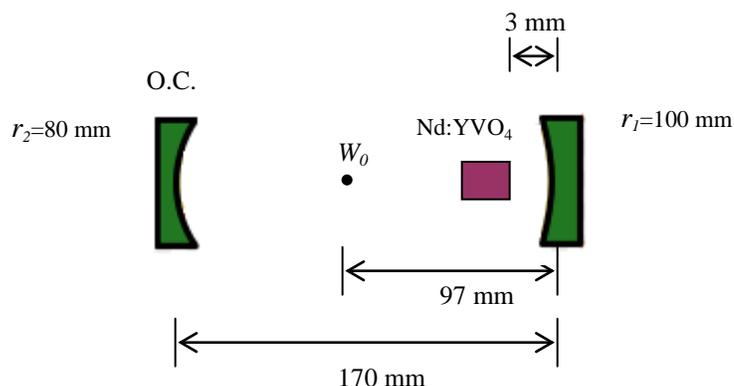


Figura 36. Esquema del láser con dos espejos esféricos.  $W_0$  es la cintura del haz a 1342 nm.

Para el diseño de la cavidad usamos el formalismo de las matrices  $ABCD$  (Siegman, 1986) en un programa que calcula la posición y tamaño de la cintura y también evalúa la estabilidad de la cavidad para los radios de curvatura y la distancia entre los espejos propuestos. Con los espejos elegidos, el radio de la cintura es de  $98 \mu\text{m}$  y la posición está a 97 mm del espejo de entrada (figura 36). El sistema es estable con una distancia entre espejos de 170 mm y a medida que se incrementa aproximándose a 180 mm el tamaño de la cintura se reduce, pero la estabilidad empieza a perderse hasta que el sistema finalmente deja de laser.

### IV.3.2.3 Potencia de salida a 1342 nm

En la figura 37 se puede ver el espectro de emisión del láser construido, con un pico bien definido y centrado en 1342 nm. La transición atómica que da origen a esta longitud de onda en Nd:YVO<sub>4</sub> tiene un ancho de banda de 240 GHz (Davis, 1996), que corresponde a un ancho de línea de 1.4 nm; sin embargo la resolución del espectrómetro usado (EPP2000 de Stellarnet) es de  $\sim 4$  nm, por lo que no es posible hacer una medición directa con el instrumento empleado.

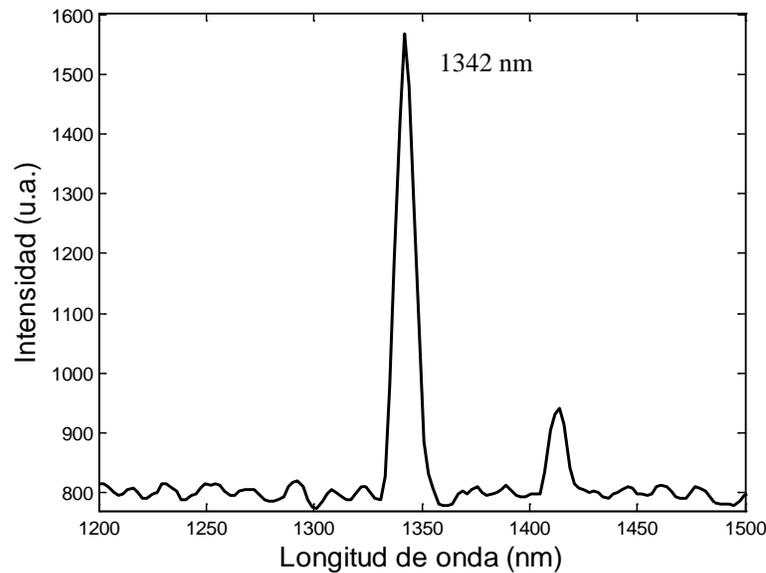


Figura 37. Espectro de emisión del láser construido.

Para caracterizar el desempeño medimos la potencia de salida del infrarrojo a 1342 nm en función de la potencia de bombeo del diodo láser. La potencia de salida debe ser una función lineal de la potencia de bombeo (Svelto, 1998):

$$P_{salida} = \eta [P_{bombeo} - P_{umbral}], \quad (69)$$

donde  $\eta$ , la pendiente de la recta, representa la eficiencia de operación del láser y es conocida como *eficiencia pendiente*;  $P_{umbral}$  es la potencia mínima de bombeo requerida para que se produzca el laseo.

En la figura 38 se muestran los datos experimentales de la potencia de salida del láser en función de la potencia óptica de bombeo. La línea roja es un ajuste de estos datos a la ecuación (69). La ecuación del ajuste obtenido es

$$P_{1342} = 0.027(P_{diodo} - 516) \quad (70)$$

donde las potencias que aparecen son expresadas en mW.

La baja eficiencia ( $\sim 2.7\%$ ) se explica en parte porque la reflectancia del espejo acoplador es muy alta (99.8%) y sólo una pequeña fracción de la potencia generada es

transmitida. Existe una reflectancia ideal tal que la potencia que se puede extraer es la máxima posible; sin embargo no nos ocupamos de este punto en este trabajo. Con este espejo y una potencia de salida de, digamos, 150 mW, la potencia que se transmite es de sólo el 0.2% de la potencia dentro de la cavidad, de manera que dentro de la cavidad quedan confinados 75 W (figura 39), que es considerablemente mayor que lo que se transmite.

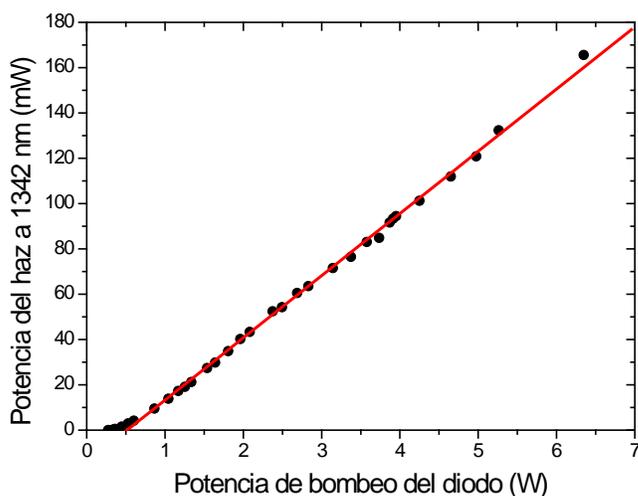


Figura 38. Caracterización de la potencia de salida a 1342 nm en función de la potencia de bombeo.

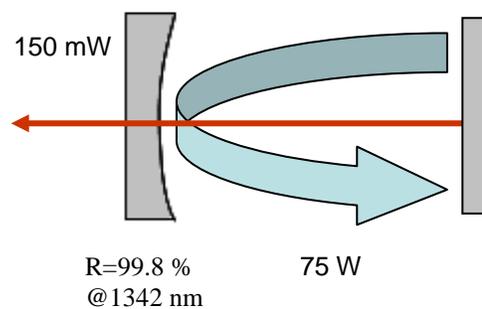


Figura 39. Un espejo acoplador de alta reflectancia transmite sólo una pequeña parte de la potencia dentro de la cavidad.

### IV.3.3 Láser pulsado con *Q* – *Switch*

El “*Q-switch*” es una técnica que se emplea en muchos láseres para obtener pulsos relativamente cortos y muy energéticos. La idea detrás de la técnica consiste en evitar el laseo introduciendo de alguna manera pérdidas dentro de la cavidad para después súbitamente permitir que éste se produzca. El laseo puede evitarse, por ejemplo, desalineando ligeramente la cavidad o bloqueando de alguna forma el haz generado durante algún tiempo sin dejar de bombear el medio de ganancia. De esta manera, la inversión de población se incrementa continua y asintóticamente durante el periodo en que las pérdidas

están presentes hasta que repentinamente se reducen, por ejemplo desbloqueando el haz, y la energía es liberada en un pulso corto e intenso.

Una forma simple de tener un láser operado en modo *Q-switch* es usando un disco perforado como *chopper* que gira a alta velocidad y bloquea o desbloquea el haz. El disco que empleamos es un plato de disco duro de computadora al que se le hicieron 40 perforaciones de 3 mm de diámetro cada una y separadas 4 mm entre ellas. El motor y la electrónica que lo controla son los mismos del disco duro y la velocidad de rotación es de alrededor de 8000 rpm. Véase la figura 40.

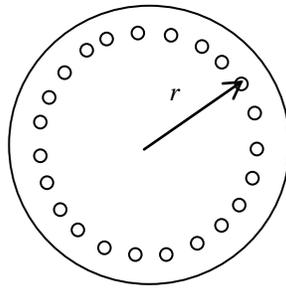


Figura 40. Disco con 40 perforaciones usado como *Q-switch*. La distancia del centro a cada agujero es  $r = 41.6$  mm.

Es deseable que el tiempo de duración de los pulsos sea lo más corto posible para que la energía se distribuya en un intervalo de tiempo muy pequeño y se tengan pulsos lo más intensos posibles. Para esto, el tamaño de la cavidad del láser se redujo tanto como el espacio ocupado por el medio de ganancia y el disco perforado lo permitieron, ya que la duración del pulso es del orden del tiempo de vida del fotón dentro de la cavidad (Davis, 1996):

$$\tau_p \cong \tau_c = \frac{2L}{c(1 - R_2)}, \quad (71)$$

con  $\tau_p$  la duración del pulso,  $\tau_c$  el tiempo de vida del fotón,  $L$  la longitud de la cavidad,  $R_2$  la reflectancia del espejo acoplador y  $c$  la velocidad de la luz en el vacío.

De la expresión (71) (que no toma en cuenta la reflectancia del espejo de entrada ni las pérdidas pasivas, suponiéndolas 100% y 0, respectivamente) vemos que mientras más pequeña la cavidad, más corto el pulso, como se afirmó antes.

Como ahora lo que se quiere es tener la mayor potencia posible afuera del sistema y no adentro, es conveniente cambiar la reflectancia del espejo de salida para que una fracción mayor de la radiación generada sea transmitida en lugar de quedarse confinada en la cavidad. Usamos como acoplador un espejo plano de 95% de reflectancia para 1342 nm y la distancia entre espejos la hicimos de 37 mm (figura 41). El espejo de entrada fue cambiado a uno de 150 mm de radio y se conservó la misma reflectancia de 99.8 % para 1342 nm que se tenía en el primer diseño. Con este radio el sistema es estable siempre que  $L < 150$  mm, así que es muy fácil lograr el laseo para  $L = 37$  mm.

