CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS EN ÓPTICA

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN LÁSER DE Nd:YVO4 CONTINUO BOMBEADO LONGITUDINALMENTE POR UN DIODO LÁSER.

TESIS

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

Presenta:

ALBERTO CAMPOS ZATARAIN

Ensenada, Baja California, México, Noviembre de 2004.

TA 1705 (35

*

BIBLIOTECA CICESE

TESIS DEFENDIDA POR

Alberto Campos Zatarain

Y APROBADA POR EL SIGUIENTE COMITÉ

Dr. Roger Sean Oudney Buenq Director del Comité

such

· Dr. Anatolii Khomenko Filátova

Miembro del Comité

Dr. Eugenio Méndez Méndez

Miembro del Comité

Dr. Oscar Sosa Nishizaki

Miembro del Comité

Dr. Pedro Negrete Regagnon

Coordinador del programa de Posgrado en Óptica

Dr. Federico Graef Ziehl Director de Estudios de Posgrado

19 de Noviembre del 2004.



CENTRO DE INVESTIGACIÓN CIENTÍFICA Y DE EDUCACIÓN SUPERIOR DE ENSENADA



PROGRAMA DE POSGRADO EN CIENCIAS

EN ÓPTICA

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN LÁSER DE Nd:YVO₄ CONTINUO BOMBEADO LONGITUDINALMENTE POR UN DIODO LÁSER.

TESIS

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

Presenta:

ALBERTO CAMPOS ZATARAIN

Ensenada, Baja California, México, Noviembre de 2004.

RESUMEN de la tesis de **Alberto Campos Zatarain**, presentada como requisito parcial para la obtención del grado de MAESTRO EN CIENCIAS EN ÓPTICA. Ensenada, Baja California. Noviembre de 2004.

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN LÁSER DE Nd:YVO₄ CONTINUO BOMBEADO LONGITUDINALMENTE POR UN DIODO LÁSER.

Resumen aprobado por:

Dr. Roger Sean Cudney Bueno Director de Tesis

El presente trabajo de tesis presenta tanto el diseño teórico como el desarrollo experimental de un láser de Nd:YVO₄, que emite a 1.064 µm de longitud de onda, bombeado longitudinalmente por un diodo láser. Para caracterizar el láser se midió la potencia de salida, la eficiencia-pendiente, el ancho de línea, factor M^2 , la estabilidad en la potencia de salida así como el tiempo de estabilización. El prototipo desarrollado cuenta con características similares o superiores a la de láseres comerciales, pero a un menor costo de fabricación que estos.

Se obtuvo una potencia de salida de 510 mW utilizando un bombeo de 1.1 W con una eficiencia de conversión óptica-óptica del 46 %, la cual supera la eficiencia de conversión reportada por otros grupos de trabajo; el ancho de línea del láser es aproximadamente de 0.1 nm; el factor M^2 del haz fue de 1.1 sobre un eje (horizontal) mientras que para el otro eje (vertical) fue de 1.6; valores muy cercanos a los que debe tener un láser que emita en un modo gaussiano perfecto, $M^2 = 1.0$. El tiempo que tarda el láser en estabilizarse después de se ser encendido (fluctuaciones de intensidad menores al 5%) es menor a los 20 segundos, y después de una hora de encendido presenta una excelente estabilidad en potencia, con variaciones menores al 0.08 % rms; esta estabilidad es mucho mejor a la que presentan muchos equipos comerciales.

También se presentan en esta tesis descripciones de experimentos realizados con este láser, como la generación del segundo armónico mediante la introducción a la cavidad de un cristal no lineal y la producción de pulsos cortos mediante "Q-switching" pasivo utilizando un elemento absorbedor saturable intracavidad (Cr:YAG).

Palabras clave: Láser de Nd:YVO₄ bombeado longitudinalmente por diodo, Modelo dependiente del espacio, Factor M^2 , Reflectancia óptima.

ABSTRACT of the thesis presented by **Alberto Campos Zatarain** as a partial requirement to obtain the MASTER OF SCIENCE degree in OPTICS. Ensenada, Baja California, Mexico. November 2004.

DESIGN AND CONSTRUCTION OF A Nd:YVO₄ CONTINUOUS LASER LONGITUDINALLY PUMPED BY A LASER DIODE.