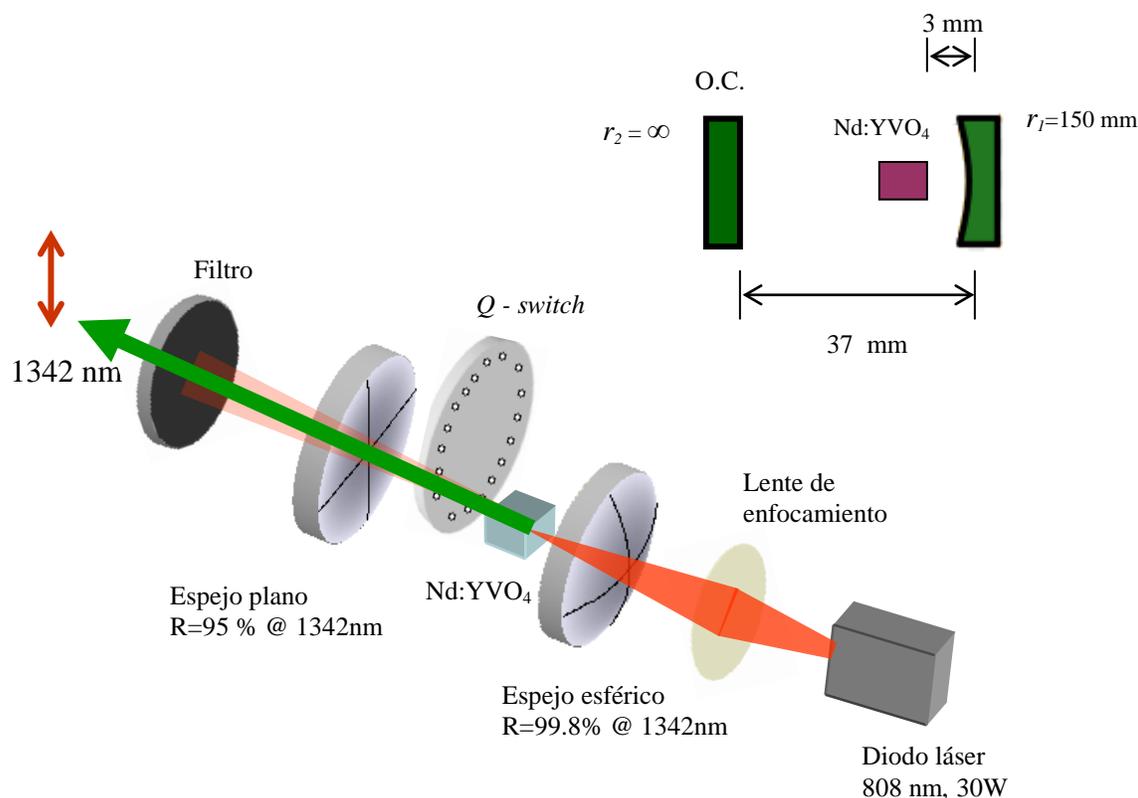


Figura 41. Nueva cavidad con un espejo acoplador plano y de reflectancia 95 % para 1342 nm.

Caracterizamos una vez más la potencia de salida para la nueva cavidad y el resultado es el que se muestra en la figura 42. Estos datos se tomaron sin el disco giratorio, por lo que son datos de emisión continua. Notamos que se pierde linealidad en el comportamiento de  $P_o$  cuando su valor es de alrededor de unos 300 mW. Este efecto lo atribuimos a la formación de un “lenseo” térmico dentro del cristal de Nd:YVO<sub>4</sub>.

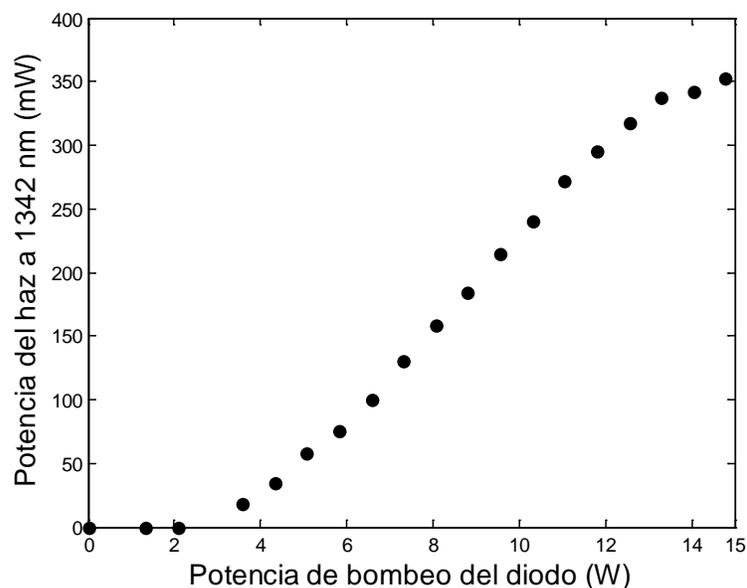


Figura 42. Potencia de salida versus potencia de bombeo para el láser con espejo acoplador de reflectancia 95 %.

Con el disco girando dentro del arreglo medimos con un detector rápido tipo PIN de InGaAs (ET – 3000, de EOT) conectado a un osciloscopio la intensidad de los pulsos y la comparamos con la que se tiene cuando el disco no bloquea el haz y encontramos que la razón de una a otra es de 140; la duración de los pulsos es de unos 90 ns y la tasa de repetición 3.59 kHz. Así, para una potencia cw de 300 mW la potencia pico que se puede obtener es de 42 W, aunque la potencia media es mucho menor como resultado de que la energía se distribuye en todo el intervalo de tiempo que transcurre entre un pulso y el siguiente. Para 13 W de bombeo, la energía por pulso es de 4.2  $\mu$ J y la potencia media es de 15.2 mW.

En la figura 43 puede observarse el tren de pulsos con cierta estructura formada por otros pequeños pulsos secundarios muy poco intensos en comparación con el principal, de manera que casi toda la energía con que se le puede “pegar” al PPLT está concentrada en un solo pulso intenso. En la figura 44 puede verse el pulso principal con una escala de tiempo distinta a la de la figura 43.

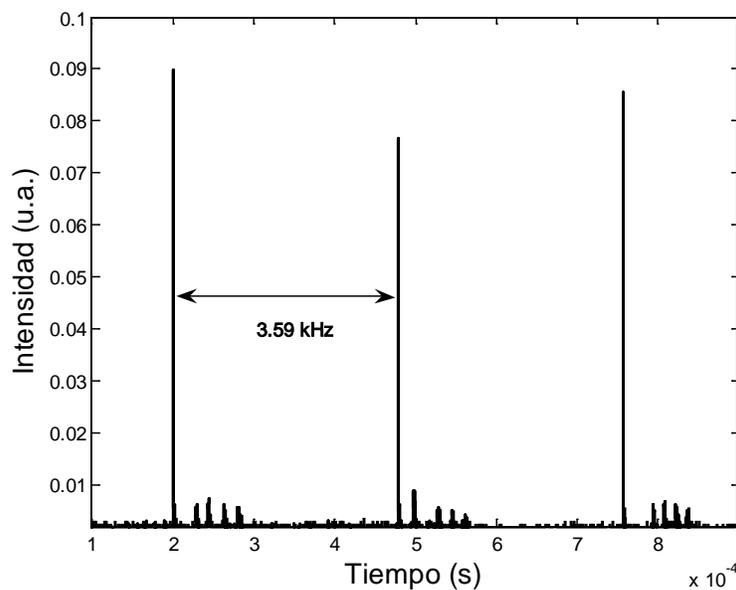


Figura 43. Pulsos de 1342 nm producidos por el *Q* – *switch*.

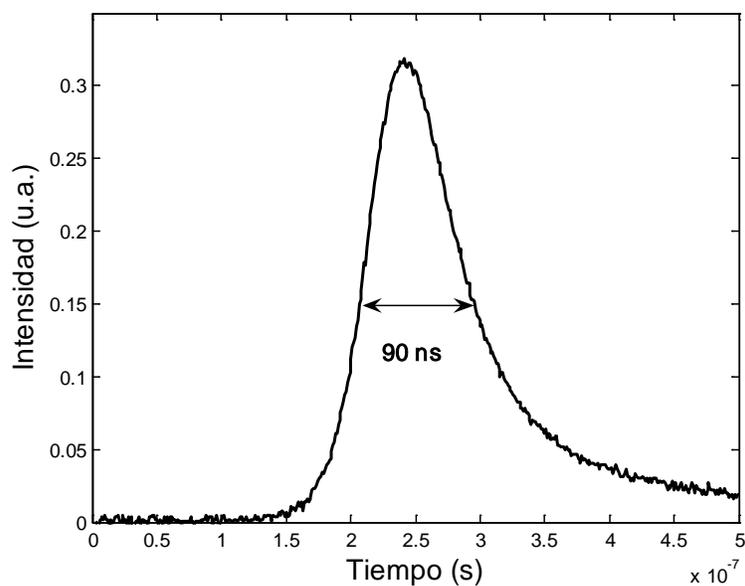


Figura 44. Pulso principal de 1342 nm. La duración es medida a la mitad de la altura.

La aparición de pulsos secundarios tiene que ver, entre otras cosas, con la reflectancia del espejo acoplador y con la longitud de la cavidad. Aunque no es objetivo de este trabajo discutir sobre las condiciones óptimas para tener un único pulso, en la figura 45 mostramos que el efecto de una cavidad más larga (140 mm) es la formación de pulsos secundarios más intensos entre los cuales se distribuye la energía, lo que reduce la eficiencia del *Q-switch*. En la figura se puede observar que la intensidad de algunos de los pulsos secundarios es aproximadamente la mitad de la de los pulsos principales.