Abstract approved by:

Roger Sean Oudney Bueno Director of Thesis

This thesis presents the theoretical design and the experimental development of a λ =1,064 µm Nd:YVO4 laser longitudinally pumped by a laser diode. In order to characterize the laser, the output power, slope- efficiency, linewidth, M^2 factor, output power stability and the power-stabilization time were measured. The prototype has similar or superior characteristics than a few commercial lasers, but at a smaller cost. An output power of 510 mW was obtained using 1.1 W of pump power, with pump-to-signal slope efficiency of 46 %, which surpasses the efficiency reported by other groups; the FWHM linewidth of the laser is approximately 0.1 nm; the beam has an M^2 of 1.1 along the horizontal axis and 1.6 along the vertical axis; these values are very near the values of a perfect Gaussian mode, $M^2 = 1.0$. The time it takes for the laser to stabilize after to turning it on (intensity fluctuations less than 5%) is less than 20 seconds, and after one hour of turning on it presents an excellent power stability, with power fluctuations around 0.08 % rms; this stability is far better than that of many commercial equipments. In addition, descriptions of experiments made with this laser appear in this thesis, such as the second harmonic generation using a nonlinear crystal inside the cavity and the production of short pulses by means of "passive Q-switching" using an intracavity saturable absorber (Cr:YAG).

Keywords: A Nd:YVO₄ laser longitudinally pumped by a diode, Space dependent model, M^2 factor, Optimum reflectivity.

A MIS PADRES A MIS HERMANAS

DEDICATORIAS

A mis padres, **María del Carmen** y **Manuel Alberto**, de los cuales me siento muy orgulloso, solamente puedo expresarles mi gratitud y amor por todo el esfuerzo y sacrificios realizados para que yo lograra llegar hasta aquí, gracias por apoyarme en cada momento bueno o difícil de mi vida y disculpen por todas las veces que los haya ofendido o hecho sentir mal con cualquiera de mis actos.

A mis hermanas, **Claudia**, **Karla** y **Lorena**, a pesar del distanciamiento que existe entre nosotros, quiero que sepan que son parte muy importante en mi vida, las quiero a cada una de ustedes,

A mis amigos, **Omar**, **Daniel**, **Karina**, **Mirna**, **Marisol**, **Roberto**, **Gabriela**, **Gina**, **Fernanda**, **Alma y Nadia** gracias por los buenos momentos, así como por los consejos y regaños que me han brindado durante muchos años, sin los cuales no hubiese llegado a esta etapa de mi vida.

A ti **Edith,** con la cual he compartido la culminación de esta etapa de mi vida, gracias por los buenos momentos, así como por el apoyo que me has ofrecido.

A los buenos amigos que he encontrado en CICESE, Milka, Minerva, Karina, Rodger, Adriana, Fabián, Luis, Gina, Víctor, Erick, Maria Luisa, Carlos, Alfredo y Noemí, gracias por haberme brindado su amistad durante estos tres años.

A ti Ixel, por haber sido parte de este logro, gracias.

Y a todas aquellas personas que en algún momento han formado parte de mi vida.

AGRADECIEMIENTOS

Al **Dr. Roger Sean Cudney** por todos sus consejos, tanto académicos como personales, por toda la paciencia que me tuvo, por todo el apoyo que me brindó durante estos 2 años para poder llevar a buen fin este proyecto, y finalmente, lo más importante, por enseñarme que las cosas siempre se pueden hacer un poco mejor.

Al **Dr, Raúl Rangel Rojo** por todo el apoyo teórico que me brindó durante la elaboración de ésta tesis, sin el cual, no hubiese sido posible la culminación de la misma.

Al **Ing. Humberto Fabián Alonso Cordero** por su amistad y todo el apoyo técnico y moral que me ofreció durante estos dos años.

A los doctores Anatolii Khomenko Filátova, Eugenio Méndez Méndez y Oscar Sosa Nishizaki por formar parte del comité de tesis, así como, por sus valiosas correcciones hechas a este trabajo.

A los doctores Víctor Ruiz Cortés, Heriberto Márquez Becerra, Diana Tentori Santacruz y Alma Georgina Navarrete Alcalá por sus aportaciones hechas durante el presente trabajo.

A todo el personal académico, técnico y administrativo del Departamento de Óptica.

Al **Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología** (CONACYT), por su apoyo económico a través de la beca de maestría 164686.

Al **Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada** por darme la oportunidad de estudiar en su posgrado.