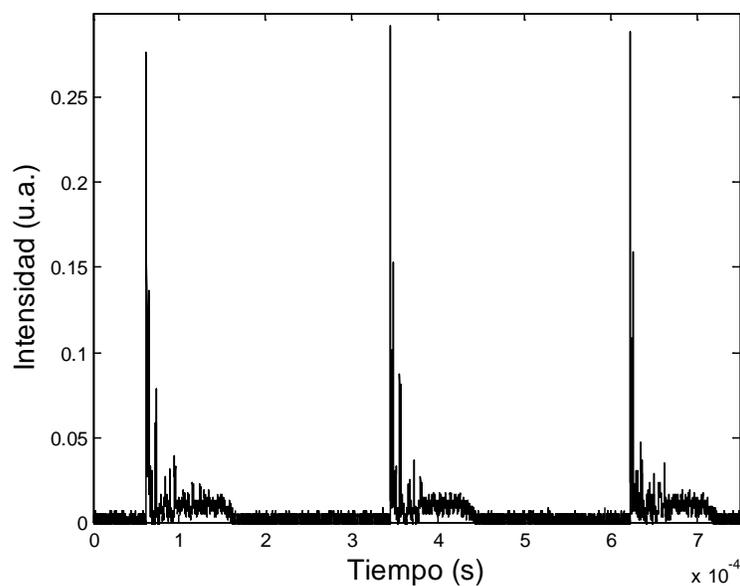


Figura 45. Pulsos de 1342 nm producidos por el *Q-switch* con una cavidad de 140 mm.

Para finalizar este capítulo mostramos una foto del láser con el *Q-switch* en la figura 46.

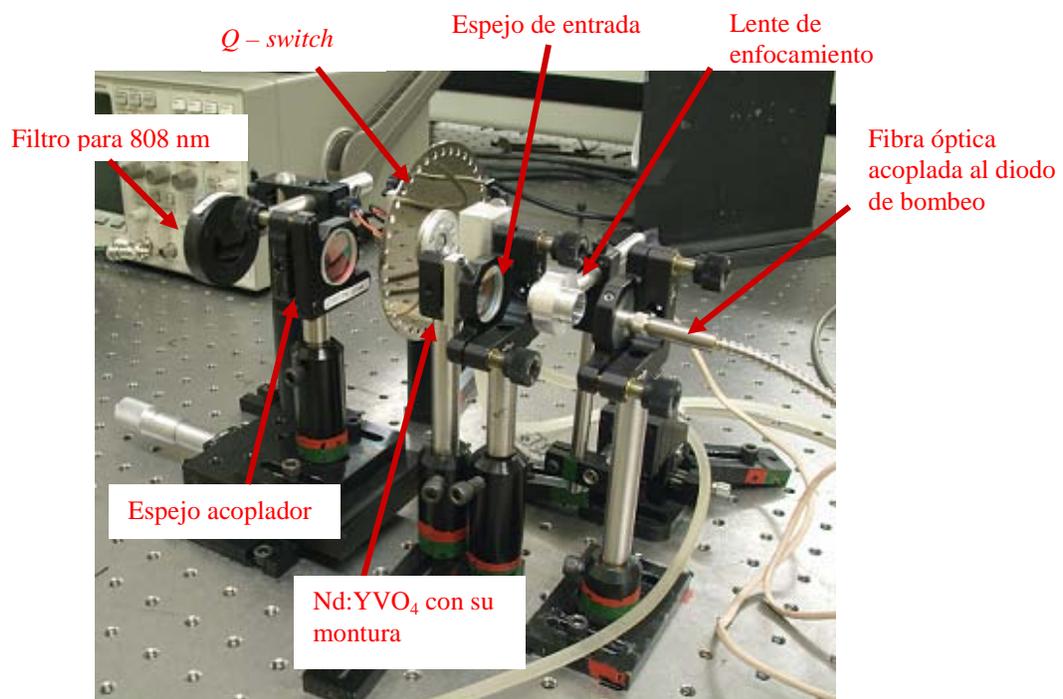


Figura 46. Arreglo experimental del láser pulsado.

# Capítulo V

## Resultados y conclusiones

### V.1 Pruebas fuera de la cavidad

#### V.1.1 Segundo armónico

En esta sección mostraremos los resultados que se obtuvieron para SHG y THG con el láser pulsado. La figura 47 es un esquema de cómo se dispone el PPLT en el arreglo experimental. El cristal se asienta en una montura de aluminio con un escalón de medio milímetro y se tapa con otra pieza de aluminio que sirve para dos propósitos: el primero es mantener una temperatura más o menos homogénea por arriba y por abajo del cristal y minimizar la posibilidad de un choque térmico que lo fracture; la segunda es mantener en corto circuito la muestra de tantalato que por efecto piroeléctrico produce acumulación de carga en una de las caras y de esta manera crea esfuerzos que cambian localmente el índice de refracción del cristal. La temperatura es controlada con un calefactor de cautín de forma cilíndrica que se introduce en la base del PPLT, como se puede ver en la figura. El monitoreo de la temperatura se hace con un termopar. La polarización del haz infrarrojo a 1342 nm es extraordinaria, es decir, el eje del cristal es paralelo a la dirección de polarización, para garantizar que es el coeficiente  $d_{33}$  (el mayor para el tantalato de litio) el que está involucrado en la interacción no lineal.

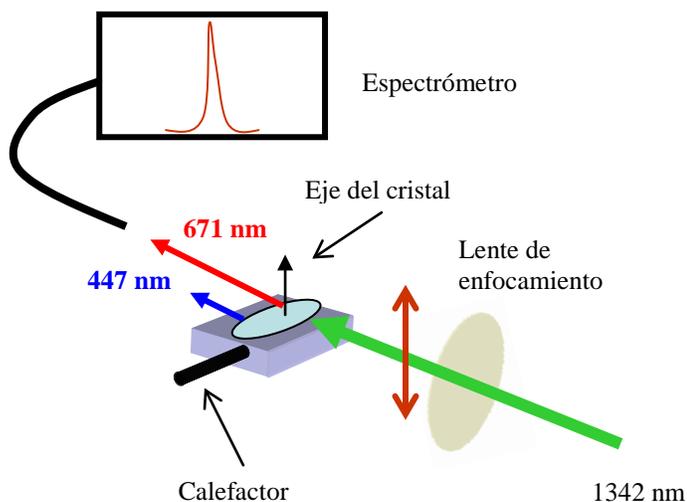


Figura 47. Arreglo experimental para SHG y THG fuera de la cavidad con el láser pulsado. La polarización del haz a 1342 nm y el eje del cristal son ambos verticales.

El haz se enfoca con una lente de 150 mm de distancia focal, cuya posición respecto al espejo de salida es calculada (suponiendo que el haz es gaussiano) para que produzca una cintura pequeña y mantenga el haz bien enfocado a lo largo de los 35 mm de longitud que miden las rejillas. La lente se ubica a unos 420 mm del espejo de salida y estimamos que el radio de la cintura es de  $90 \mu\text{m}$  y que el haz se mantiene enfocado a lo largo de 37 mm. La posición de la cintura se encuentra a unos 23 cm después de la lente y se localiza en el punto medio del cristal.

Exploramos cada una de las cinco rejillas grabadas en el cristal desplazándolo con una montura traslacional y haciendo un barrido de temperatura para cada una.

El segundo armónico se obtiene de manera relativamente fácil en todas las cinco rejillas y observamos en un espectrómetro que la longitud de onda se encuentra justamente en 671 nm, tal como se esperaba. La figura 48 a) es una reproducción de la gráfica trazada por el espectrómetro y la 48 b) es una muestra de cómo se ve a ojo el haz; éste es perfectamente visible incluso con las luces encendidas.

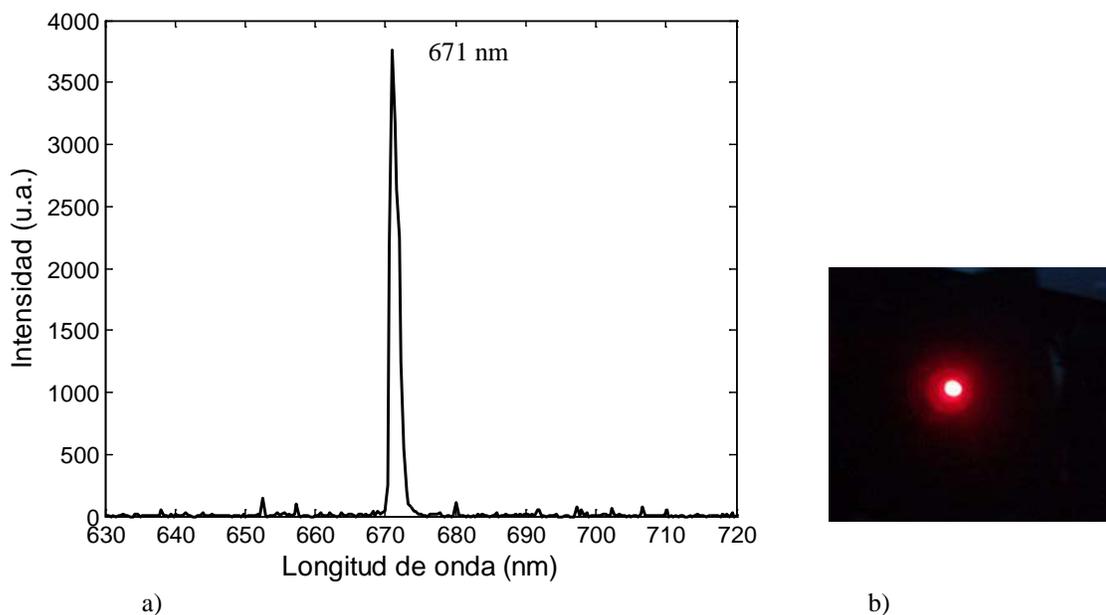


Figura 48. a) Espectro del segundo armónico obtenido en una de las rejillas. b) *Spot* claramente visible del haz rojo, tal como se ve con cualquiera de las rejillas cuando se sintoniza adecuadamente la temperatura.

Los pulsos del segundo armónico se visualizaron y midieron con un detector rápido tipo PIN de silicio (ET – 2000, de EOT), sensible al visible, conectado a un osciloscopio. El ancho del pulso medido a la mitad de la altura resultó de 50 ns (figura 49).