CONTENIDO

Página

I. INTRODUCCION 1
<i>1.1. Objetivo</i>
<i>I.2. Justificación</i> 3
I.3. Organización de la tesis 4
II. FUNCIONAMIENTO DEL LASER
II.1 Radiación Atómica
<i>II.2 Funcionamiento del láser</i>
II.3 Cavidades Ópticas Resonantes
II.4 Propiedades espaciales del haz láser
II.4.1 Modos Gaussianos
II.4.2 Modos transversales v Factor M^2
II.5 Matriz ABCD
II.5.1 Representación matricial de la óptica geométrica
II.6 Esquemas de Bombeo
IL.6.1 Bombeo por láser.
II.6.1.1 Diodos láser
II.6.1.2 Bombeo Longitudinal 32
II 7 Ecuaciones de razón 33
II 8 Generación de segundo armónico 44
III. EL CRISTAL Nd:YVO4
III 1 Láseres de estado sólido 49
III.? Características físicas y ónticas del Nd:YVO. v Nd:YAG 49
IV. ANÁLISIS TEÓRICO Y ARREGLO EXPERIMENTAL
IV.1 Introducción
IV.2 Análisis teórico
IV.2.1 Potencia de umbral y Potencia de salida del láser
IV.2.2 Diseño de la cavidad
IV.3 Generación de segundo armónico
IV.4 Diseño a desarrollar
V. RESULTADOS Y ANÁLISIS
<i>V.1 Introducción</i>
V.2 Caracterización del diodo láser
V.3 Evaluación del diseño
V.3.1 Obtención de la reflectancia óptima y de las pérdidas pasivas de la
cavidad por método experimental
V.3.2 Evaluación de la cavidad

CONTENIDO (continuación)

Página

95

98

V.3.3 Calidad del haz; ancho de línea, modo transversal y factor M^2	81
V.3.4 Estabilidad del láser	87
V.4 Generación de fenómenos intracavidad	89
V.4.1 Generación del segundo armónico	89
V.4.2 <i>Q</i> - Switching	91

.

VI. CONCLUCIONES

BIBLIOGRAFIA

FER DE INC MID	
APR 22 2085	
BIBLIOTECA CICESE	

LISTA DE FIGURAS

Figura	Descripción	Página
1	Interacción de la luz con la materia: a) Absorción de un fotón, b) Emisión espontánea de un fotón, c) Emisión estimulada de un fotón	7
	101011	/
2	Amplificador con retroalimentación positiva	9
3	Incremento en el flujo de fotones F para una onda plana viajando una distancia dz a través del material	10
4	Retroalimentación óptica	12
5	Modos longitudinales de la cavidad resonante	15
6	Geometría de una cavidad de espejos esféricos	16
7	Perfil Gaussiano	17
8	Distribución de intensidad para algunos haces Hermite-Gausianos	19
9	Factor de calidad M^2	20
10	Propagación de un rayo de luz a través del espacio libre	22
11	Modificación de un haz gaussiano por un elemento óptico	25
12	Proceso de inversión de población	26
13	Esquemas para láseres de tres y cuatro niveles	27
14	Estructura básica de un diodo emisor de luz láser	30
15	Potencia y longitud de onda del diodo en función de la temperatura	31
16	Divergencia del haz emitido por un diodo láser	32
17	Configuraciones típicas para un bombeo longitudinal: a) bombeo sencillo en una cavidad plano-cóncava, b) doble bombeo para un láser de anillo, y c) doble bombeo para una cavidad lineal tipo z	33

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura	Descripción	Página
18	Sistema ideal de cuatro niveles	34
19	Absorción del bombeo por parte del cristal	35
20	Comportamiento de la inversión de población y del número de fotones en función de la tasa de bombeo	41
21	Potencia de segundo armónico como función de $\Delta kL/2$	46
22	Haz gaussiano enfocado dentro del cristal	48
23	Curva de absorción del Nd:YVO ₄ : <i>(a)</i> dopaje al 0.5 % , <i>(b)</i> dopaje al 3.0 %	51
24	Absorción del bombeo en el cristal	56
25	Absorción de la potencia de bombeo en función de la longitud del cristal.	57
26	Potencia de umbral en función de la reflectividad	58
27	Potencia de salida en función de la reflectancia del espejo acoplador	59
28	Curva de eficiencia para diferentes reflectividades	59
29	Cavidad plano-cóncava	61
30	Modos de la cavidad resonante	62
31	Potencia del haz generado a 532 nm en función del haz que incide sobre el cristal a una longitud de onda de 1064 nm	68
32	Arreglo a utilizar para obtener luz a 1064 nm	70
33	Arreglo para generar luz a 532 nm	71
34	Potencia de salida del diodo en función de la temperatura	73