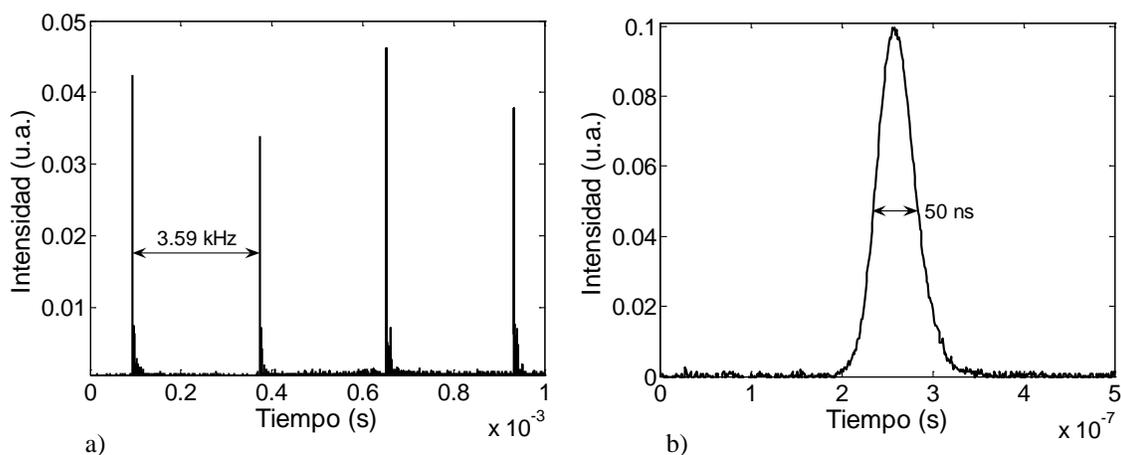


Figura 49. a) Pulsos del haz a 671 nm. b) Ancho del pulso principal, medido con una base de tiempo distinta a la de la figura de la izquierda.

En la tabla III se listan las temperaturas óptimas determinadas experimentalmente para las que ocurre la generación del segundo armónico junto con las periodicidades que resultan de tomar en cuenta la dilatación de los dominios. Para esto se tomó en cuenta que las periodicidades nominales de 14.1, 14.2, 14.3, 14.4 y 14.5  $\mu\text{m}$  grabadas en el cristal cambian ligeramente su valor como consecuencia de la expansión térmica que sufren los dominios de acuerdo a la ecuación (Kim y Smith, 1969)

$$\Lambda(T) = \Lambda_{25^\circ\text{C}} [1 + a(T - 25) + b(T - 25)^2], \quad (72)$$

donde  $\Lambda_{25^\circ\text{C}}$  es la periodicidad a temperatura ambiente,  $T$  es la temperatura en  $^\circ\text{C}$  y los parámetros  $a$  y  $b$  son  $a = 1.61 \times 10^{-5}$  y  $b = 7 \times 10^{-9}$ .

La primera columna de la tabla contiene las periodicidades que idealmente debieron quedar grabadas en el cristal, expresadas con una cifra decimal, y a las que les hemos estado llamando “nominales”. Hay que tomar en cuenta, en primer lugar, que las periodicidades que se graban en la mascarilla se hacen con una precisión de 0.1  $\mu\text{m}$ , lo que de acuerdo a las reglas de la teoría de mediciones tiene asociada una incertidumbre de  $\pm 0.05 \mu\text{m}$ , y por lo tanto, en principio, los valores de esta columna deberían tener la forma  $14.d \pm 0.050 \mu\text{m}$ , con  $d$  el decimal que corresponda. Sin embargo, y en segundo lugar, hay que considerar que al momento de invertir el cristal el crecimiento lateral de los dominios puede no seguir fielmente el patrón prediseñado; la dinámica del crecimiento lateral de los dominios es bastante compleja y tiene que ver con efectos de apantallamiento de las cargas generadas en la superficie del ferroeléctrico, con la temperatura a la que se lleva a cabo la inversión, inhomogeneidades en el material, densidad de nucleaciones de los dominios, la energía de activación de las nucleaciones, entre otras cosas que no se discuten aquí por quedar fuera del alcance de este trabajo. Información al respecto se puede encontrar en los trabajos de G. D. Miller (1998) y V. Shur (2006).

Debido a la complejidad del proceso de crecimiento de dominios, la incertidumbre de las periodicidades es distinta del valor arriba mencionado y es de difícil determinación. No obstante, se puede tener una idea de la calidad de la inversión observando el ancho de la

$Sinc^2$  que representa la eficiencia de conversión, como se verá un poco más adelante en este mismo apartado.

La dilatación teórica de los dominios se presenta en la tercera columna de la tabla con el mismo número de cifras decimales que exige la tolerancia para la periodicidad de la estructura, como se mostró en la figura 20.

La temperatura medida con el termopar tiene una precisión de 0.1 °C y el tiempo entre lectura y lectura fue suficientemente largo para tomar en cuenta que la respuesta de este tipo de sensores es lenta, pudiendo ser de alrededor de 20 segundos.

Tabla III. Temperaturas óptimas para SHG determinadas experimentalmente para cada rejilla. La tercera columna es la periodicidad considerando la expansión térmica correspondiente a cada temperatura listada.

$\Lambda_{25^\circ\text{C}}$ nominal ( $\mu\text{m}$ )	T experimental $\pm 0.05$ °C	$\Lambda_{\text{expandida}}$ ( $\mu\text{m}$ )
14.5	167.9	14.535
14.4	192.5	14.442
14.3	215.3	14.347
14.2	235.9	14.253
14.1	257.2	14.158

Considerando la dilatación de los dominios, la máxima eficiencia para la rejilla de 14.5  $\mu\text{m}$  nominales se encuentra teóricamente en 138.3 °C y la periodicidad expandida correspondiente a esta temperatura es de 14.528  $\mu\text{m}$ , que es ligeramente distinta de la que se tiene en la tabla. Estos valores de periodicidad y temperatura se calculan usando la ecuación para la expansión térmica y la ecuación que define la periodicidad para SHG (ecuación 55):

$$\Lambda_{25^\circ\text{C}} \left[ 1 + a(T - 25) + b(T - 25)^2 \right] = \frac{\lambda}{2(n_{2\omega} - n_{\omega})}. \quad (73)$$

Con  $\lambda$  fija en 1342 nm y  $\Lambda_{25^\circ\text{C}}$  en  $\{14.1, \dots, 14.5\} \mu\text{m}$  la última ecuación se resuelve para T y se obtiene simultáneamente el valor correspondiente de la periodicidad expandida a esa temperatura. Los valores teóricos a los que debería ocurrir el máximo del rojo para cada rejilla se listan en la tabla IV.

Tabla IV. Temperaturas ideales para SHG determinadas teóricamente para cada rejilla. La tercera columna es la periodicidad considerando la expansión térmica correspondiente a cada temperatura listada.

$\Lambda_{25^\circ\text{C}}$ nominal ( $\mu\text{m}$ )	T teórica ( $^\circ\text{C}$ )	$\Lambda_{\text{expandida}}$ ( $\mu\text{m}$ )
14.5	138.3	14.528
14.4	164.9	14.434
14.3	191.1	14.341
14.2	216.8	14.248
14.1	242.0	14.154

De las tablas III y IV vemos que en todos los casos hay un corrimiento de la temperatura óptima experimental respecto de la teórica.

En la figura 50 se compara gráficamente la curva de sintonización por temperatura con los datos experimentales mostrados en la segunda y tercera columnas de la tabla III. Vemos que la gráfica de dispersión sigue el mismo patrón que la curva sólida, pero no yace sobre ella. Sin embargo, si nos fijamos en una temperatura, digamos  $167.9^\circ\text{C}$ , la predicción teórica arroja un valor entre 14.5 y  $14.4 \mu\text{m}$ , de hecho el cálculo da un valor de  $14.424 \mu\text{m}$ , que difiere de los  $14.535 \mu\text{m}$  mostrados en la tabla por  $\sim 0.1$  micras. Lo mismo ocurre con las demás rejillas, aunque la discrepancia tiende a reducirse para las temperaturas más altas.

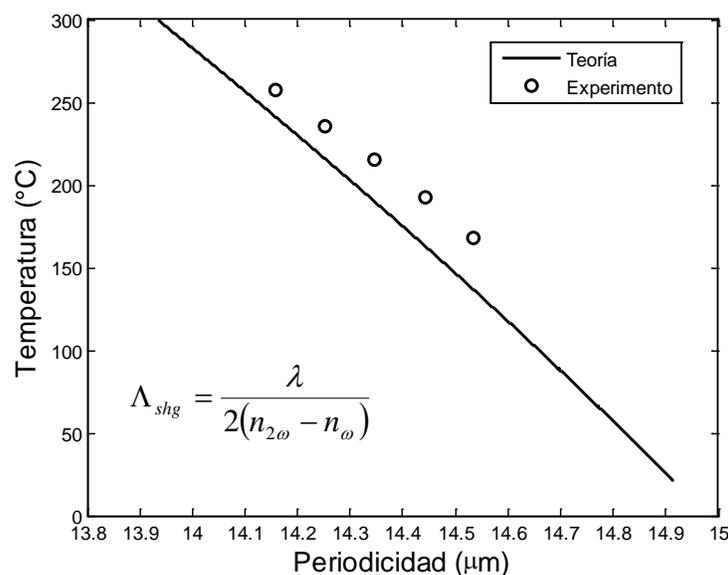


Figura 50. Curva de sintonización por temperatura para SHG versus datos experimentales.

El haz rojo es visible aun con el  $Q$  –  $switch$  apagado, pero la intensidad media se multiplica por 15 cuando el láser se opera pulsado. Con el disco giratorio funcionando podemos tener picos de unos 42 W de la frecuencia fundamental y la correspondiente potencia pico del segundo armónico, calculada según (64), es de 3.2 W, siendo pesimistas y suponiendo que el área de interacción a la entrada y a la salida del cristal es el doble de la que se tiene en el punto medio de éste. Luego, la eficiencia calculada como la razón entre estos dos valores pico es de 7.7%. Podemos calcularla también usando las potencias medias en lugar de las potencias pico. En este caso, tomando en cuenta que la duración del pulso infrarrojo es de 90 ns y la frecuencia de repetición es de 3.59 kHz, la potencia media es de 13.6 mW. Para el segundo armónico la duración del pulso es de 50 ns y la tasa de repetición es también de 3.59 kHz, así que la potencia media correspondiente a 3.2 W pico es de 574 μW. La eficiencia en este caso es de 4.2%. La máxima potencia media que se pudo medir, en la rejilla de periodicidad nominal 14.3 μm, fueron 300 μW lo que nos da una eficiencia de 2.2 %, no muy lejano a lo calculado teóricamente. No encontramos diferencia significativa con las demás rejillas; el rojo es prácticamente igual de intenso en

todas ellas, aunque existen regiones dentro de cada una en las que la intensidad cae notoriamente, revelando que ahí la inversión de dominios no fue perfecta.