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura	Descripción	9708 E 040
35	Corrimiento en el espectro de emisión del diodo debido al cambio de temperatura de operación del diodo	Página 73
36	Arreglo experimental para medir variaciones en la absorción del cristal	74
37	Remanentes del bombeo después del cristal en función del corrimiento del espectro de emisión del diodo láser debidos al cambio de temperatura.	74
38	Arreglo para determinar la reflectancia óptima del espejo acoplador	76
39	Potencia de salida en función de las variaciones angulares	77
40	Potencia de salida del láser en función de la potencia de bombeo para 2 reflectividades del espejo acoplador	79
41	Arreglo para medir el ancho de banda de emisión del láser	81
42	Ancho de banda del haz emitido	42
43	Reducción del espectro de emisión: (a) Niobato de litio, (b) Vidrio	82
44	Arreglo utilizado para medir el factor M^2	83
45	Imagen del modo: (a) bidimensional, (b) tridimensional	84
46	Imágenes ajustadas: (a) bidimensional (b) tridimensional	85
47	M^2 del modo	85
48	Estabilidad en la potencia de salida del láser	87
49	Frecuencia y porcentaje de las variaciones en la potencia del láser	87

LISTA DE FIGURAS (continuación)

Figura	Descripción	Página
50	Tiempo de estabilización del láser	88
51	Montaje para la generación del segundo armónico	90
52	Pulsos cortos obtenidos: (a) duración del pulso (b) repetición de los pulsos	93

vii

LISTA DE TABLAS

Tabla	Descripción	Página
Ι	Propiedades ópticas y físicas del Nd:YAG y Nd:YVO ₄	50
II	Características físicas y ópticas del cristal utilizado	55
III	Características físicas y ópticas del cristal KTP utilizado	66

NOMENCLATURA

h	Constante de Planck
ν	Frecuencia
E_i	Nivel <i>i</i> de energía
N_i	Población del nivel i
dn _i /dt	Tasa de cambio en la población del nivel i
t	Tiempo
τ_{sp}, τ	Tiempo de vida de la emisión espontánea o tiempo de vida de la fluorescencia
A	Coeficiente de Einstain
W	Tasa de emisión estimulada
σ	Sección transversal del material
F	Flujo
S	Sección trasversal del haz
dF	Cambio en el número de fotones
Z	Distancia
l	Longitud del medio activo
R	Reflectancia del espejo
L_i	Perdidas internas por paso de la cavidad
N_c	Inversión crítica
γi	Perdidas logarítmicas del espejo i
γ	Perdidas logarítmicas de la cavidad
k	Número de onda
С	Velocidad de la luz
n	Índice de refracción del medio
π	Pi
q	Número de modos en la cavidad
A_0	Amplitud del haz gaussiano
Ι	Intensidad del haz gaussiano
R_c	Radio de curvatura

NOMENCLATURA (continuación)

ϕ	Fase longitudinal
W	Ancho del haz gaussiano
w ₀	Cintura del haz gaussiano
Z_R	Distancia de Rayleigh
θ	Divergencia del haz gaussiano
M^2	Factor de calidad del haz gaussiano
A,B,C,D	Coeficientes de la matriz ABCD
g_1, g_2	Parámetros de la cavidad
Μ	Equivalente de la matriz ABCD
f	Foco de una lente
L	Tamaño de la cavidad láser
τ_c	Tiempo de vida del fotón en la cavidad
P_{out}^{\max}	Potencia máxima teórica de salida del láser
Le	Longitud óptica de la cavidad
В	Tasa de transiciones estimuladas por fotón
V_a	Volumen del modo en el medio activo
V	Volumen del modo en la cavidad
R_p	Tasa de bombeo
I_p	Intensidad de bombeo
P_{pi}	Potencia de bombeo incidente
r	Radio del haz
W_p	Cintura del haz de bombeo
v_p	Frecuencia del bombeo
α	Coeficiente de absorción a la longitud de bombeo
P_{th}	Potencia de umbral
N_{0}	Población en estado estable
ϕ_0	Número de fotones dentro de la cavidad en estado estable
x	Razón entre la tasa de bombeo y la tasa de bombeo umbral

NOMENCLATURA (continuación)

P_{out}	Potencia de salida del láser
I_s	Intensidad de saturación
λ_0	Longitud de onda del láser
λ_p	Longitud de onda del bombeo
P	Polarización del medio
X	Susceptibilidad del medio
ω	Frecuencia angular
no	Índice de refracción ordinario
n _e	Índice de refracción extraordinario
η	Eficiencia
θ_B	Ángulo de Brewster
R_F	Reflectancia de Fresnel
R_o	Reflectancia óptima
rms	Valor medio cuadrático
${\mathcal E}_0$	Permitividad del vacío
frep	Frecuencia de repetición.
P_{abs}	Potencia absorbida en el medio

CAPÍTULO I INTRODUCCIÓN

La palabra LASER es el acrónimo para "Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation" (amplificación de luz por emisión estimulada de radiación), y describe un dispositivo que genera radiación con propiedades especiales. El primer láser data de 1960, el cual fue construido por Theodore H. Maiman, a base de una varilla de rubí sintético y activado por un destello de luz (Shimoda, 1984).

Debido a las características del haz o rayo de luz generado, tales como su intensidad, poca divergencia comparada con la de otras fuentes de luz, grado de coherencia y finalmente, luz de una sola frecuencia (monocromática), el láser se ha convertido en un dispositivo de mucha utilidad en la vida moderna; las aplicaciones de la luz láser son casi ilimitadas, comprendiendo desde aplicaciones para el entretenimiento hasta complejas aplicaciones militares.

Por citar algunos ejemplos, en medicina mediante haces de luz de diámetros muy pequeños del orden de micras así como de muy alta intensidad es posible cortar y cauterizar tejidos en fracción de segundos sin dañar el tejido sano circundante. El láser es un elemento muy importante en la industria, ya que se puede calentar, fundir o vaporizar materiales de una forma muy precisa. Finalmente, una de las aplicaciones con mayor auge es en el área de las comunicaciones, ya que es posible contar con canales de información con mayor capacidad y velocidad de transferencia de datos. Existe una gran diversidad de tipos de láseres, por ejemplo, láseres de gas, de pigmento, de semiconductor y de estado sólido. Estos últimos han tenido un gran auge, en especial aquellos que son bombeados por diodo láser, debido a que presentan un diseño más compacto, menor costo de fabricación, gran eficiencia de conversión de potencia eléctrica a potencia óptica, mayor tiempo de vida (los diodos de bombeo tienen un tiempo de vida de alrededor de 10,000 horas), así como alta potencia de emisión.

Los principales exponentes de este tipo de láseres son los basados en cristales de Nd:YAG (Granate de aluminio e ytrio dopado con neodimio). El neodimio se comporta como una impureza en un cristal de otro compuesto con iones de aproximadamente el mismo tamaño, el YAG ($Y_3AL_5O_{12}$), un cristal sintético. El dopaje con neodimio se realiza en concentraciones del orden de 10^{20} átomos por cm^3 de cristal. La emisión láser del Nd-YAG se produce en el infrarrojo, a 1064 nm, con un ancho de línea de unos 0.60 nm. Estos láseres pueden ser bombeados por lámparas de destello o por diodos láser; el utilizar diodos láser provoca tener sistemas más compactos y relativamente más baratos.

En fechas recientes los láseres de Nd:YAG están siendo reemplazados por sistemas más eficientes que utilizan cristales como el Nd:YVO₄ o Nd:KGW.

El cristal de Nd:YVO₄ presenta tres principales ventajas sobre el cristal de Nd:YAG:

 Tiene un mayor coeficiente de absorción que el Nd:YAG a la longitud de onda de bombeo, lo cual se refleja en sistemas más compactos.

- El ancho de banda de absorción a la longitud de onda del bombeo es de 3 a 6 veces más grande que el del Nd:YAG, haciéndolo menos sensible a cambios en la longitud de onda del bombeo.
- La sección transversal de emisión es de 2 a 6 veces más grande que la del Nd:YAG lo cual favorece en tener un láser más eficiente en cuanto a la conversión de potencia eléctrica a óptica.

I.1 Objetivo

El objetivo del presente trabajo es el diseño y construcción de un láser de Nd:YVO₄ continuo bombeado longitudinalmente por un diodo láser con las siguientes características:

- Eficiencia de conversión de radiación absorbida a radiación emitida ("slope efficiency") mayor al 30 %.
- Potencia mínima de emisión de 0.5 Watts
- Perfil espacial del haz modo TEM₀₀ (haz gaussiano perfecto).
- Emisión monocromática o emisión a una sola longitud de onda (1064 nm).

I.2 Justificación.