Determinamos también la forma como varía la intensidad del segundo armónico en función de la temperatura en una de las rejillas y encontramos un comportamiento que guarda similitud con una  $Sinc^2$ , como se previó en las secciones II.7.2 y III.2.1. Sin embargo, como puede observarse en la figura 51, la forma de la gráfica es asimétrica; esto puede deberse, quizá, a que la distribución de temperaturas no es homogénea en toda la muestra de PPLT, a que en una misma rejilla se tiene en realidad una distribución de periodicidades en lugar de una única, a que el tercer armónico se empieza a hacer presente cerca de la temperatura óptima para el rojo o a algún efecto no considerado en los supuestos en los que se basa nuestro modelo matemático. En la figura 51 b) nótese que en realidad la función  $Sinc^2$  es adimensional y es una medida de qué tan lejos se está del QPM perfecto y por esa razón el eje vertical es etiquetado como “eficiencia”, mientras que la 51 a) es el resultado de una medición directa y por eso la escala vertical excede la unidad además de que puede tener alguna unidad de medida.

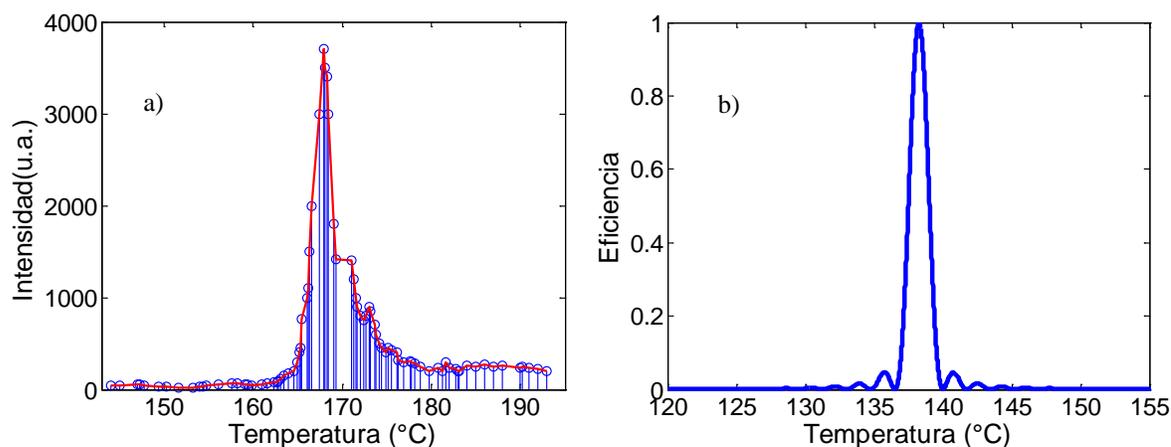


Figura 51. Progreso del segundo armónico como resultado de la variación de temperatura en el cristal. a) Resultado experimental para la rejilla de periodicidad nominal 14.5  $\mu\text{m}$ . b) Resultado teórico para la misma rejilla, considerando la expansión a 138.3  $^{\circ}\text{C}$ . Nótese el corrimiento en temperatura del pico.

El ancho a la mitad de la altura de la curva teórica en la figura 51 es de  $1.5\text{ }^{\circ}\text{C}$  y en la experimental es de  $\sim 2.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ ; esto significa que desviándonos tan sólo  $1.25$  grados de la temperatura óptima la intensidad se reduce en  $50\%$ . El ancho de  $2.5\text{ }^{\circ}\text{C}$  corresponde a una longitud de interacción efectiva de  $2\text{ cm}$  del cristal, que es  $57\%$  de los  $3.5\text{ cm}$  grabados en la mascarilla.

### V.1.2 Tercer armónico

Mientras que la potencia del rojo depende del cuadrado de la potencia del infrarrojo y puede detectarse el haz aún sin el *Q-switch*, el azul depende del cubo de esa potencia, por lo que el modo pulsado se vuelve más crítico en la generación y detección del tercer armónico. De hecho, sin el *Q-switch* no fue posible detectar en absoluto el azul, pero con éste de inmediato aparece con toda claridad la línea centrada en 447 nm, justo donde se esperaba. En la figura 52 pueden verse los espectros del azul y del rojo, este último muy atenuado por un filtro que casi lo elimina y nos deja (casi) sólo con el azul. Para 42 W pico del haz a 1342 nm, la potencia media del azul debe ser del orden del microwatt y debería ser claramente visible a ojo, sin embargo a ojo apenas fue perceptible.

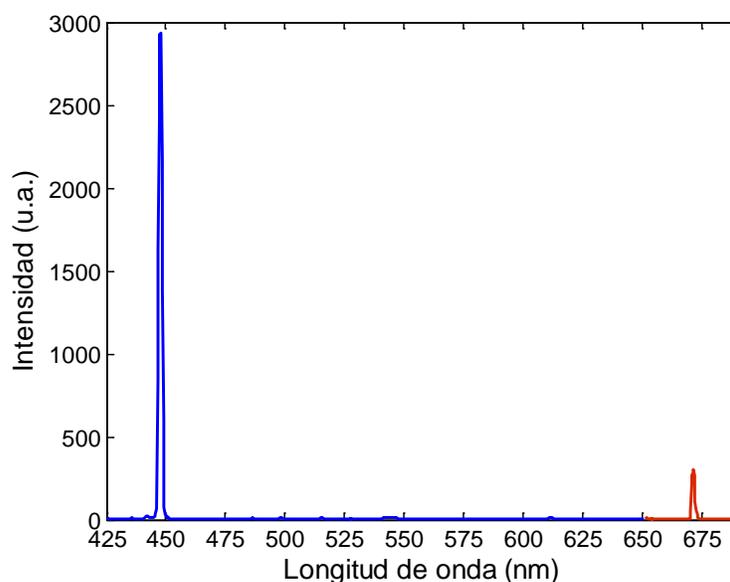


Figura 52. Espectro del tercer armónico centrado en 447 nm. El segundo armónico es atenuado por el filtro azul y por eso parece de menor intensidad.

El tercer armónico pudo detectarse en las cinco rejillas y se hizo un barrido en temperaturas para observar el comportamiento de la eficiencia de conversión. Las intensidades fueron medidas como número de “cuentas” en un espectrómetro. Los resultados se resumen gráficamente en las figuras 53 a), b), c), d) y e).

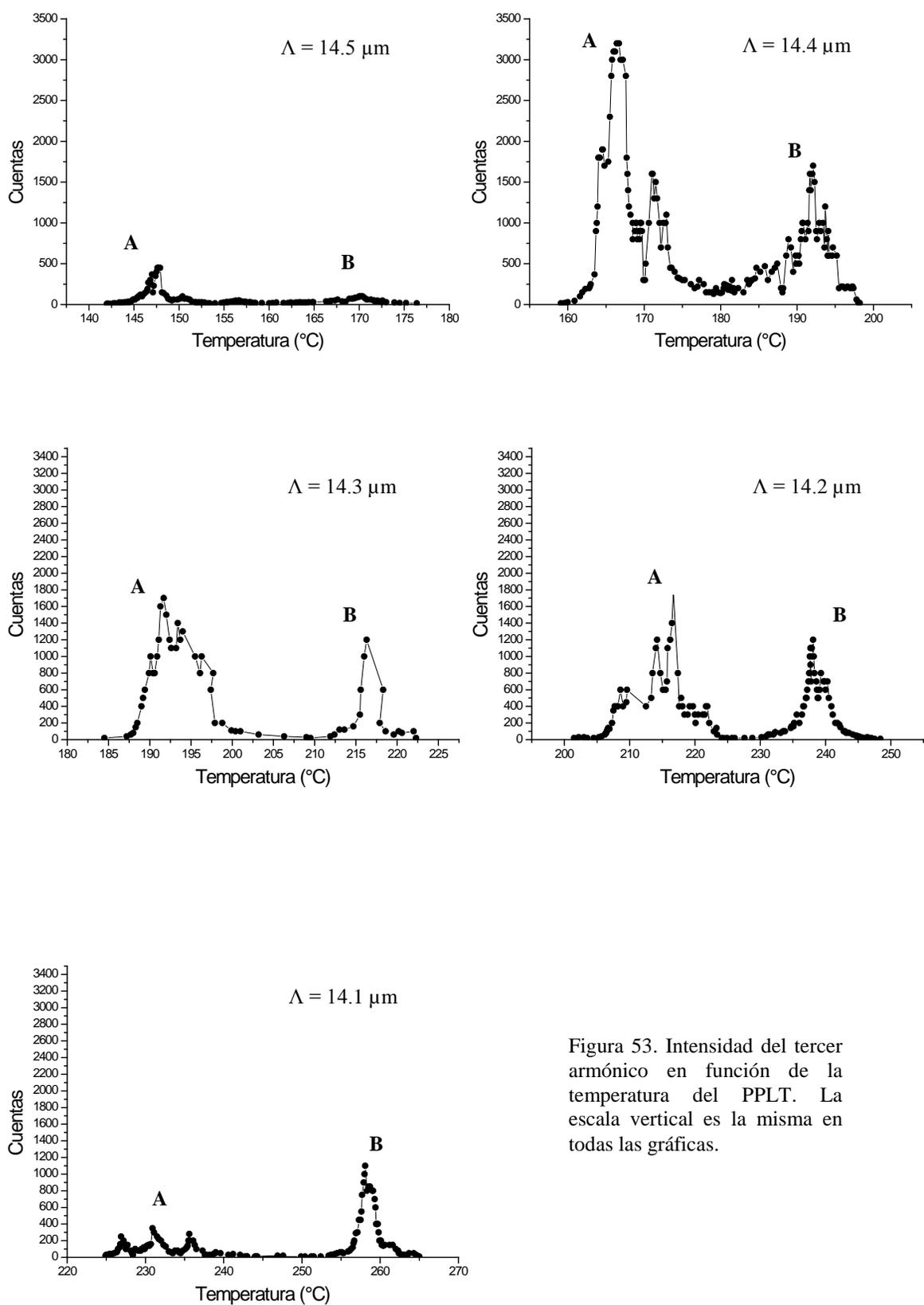


Figura 53. Intensidad del tercer armónico en función de la temperatura del PPLT. La escala vertical es la misma en todas las gráficas.