Muchos de los experimentos de óptica no-lineal que se realizan dentro del proyecto al cual está asociado esta tesis requieren una fuente altamente monocromática, intensa y de buena calidad espacial a la longitud de onda de 1064 nm, tanto para la generación óptica paramétrica como para el semillado de otros láseres (Orozco, 2003).

I.3 Organización de la tesis.

La presente tesis se organiza de la siguiente forma:

En el capítulo II se presentan los fundamentos teóricos sobre láseres tales como la interacción de la luz con la materia, el principio de operación del láser, el diseño de cavidades, los esquemas de bombeo, las características del haz emitido, los sistemas de corrección de divergencia del haz de bombeo, así como una pequeña introducción a fenómenos no lineales.

En el capítulo III se muestran las características físicas y propiedades ópticas del cristal a utilizar así como una breve comparación entre los cristales de Nd:YAG y Nd:YVO₄.

En el capítulo IV se desarrolla el análisis teórico pertinente a los objetivos previamente descritos, que incluye el cálculo de la potencia de umbral y de salida del láser, la obtención de las reflectancias óptimas de los espejos que forman la cavidad láser, la longitud de la cavidad, el número de modos longitudinales que pueden oscilar dentro de la cavidad, así como el diseño del arreglo experimental a utilizar.

En el capítulo V se describe el arreglo experimental implementado, los elementos ópticos que se emplearon en función de la tarea que realizarán y las limitantes del arreglo utilizado; de igual manera se muestran los resultados de cada uno de los experimentos.

También en el capitulo V se explican los procedimientos necesarios para la generación de segundo armónico utilizando un cristal KTP, así como el procedimiento para pasar de un régimen continuo del láser a un régimen pulsado utilizando un cristal

Cr⁴⁺:YAG; se realiza una evaluación de dichos fenómenos así como una recomendación para el mejoramiento de tales fenómenos.

Finalmente, en el capítulo VI se presentan las conclusiones respecto al trabajo realizado.

CAPÍTULO II FUNCIONAMIENTO DEL LÁSER

II.1 Radiación Atómica

La materia está compuesta por átomos, iones o moléculas en los cuales existen niveles discretos de energía; cada uno de estos niveles puede interactuar con la radiación electromagnética que incide sobre la materia.

El láser explota tres fenómenos naturales los cuales ocurren cuando una onda electromagnética interactúa con un material, llamados *emisión espontánea*, *emisión estimulada* y *absorción*. Esta interacción provoca la absorción o emisión de un fotón; en el primer caso, un fotón incidente de igual energía a la separación entre 2 niveles de energía (Verdeyen, 1995),

$$h\nu_0 = E_2 - E_1, \tag{1}$$

donde *h* es la constante de Planck y v_0 es la frecuencia central del fotón incidente, provoca que un átomo que se encuentra en un estado que tiene una energía E₁ sea excitado a un estado con energía E₂ provocando de tal manera la extinción de un fotón (figura 1a). En el segundo caso se presentan dos fenómenos, el de emisión espontánea y el de emisión estimulada. En el primero, supongamos que tenemos un átomo en un nivel excitado $|2\rangle$, por relajación del sistema el átomo tiende a volver a su estado original $|1\rangle$ provocando que el sistema libere esta diferencia de energía en forma de un fotón (figura 1b); en el segundo caso de igual manera tenemos un átomo en un nivel excitado, solamente que en este caso tenemos un fotón incidente; éste provocará que el átomo decaiga al nivel $|1\rangle$ liberando la energía en forma de un fotón con las mismas características que el fotón incidente, tales como su momento lineal y energía (figura 1c).



Figura 1. Interacción de la luz con la materia: (a) Absorción de un fotón, (b) Emisión espontánea de un fotón, (c) Emisión estimulada de un fotón.

Sea N_i el número de átomos o moléculas por unidad de volumen que a un tiempo tocupan el nivel de energía i. A esta cantidad se le conoce como la población del nivel i.

En el caso de emisión espontánea, la razón de decaimiento del nivel $|2\rangle$ está dada por (Svelto, 1998)

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{sp} = -AN_2.$$
 (2)

El coeficiente A es una constante positiva llamada la razón de emisión espontánea o el coeficiente A de Einstein. La cantidad $\tau_{sp} = 1/A$ es el tiempo de vida de la emisión espontánea.