En todas las gráficas se observa que hay dos máximos principales A y B [salvo en la e) que presenta tres picos de casi la misma intensidad] y en cada caso el segundo de ellos corresponde más o menos a las temperaturas a las que experimentalmente ocurre el máximo del rojo, mientras que el primer máximo es cercano a las temperaturas teóricas de la tabla IV. Véase la tabla V en donde se listan los valores de temperaturas teóricas y experimentales para la generación del rojo y experimentales para la generación del azul. El pico etiquetado como B en las gráficas lo explicamos por la presencia de una gran cantidad de fotones del segundo armónico, algunos de los cuales logran sumarse con la onda fundamental aun cuando no se tenga la condición ideal para la conversión hacia al azul. La condición ideal, de acuerdo a la teoría, es una y sólo una en la que la periodicidad, temperatura y longitud de onda están bien definidas y son tales que procuran la mayor participación posible de fotones del rojo que se suman con los fotones del infrarrojo. La condición de cuasiempatamiento de fases depende críticamente del valor exacto de los índices de refracción de todas las ondas que interactúan, por lo que un error de  $10^{-4}$  en el índice puede cambiar apreciablemente la periodicidad y/o temperatura a la cual se debe ver el efecto de la generación simultánea de segundo y tercer armónicos. Si no se tiene exactamente la terna adecuada ( $\lambda$ ,  $\Lambda$ ,  $T$ ) la conversión no es la más eficiente posible, pero puede de todas formas producirse, así que es de esperar que teniendo mucho rojo algo de azul pueda ser extraído. A partir de la ecuación de Sellmeier (59) la periodicidad calculada fue de  $14.235 \mu\text{m}$  y la temperatura fue de  $220.06 \text{ }^\circ\text{C}$  para una longitud de onda de  $1342 \text{ nm}$ . La mejor conversión hacia el tercer armónico la encontramos en la rejilla que nominalmente es de  $14.4 \text{ micras}$  y con una temperatura de  $166.4 \text{ }^\circ\text{C}$ . Es posible que la condición ideal se encuentre en algún punto a la izquierda de los picos etiquetados como B, y de ahí que registremos otro máximo en cada una de las gráficas.

Tabla V. Temperaturas teóricas y experimentales para la generación del segundo armónico (columnas 2 y 3) y temperaturas experimentales para los picos A y B de la figura 53 para el tercer armónico en cada una de las rejillas.

$\Lambda_{25^\circ\text{C}}$ nominal ( $\mu\text{m}$ )	$T_{\text{SHG}}$ teórica ( $^\circ\text{C}$ )	$T_{\text{SHG}}$ experimental ( $^\circ\text{C}$ )	$T_{\text{THG A}}$ ( $^\circ\text{C}$ )	$T_{\text{THG B}}$ ( $^\circ\text{C}$ )
14.5	138.3	167.9	147.7	170.2
14.4	164.9	192.5	166.4	192.1
14.3	191.1	215.3	191.7	216.3
14.2	216.8	235.9	216.7	238.1
14.1	242.0	257.2	235.6	258.1

Los pulsos del haz azul no fueron suficientemente intensos como para poder medir su duración, pero ésta debe ser menor que los 50 ns de los pulsos del rojo. Tomemos este valor sólo para hacer una estimación de la potencia media que se genera de azul. Para picos de unos 42 W de la frecuencia fundamental con el  $Q$  – *switch* encendido, la correspondiente potencia pico del tercer armónico, calculada según (66), bajo condiciones ideales de temperatura y periodicidad, es de 59 mW. Con una tasa de repetición de 3.59 kHz, la potencia media debe ser a lo más de 10.6  $\mu\text{W}$  y la eficiencia de 0.08%. Como la potencia del tercer armónico es una función cúbica de la potencia del infrarrojo, la eficiencia debe incrementarse de forma cuadrática a medida que el haz a 1342 nm se hace más intenso.

## V.2 Pruebas intracavidad

Las altas potencias que circulan dentro la cavidad resonante del láser (fácilmente arriba de la centena de watt) pueden ser aprovechadas para generar eficientemente el azul, como se mostró en la sección III.2.2 y éste era uno de los propósitos de este trabajo. Sin embargo, no fue posible conseguir la oscilación del láser con el cristal dentro del resonador.

Las pérdidas internas o las debidas al espejo acoplador que típicamente se tienen en un láser son del orden de 1 a 4%, de manera que si las pérdidas introducidas por el medio no lineal son de este orden en una cavidad con un acoplador de más de 99% de reflectancia

como el usado, podemos esperar que se produzca el laseo y la conversión hacia los dos armónicos.

Las pérdidas que el PPLT produce las atribuimos principalmente a dos razones: el espesor del cristal y las reflexiones en las caras de entrada y salida.

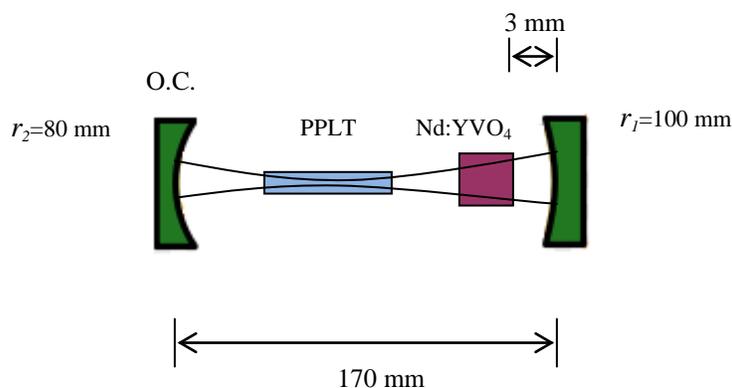


Figura 54. PPLT intracavidad.

La introducción del PPLT en la cavidad láser (figura 54) aumenta el radio de la cintura  $W_0$  de 98 a 120  $\mu\text{m}$  para la misma distancia de 170 mm entre espejos que se mostró en la figura 36 y obliga a ampliar la longitud de la cavidad para reducir el tamaño de la cintura. En principio, podría pensarse que si ésta es de 240  $\mu\text{m}$  de diámetro cabría en el medio milímetro (o 500  $\mu\text{m}$ ) de espesor del cristal sin ningún problema; sin embargo, este tamaño del haz corresponde al valor  $1/e^2$  de la intensidad y sólo contiene el 86 % de la potencia total transmitida, suponiendo que el modo fuera perfectamente gaussiano (que seguramente no es así porque la temperatura del Nd:YVO<sub>4</sub>, que es fuertemente bombeado, altera la calidad del modo). Más aún, a medida que el haz se propaga diverge de manera natural y para cuando el área de la sección transversal (donde todavía se considera “enfocado”) es el doble de la correspondiente a la de la cintura, el radio se incrementa en un factor de  $\sqrt{2}$ , es decir, se vuelve  $120\sqrt{2}$   $\mu\text{m}$ . La irradiancia de un haz gaussiano de radio  $W$  a una distancia  $r$  del eje está dada por (Saleh, 1991)

$$I = I_0 \exp\left(-2r^2/W^2\right), \quad (74)$$

con  $I_0$  constante.

La potencia contenida en un círculo de radio  $r$  se obtiene al integrar la distribución de irradiancia desde 0 hasta  $r$ :

$$P = P_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{W^2}\right) \right], \quad (75)$$

donde  $P_0 = \frac{1}{2} \pi I_0 W_0^2$ .

Así, la fracción de la potencia transmitida a través de un círculo de diámetro  $2r = 0.5$  mm es

$$\frac{P}{P_0} = 1 - \exp\left[-\frac{2(250\mu m)^2}{(120\sqrt{2}\mu m)^2}\right] = 0.987.$$

Entonces, 1.3% del haz queda cortado y las pérdidas totalizan 2.6% en un viaje de ida y vuelta, tan sólo por efecto del espesor del cristal.

Para espejos de radios de curvatura de 100 y 80 mm el límite de estabilidad (sin el PPLT adentro) está en  $100 + 80 = 180$  mm de separación entre los espejos. Para reducir tanto como se quiera el diámetro del haz y asegurarnos de que el tamaño sea tal que entre sin problema en el PPLT, la cavidad se puede ampliar, pero eso trae consigo el problema de tener que trabajar en el límite de estabilidad, lo que dificulta considerablemente conseguir el laseo. Este problema puede resolverse si se usa un cristal de 1 mm de espesor en lugar del de 0.5 mm.

La reflexión de Fresnel para el tantalato de litio es de 13% por cada cara del cristal, lo que representa pérdidas muy grandes para la cavidad. Se procuró reducirlas con el depósito de películas antirreflejantes de fluoruro de magnesio ( $n \approx 1.38$  para  $\lambda = 1.342$  nm) en cada una; la reflectancia mínima que teóricamente se puede lograr con este material es de ~0.4% por cara. Para un solo paso por ambas esto es ~0.8% , es decir, 1.6% en un viaje de ida y vuelta, pero puede reducirse aún más si en lugar de  $MgF_2$  usamos fluoruro de itrio ( $YF_3$ ), con el que podemos lograr reflectancias de 0.02% por cara.

### V.3 Conclusiones

- Demostramos teórica y experimentalmente que puede usarse la línea de emisión de 1342 nm de un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> para fabricar una fuente dual de 671 nm (rojo) y 447 nm (azul) en un cristal de LiTaO<sub>3</sub> por cuasiempatamiento de fases. Mostramos que la emisión en rojo (segundo armónico) puede obtenerse por cuasiempatamiento de fases de primer orden y la emisión en azul (tercer armónico) puede obtenerse triplicando la frecuencia del láser a través de un proceso de suma de frecuencias entre la onda fundamental y su segundo armónico.
- Hicimos un análisis teórico de los procesos de conversión hacia el rojo y el azul y mostramos que debe ser posible obtener una fuente dual eficiente con altas potencias de salida de ambos armónicos. Mostramos matemáticamente que para obtener una alta eficiencia de conversión hacia el azul es necesario acertar a los valores adecuados de los parámetros de periodicidad, temperatura y longitud de onda, con tolerancias estrictas de milésimas de micra, centésimas de grado centígrado y centésimas de nanómetro, respectivamente.
- Construimos un láser de Nd:YVO<sub>4</sub> a 1342 nm bombeado longitudinalmente del que pudimos extraer más de 300 mW de infrarrojo e hicimos un *Q* – *switch* con el que obtuvimos pulsos de 90 ns con una tasa de repetición de 3.59 kHz y energía por pulso de 4.2 μJ en una cavidad de 37 mm de longitud.
- Se microestructuró un cristal de tantalato de litio con cinco rejillas de periodicidades 14.1, 14.2, 14.3, 14.4 y 14.5 micras que permitieron la generación simultánea de luz roja y azul por medio de la técnica de cuasiempatamiento de fases.
- Experimentalmente, fue posible detectar emisión a 447 nm en todas las rejillas con el cristal extracavidad y el láser operado en modo pulsado con *Q* – *switch*. Aunque no exactamente a la temperatura predicha por la teoría ( $T = 220.06$  °C para  $\Lambda = 14.235$  μm), sí se obtuvo el tercer armónico a una temperatura cercana y en la rejilla esperada ( $T = 216.7$  °C y  $\Lambda = 14.2$  μm nominales). Sin embargo, la rejilla más eficiente no fue ésta sino la de 14.4 μm a una temperatura de 166.4 °C.

- Fue posible ver a ojo ambos armónicos a pesar de que la potencia extraída del láser no fue muy alta.
- Para incrementar la potencia de salida del azul obtenido experimentalmente queda aún trabajo por hacer, intentando obtener laseo con el PPLT intracavidad para aprovechar el hecho de que la intensidad dentro de la cavidad puede ser mucho mayor que afuera y que la potencia del azul es una función cúbica de la potencia del infrarrojo. La consecución del laseo puede facilitarse, por un lado, usando un cristal de 1 mm de espesor en lugar del de 0.5 mm empleado, lo que ayudaría a que una mayor porción del haz de bombeo pase a través del cristal, y por otro lado, usando películas antirreflejantes de fluoruro de itrio en lugar de fluoruro de magnesio para minimizar las pérdidas por reflexión en las caras del cristal.
- Para el arreglo extracavidad, la eficiencia puede incrementarse determinando experimentalmente la reflectancia óptima del espejo acoplador necesario para obtener la mayor potencia posible del infrarrojo y explorando otras posibles arquitecturas del láser.

## Referencias

- Barboza, N.A. y Cudney, R.S. (2009). *Improved Sellmeier equation for congruently grown lithium tantalate*. *Appl Phys B*. 95(3): 453 – 458.
- Barwood, G.P, Edwards, C.S., Gill, P., Klein, H.A., Rowley, W.R. (1993). *Development of diode and fibre laser sources for a Sr<sup>+</sup> trapped ion optical frequency standard*. *Proc. SPIE*, 1837: 271 – 277.
- Beverini, N., Maccioni, E., Strumia, F., Godone, A., Novero, C. (1996). *Frequency doubled laser diodes: Application to Mg and Ca atomic frequency standards*. *Laser Phys.*, 6(2): 231 – 236.
- Boyd, R.W. (2003). *Nonlinear Optics*. Academic Press. Segunda edición. San Diego, Ca. 578 pp.
- BRIGHTER, proyecto (abril de 2008). <http://www.ist-brighter.eu/publi.htm>. Unión Europea.
- Crystech, *Laser Properties of Nd:YVO<sub>4</sub>* (junio de 2009) <http://www.crystech.com/products/crystals/lasercrystals/NdYVO4.htm>, QingDao, China.
- Davis, C.C. (1996). *Lasers and Electro-Optics. Fundamentals and Engineering*. Cambridge University Press. Primera edición. Cambridge. 720 pp.
- DiDomenico, M. J. y Wemple, S. H. (1969). *Oxygen-Octahedra Ferroelectrics. I. Theory of Electro-optical and Nonlinear optical Effects*. *J. Appl. Phys.*, 40(2):720 – 734.
- Fejer, M.M., Magel, G.A., Jundt, D.H., Byer, R.L. (1992). *Quasi-Phase-Matched Second Harmonic Generation: Tuning and Tolerances*. *IEEE J. of Quantum Electronics*. 28(11): 2631 – 2654.
- Houe, M. y Townsend, P.D. (1995). *An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation*. *J. Phys. D*. 28(9): 1747 – 1763.
- Kim, Y.S. y Smith, R.T. (1969). *Thermal Expansion of Lithium Tantalate and Lithium Niobate Single Crystals*. *J. Appl. Phys.*, 40(11): 4637 – 4641.

- Miller, G.D. (1998). *Periodically poled lithium niobate: Modeling, fabrication, and nonlinear-optical performance*. Tesis de doctorado. Universidad de Stanford, Ca. 82 pp.
- Moosmüller, H. y Vance, J. D. (1997). *Sum-frequency generation of continuous-wave sodium D<sub>2</sub> resonance radiation*. *Opt. Lett.*, 22(15): 1135 – 1137.
- Nikogosyan, D.N. (2005). *Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey*. Springer. Primera edición. New York. 427 pp.
- Pruneri, V., Koch, R., Kazansky, P.G., Clarkson, W.A., Russell, P.S.J., Hanna, D. C. (1995). *49 mW of cw blue light generated by first order quasi – phase – matched frequency doubling of a diode pumped 946nm Nd:YAG laser*. *Opt. Lett.* 20(23): 2375 – 2377.
- Risk, W.P., Gosnell, T.R., Nurmikko, A.V. (2003). *Compact Blue-Green Lasers*. Cambridge University Press. Cambridge, U.K.
- Robles Agudo, M. (2005). *Generación Simultánea de Segundo y Tercer armónicos mediante Cuasi- empataamiento de Fases*. Tesis de maestría, CICESE. Ensenada, B.C. 82 pp.
- Robles Agudo, M., Cudney, R.S., Ríos, L. A. (2006). *RGB source based on simultaneous quasi-phasematched second and third harmonic generation in periodically poled lithium niobate*, *Opt. Express* 14(22): 10663 – 10668.
- Saleh, B.E.A. y Teich, M.C. (1991). *Fundamentals of Photonics*. John Wiley. Primera edición. New York. 966 pp.
- Shur, V. Y. (2006). *Kinetics of ferroelectric domains: Application of general approach to LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>*. *Journal of Materials Science* 41(1): 199 – 210.
- Siegman, A.E. (1986). *Lasers*. University Science Books. Primera edición. Mill Valley, Ca. 1283 pp.
- Svelto, O. (1998). *Principles of Lasers*. Springer. Cuarta edición. New York. 604 pp.
- Trainor, G.L. (1990). *DNA sequencing, automation and the human genome*. *Anal. Chem.* 62(5): 418 – 426.

Zernike, F. y Midwinter, J.E. (1973). *Applied Nonlinear Optics*. Dover Publications. Primera edición. New York. 197 pp.

## Apéndice A

### Fabricación de la mascarilla

En la figura 54 se esquematiza el arreglo empleado para fabricar las mascarillas. Un haz láser de 532 nm es limpiado y expandido por medio de un filtro espacial  $F_1$  y dirigido hacia una rendija de abertura variable formada por dos navajas que se abren o se cierran por medio de un motor a pasos micrométrico controlado por una computadora. La rendija es uniformemente iluminada por el haz expandido que pasa primero por una lente  $L_1$  que colecta la luz y la concentra sobre las navajas. La simetría del patrón de difracción formado por la abertura es usada para verificar que las navajas se encuentren perfectamente paralelas y el espaciamiento entre los máximos se usa para determinar el tamaño de la rendija y calibrar el sistema. La lente  $L_2$  forma la imagen de la rendija sobre película holográfica sujeta a una platina traslacional que se desplaza vertical y horizontalmente con dos motores a pasos controlados también por computadora. Un obturador que también se controla con la computadora permite o bloquea el paso del haz hacia la rendija. Cuando el obturador se abre se graba una línea en la película, luego el obturador se cierra y la platina se desplaza horizontalmente una distancia igual a la periodicidad deseada, y así sucesivamente, hasta tener una rejilla de alguna longitud predeterminada con algunos miles de líneas. Luego la platina regresa a la posición de origen y se desplaza verticalmente para grabar la siguiente rejilla. La resolución en el desplazamiento de la platina es de 100 nm, de manera que la incertidumbre asociada es de 50 nm.

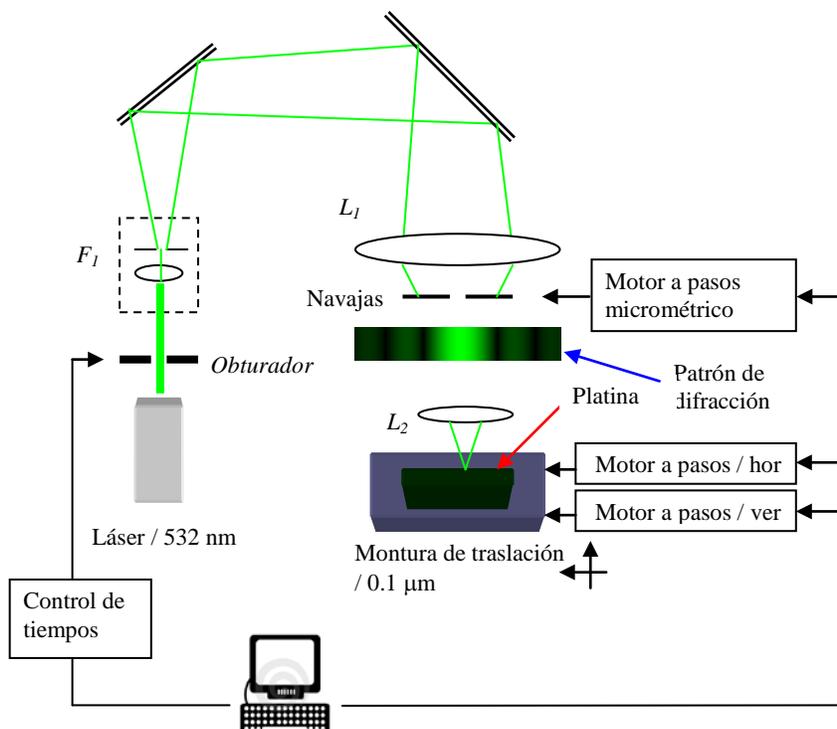


Figura 55. Arreglo para la grabación de las mascarillas. La resolución de la montura de traslación es de 0.1 micras.

## Apéndice B

### QPM de orden superior y ciclo de trabajo

Consideremos el caso particular de la generación del segundo armónico en una estructura de dominios ferroeléctricos periódicos y veamos cuál es el efecto de cambiar el ciclo de trabajo y el orden del cuasiempatamiento.

Comencemos por ver cómo afecta el orden del cuasiempatamiento a la intensidad del segundo armónico. Sean  $m$  el orden,  $L$  la longitud del cristal,  $l_c$  la longitud de coherencia y  $N$  el número de dominios (figura 55). Es claro que el número de dominios es

$$N = \frac{L}{ml_c}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (76)$$

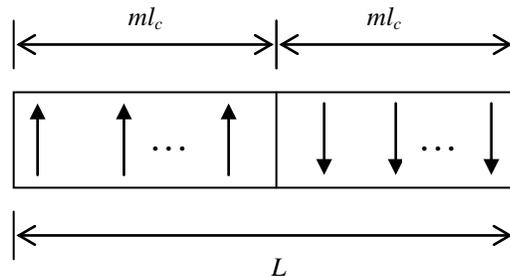


Figura 56. Estructura periódica en la que la inversión de la polarización espontánea se hace no cada longitud de coherencia  $l_c$ , sino cada  $ml_c$ .