La emisión estimulada es descrita por la siguiente ecuación

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{st} = -W_{21}N_2\,,\tag{3}$$

donde $(dN_2/dt)_{st}$ es la tasa a la cual la transición 2 \rightarrow 1 ocurre como resultado de la emisión estimulada y W_{21} es la probabilidad de que ocurra una transición estimulada; de igual manera que el coeficiente A, W_{21} también tiene unidades de (tiempo)⁻¹. W_{21} no sólo depende de una transición en particular sino también de la intensidad de la onda electromagnética incidente, de tal manera que

$$W_{21} = \sigma_{21} F \,, \tag{4}$$

siendo F el flujo de fotones de la onda electromagnética y σ_{21} es la sección transversal de emisión estimulada, las cuales tienen unidades de fotones/cm²·s y cm², respectivamente.

De igual manera existe una tasa de absorción de fotones para el nivel $|1\rangle$, la cual es descrita por

$$\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_a = -W_{12}N_1,\tag{5}$$

donde $(dN_1/dt)_a$ es la tasa de transiciones 1 \rightarrow 2 debidas a la absorción y N_1 es la población del nivel $|1\rangle$; para este caso podemos escribir que

$$W_{12} = \sigma_{12}F$$
, (6)

siendo $\sigma_{\scriptscriptstyle 12}$ la sección transversal de absorción.

Einstein demostró a principios del siglo pasado que si dos sistemas son no degenerados, tendremos que $W_{12} = W_{21}$, esto quiere decir que para un flujo de fotones dado

existe la misma probabilidad de que un fotón sea absorbido o emitido, por lo tanto $\sigma_{21} = \sigma_{12}$ (Svelto, 1998).

Finalmente, la emisión estimulada permite la creación de un fotón:

- 1. Con la misma energía del fotón incidente.
- 2. Con la misma polarización del fotón incidente.
- 3. Con la misma dirección de propagación del fotón incidente.
- 4. Con la misma fase del fotón incidente.

II.2 Funcionamiento del láser

El láser es un oscilador óptico; un oscilador consta de un amplificador cuya salida es retroalimentada en la entrada conservando la misma fase (Fig. 2).



Figura 2. Amplificador con retroalimentación positiva.

En la ausencia de cualquier señal de entrada en el amplificador, la salida será inexistente, por lo tanto no existirá una señal retroalimentada. Sin embargo, ésta es una situación inestable ya que la presencia en la entrada de una pequeña cantidad de ruido, el cual contenga frecuencias que estén dentro del ancho de banda del amplificador, es casi inevitable; este pequeño ruido al ser amplificado podría iniciar el proceso de oscilación.

El proceso de oscilación consiste en que parte de la señal a la salida del amplificador es retroalimentada hacia la entrada, donde ésta a su vez nuevamente experimentará una amplificación, así el proceso continuará indefinidamente hasta que se logre tener una alta potencia a la salida del amplificador. La saturación de la ganancia del amplificador limitará el crecimiento de la señal; el sistema alcanzará un estado estable en el cual la señal a la salida será creada a la frecuencia de resonancia del amplificador (Saleh y Teich, 1991).

En el caso del láser, consideremos dos niveles de energía 1 y 2 de un material dado, y sean N_1 y N_2 las poblaciones en cada uno de estos niveles. Si una onda plana con un flujo de fotones F viaja en la dirección z del material, como se muestra en la figura 3,



Figura 3. Incremento en el flujo de fotones F para una onda plana viajando una distancia dz a través del material.

existirá un cambio diferencial dF en el flujo de fotones a lo largo de un diferencial de longitud dz del material; esto es debido a los procesos de absorción y emisión estimulada ocurridos dentro del volumen de la región sombreada, *Sdz*.

Si definimos S como el área de la sección transversal del haz, el cambio en el número de fotones F que entran y salen del volumen sombreado por unidad de tiempo será SdF. Ahora, si consideramos que cada proceso estimulado crea un fotón mientras que cada proceso de absorción remueve un fotón, SdF debe de ser igual a la diferencia entre los fotones creados por la emisión estimulada y los removidos por la absorción dentro del volumen sombreado; de esta manera utilizando las ecuaciones (3) y (5) podemos escribir que:

$$SdF_{emision} = -\left(\frac{dN_2}{dt}\right)Sdz = W_{21}N_2Sdz$$
⁽⁷⁾

$$SdF_{absorción} = -\left(\frac{dN_1}{dt}\right)Sdz = -W_{12}N_1Sdz \quad \therefore \tag{8}$$

$$SdF = W_{21}N_2Sdz - W_{12}N_1Sdz . (9)$$

Sustituyendo (4) y (6) en la ecuación anterior tendremos que

$$SdF = F\sigma_{21}N_2(Sdz) - F\sigma_{12}N_1(Sdz).$$
(10)

Tomando en cuenta que tanto la sección transversal de absorción como la de emisión tienen el mismo valor, obtenemos que

$$dF = \sigma_{21} F[N_2 - N_1] dz, \qquad (11)$$

de donde es fácil observar que el material actuará como un amplificador si $N_2 > N_1$.