En la ecuación (62) tenemos

$$E_{2\omega} = Ni\alpha \left( \frac{2}{\pi} \right) d_{ef} l_c,$$

por lo tanto, usando (76) en la ecuación anterior llegamos a que

$$E_{2\omega} = i\alpha \left( \frac{2}{m\pi} \right) d_{ef} L. \quad (77)$$

Como la irradiancia es  $I_j = n_j \frac{|E_j|^2}{2Z_0}$ , con  $j = \omega$  o  $2\omega$ , y la constante  $\alpha$  es

$$\alpha = i \frac{\omega}{cn_{2\omega}} E_\omega^2, \text{ resulta que}$$

$$I_{2\omega} = \frac{2\omega^2 Z_0}{c^2 n_{2\omega} n_\omega^2} I_\omega^2 \left( \frac{2}{m\pi} d_{ef} \right)^2 L^2. \quad (78)$$

Luego, aunque es posible lograr QPM con órdenes superiores al primero, la irradiancia decrece en función del orden como  $1/m^2$ .

Ahora veamos qué ocurre si los dominios con  $\mathbf{P}_s$  apuntando en un sentido no son del mismo tamaño que los dominios con  $\mathbf{P}_s$  apuntando en el contrario, como se ilustra en la figura 56. Supongamos además que  $N$  es el número total de dominios y hay tantas regiones “ $+d$ ” como regiones “ $-d$ ”.

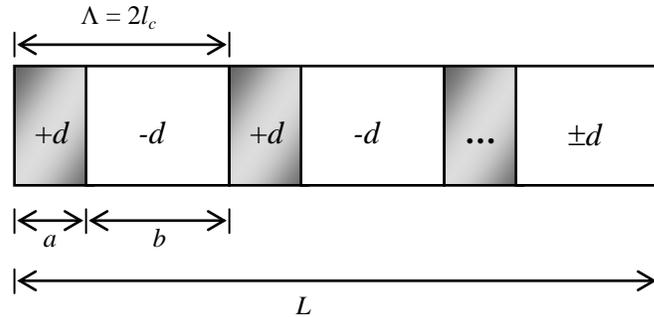


Figura 57. Estructura de dominios ferroeléctricos de tamaños distintos.

De las ecuaciones acopladas para SHG tomemos la (41) que describe la variación del segundo armónico (con la  $\Delta k$  sin el subíndice “shg”, sólo para abreviar la notación):

$$\frac{dE_{2\omega}}{dz} = i \frac{\omega}{cn_{2\omega}} d_{ef} E_\omega^2 e^{i\Delta kz},$$

con  $d_{ef} = +d$  para los dominios de tamaño  $a$  y  $d_{ef} = -d$  para los de tamaño  $b$ .

La amplitud del campo eléctrico en una sola región de tamaño  $a$  (por ejemplo, la primera que se observa en la figura) la encontramos integrando la ecuación anterior, suponiendo que  $E_\omega \approx cte$ , de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} E_{2\omega}^+ &= i \frac{\omega}{cn_{2\omega}} dE_\omega^2 \int_0^a e^{i\Delta k z} dz \\ &= \frac{\omega}{cn_{2\omega}} dE_\omega^2 \frac{1}{\Delta k} [e^{i\Delta ka} - 1]. \end{aligned}$$

La contribución total al campo eléctrico  $E_{2\omega}^+$  de todos los  $N/2$  dominios “+d” es entonces simplemente

$$E_{2\omega TOTAL}^+ = \left(\frac{N}{2}\right) \frac{\omega}{cn_{2\omega}} dE_\omega^2 \frac{1}{\Delta k} [e^{i\Delta ka} - 1]. \quad (79)$$

Para una sola región “-d” de tamaño  $b$  (como el segundo dominio ilustrado en la figura 56) el campo se calcula de manera similar, simplemente cambiando los límites de integración, desde  $z = a$  hasta  $z = a + b$ :

$$\begin{aligned} E_{2\omega}^- &= -i \frac{\omega}{cn_{2\omega}} dE_\omega^2 \int_a^{a+b} e^{i\Delta k z} dz \\ &= \frac{\omega}{cn_{2\omega}} dE_\omega^2 \frac{1}{\Delta k} e^{i\Delta ka} [1 - e^{i\Delta kb}]. \end{aligned}$$

Para los  $N/2$  dominios “-d” la contribución total al campo  $E_{2\omega}^-$  es

$$E_{2\omega TOTAL}^- = \left(\frac{N}{2}\right) \frac{\omega}{cn_{2\omega}} dE_\omega^2 \frac{1}{\Delta k} e^{i\Delta ka} [1 - e^{i\Delta kb}]. \quad (80)$$

El campo resultante a la salida del cristal de longitud  $L$  con  $N$  dominios es entonces

$$\begin{aligned}
E_{2\omega} &= E_{2\omega TOTAL}^+ + E_{2\omega TOTAL}^- \\
&= \left(\frac{N}{2}\right) \frac{\omega}{cn_{2\omega}} dE_{\omega}^2 \frac{1}{\Delta k} \left[ e^{i\Delta ka} - 1 + e^{i\Delta ka} (1 - e^{i\Delta kb}) \right],
\end{aligned}$$

pero como  $a + b = 2l_c \Rightarrow b = 2l_c - a$ . Substituimos esto en la última expresión:

$$E_{2\omega} = \left(\frac{N}{2}\right) \frac{\omega}{cn_{2\omega}} dE_{\omega}^2 \frac{1}{\Delta k} \left[ e^{i\Delta ka} - 1 + e^{i\Delta ka} (1 - e^{i\Delta k(2l_c)} e^{-i\Delta ka}) \right], \quad (81)$$

y como  $l_c = \pi/\Delta k$  resulta que  $e^{i\Delta k(2l_c)} = e^{2\pi i} = 1$ ,

$$\Rightarrow E_{2\omega} = N \frac{\omega}{cn_{2\omega}} dE_{\omega}^2 \frac{1}{\Delta k} [e^{i\Delta ka} - 1]. \quad (82)$$

Finalmente calculamos la irradiancia como  $I_j = n_j \frac{|E_j|^2}{2Z_0} = \frac{n_j}{2Z_0} E_j E_j^*$ :

$$\begin{aligned}
I_{2\omega} &= \frac{n_{2\omega}}{2Z_0} \left[ N \frac{\omega}{cn_{2\omega}} dE_{\omega}^2 \frac{1}{\Delta k} \right]^2 (e^{i\Delta ka} - 1)(e^{-i\Delta ka} - 1) \\
I_{2\omega} &= \frac{n_{2\omega}}{2Z_0} \left[ N \frac{\omega}{cn_{2\omega}} d \left( \frac{2Z_0}{n_{\omega}} I_{\omega} \right) \frac{1}{\Delta k} \right]^2 (e^{i\Delta ka} - 1)(e^{-i\Delta ka} - 1) \\
&= N^2 \frac{2\omega^2 Z_0}{c^2 n_{2\omega} n_{\omega}^2} d^2 I_{\omega}^2 \left[ \frac{1}{\Delta k} \right]^2 2ie^{i\Delta ka/2} \frac{e^{i\Delta ka/2} - e^{-i\Delta ka/2}}{2i} \cdot 2ie^{-i\Delta ka/2} \frac{e^{-i\Delta ka/2} - e^{i\Delta ka/2}}{2i} \\
&= N^2 \frac{2\omega^2 Z_0}{c^2 n_{2\omega} n_{\omega}^2} d^2 I_{\omega}^2 \left[ \frac{2}{\Delta k} \right]^2 \text{Sen}^2(\Delta ka/2). \quad (83)
\end{aligned}$$

Usamos otra vez el hecho de que  $\Delta k = \pi/l_c$  y obtenemos que

$$I_{2\omega} = N^2 \frac{2\omega^2 Z_0}{c^2 n_{2\omega} n_{\omega}^2} d^2 I_{\omega}^2 l_c^2 \left( \frac{2}{\pi} \right)^2 \text{Sen}^2\left(a\pi/2l_c\right),$$

pero como  $2l_c = a + b$  y  $Nl_c = L$ ,

$$I_{2\omega} = \frac{2\omega^2 Z_0}{c^2 n_{2\omega} n_\omega^2} d^2 I_\omega^2 L^2 \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \text{Sen}^2\left(\pi \frac{a}{a+b}\right). \quad (84)$$

El cociente  $D = \frac{a}{a+b}$  es conocido como *ciclo de trabajo* y vemos que cuando éste es 0.5, es decir, cuando los dominios “+d” son del mismo tamaño que los dominios “-d” se tiene la mayor intensidad posible.

Si en el análisis anterior consideramos el orden del cuasiempatamiento el argumento de la función senoidal cambia un poco (pero de manera importante) para incorporar el valor de  $m$ . En este caso tenemos que la periodicidad es  $2ml_c = a + b$ , o en términos del desempatamiento de fases  $\Delta k$ ,  $2ml_c = \frac{2m\pi}{\Delta k}$ . Así, en la ecuación (83) la función senoidal se convierte en

$$\text{Sen}^2\left(\frac{\Delta k a}{2}\right) = \text{Sen}^2\left(\frac{m\pi}{ml_c} \cdot \frac{a}{2}\right) = \text{Sen}^2\left(m\pi \frac{a}{a+b}\right). \quad (85)$$

Lo anterior tiene una implicación importante: si el orden del QPM es par,  $a$  y  $b$  no pueden ser iguales o de lo contrario (85) sería cero. Para segundo orden, las longitudes de los dominios podrían ser, por ejemplo,  $a = l_c$  y  $b = 3l_c$ .

Llegamos así a las siguientes conclusiones:

- 1) La mayor eficiencia se obtiene con un ciclo de trabajo de 0.5.
- 2) Un ciclo de trabajo de 0.5 impide que el orden del QPM sea par.
- 3) Si se usa el primer orden para SHG, el siguiente orden que puede usarse para THG es el tercero.

Estas son las razones por las que en el trabajo presentado tratamos de generar el segundo y tercer armónicos usando QPM de órdenes 1 y 3, respectivamente.