Para lograr un oscilador óptico a partir de un amplificador es necesario introducir una retroalimentación positiva, la cual se obtiene colocando el medio amplificador entre dos espejos paralelos entre sí, como se muestra en la figura 4.



Figura 4. Retroalimentación óptica.

Supongamos que una onda plana viaja dentro de la cavidad en dirección paralela a la normal de los espejos, cada vez que la onda pase a través del material activo será amplificada; ahora bien, si uno de los dos espejos es parcialmente transparente, se obtendrá un haz a través de este espejo. El espejo parcialmente transparente recibe el nombre de espejo acoplador o espejo de salida.

Al igual que cualquier oscilador, en el láser es necesario que se alcance cierta condición de umbral o disparo, la cual se da cuando la ganancia del medio activo compensa exactamente las pérdidas del láser, por ejemplo, las pérdidas debidas a la transmitancia del espejo acoplador. De la ecuación (11), la ganancia por paso en el material activo es $\exp\{\sigma[N_2 - N_1]l\}$, donde $\sigma_{21} = \sigma$, y l es la longitud del medio activo.

Si definimos como F el flujo de fotones evaluado justamente después del espejo 1, mostrado en la figura 4, F' como el flujo de fotones evaluado exactamente en el mismo lugar pero después de haber recorrido un viaje de ida y vuelta completo, R_1 y R_2 como las reflectancias de los espejos 1 y 2, y finalmente a L_i como las pérdidas internas por cada paso, entonces tendremos que $F' = R_1 R_2 (1-L_i)^2 \exp\{2\sigma[N_2 - N_1]l\}$. En la condición de umbral se tiene que F' = F, por lo que $R_1 R_2 (1-L_i)^2 \exp\{2\sigma[N_2 - N_1]l\} = 1$.

La ecuación anterior nos muestra que el umbral es alcanzado cuando la inversión de población $N=N_2-N_1$ alcanza un valor crítico, llamado *inversión crítica*, dada por

$$N_c = -\frac{\left[\ln R_1 R_2 + 2\ln(1 - L_i)\right]}{2\sigma l}.$$
(12)

Definiendo

$$\gamma_1 = -\ln R_1, \qquad (13.1)$$

$$\gamma_2 = -\ln R_2,$$
 (13.2)

$$\gamma_i = -\ln(1 - L_1), \tag{13.3}$$

$$\gamma = \gamma_i + \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{2}, \qquad (13.4)$$

tenemos que

$$N_c = \frac{\gamma}{\sigma l},\tag{14}$$

donde γ son las pérdidas logarítmicas por paso en la cavidad.

Una vez que la inversión de población compensa las pérdidas de la cavidad, la oscilación empezará a partir de la emisión espontánea.

La inversión de población se puede alcanzar mediante la interacción del material con una onda electromagnética con la suficiente energía para llevar los átomos del nivel $|1\rangle$

al nivel $|2\rangle$ o bien mediante una descarga eléctrica; este proceso recibe el nombre de bombeo y será explicado con más detalle en la sección II.6.

II.3 Cavidades Ópticas Resonantes

La cavidad es una parte integral del láser, no sólo porque provee una retroalimentación, sino porque también influye en la frecuencia de emisión del láser.

La forma más sencilla de construir una cavidad óptica o resonador, es colocando 2 espejos planos paralelos de muy alta reflectancia a los lados del medio activo, tal y como lo muestra la figura 4, separados una distancia *L*; a esta configuración se le conoce como **resonador Fabry-Perot**.

El viajar a través del medio activo introduce en la onda un corrimiento de fase por unidad de longitud igual al número de onda k, de tal manera que

$$k = \frac{2\pi n \nu}{c},\tag{15}$$

donde c es la velocidad de la luz , v es la frecuencia de la onda que viaja dentro de la cavidad y n el índice de refracción del medio.

El resonador soporta sólo aquellas frecuencias cuyo periodo sea un submúltiplo entero de la longitud de la cavidad; esto es debido a que solamente así habrá interferencia constructiva entre reflexiones sucesivas.

Para un resonador sin medio activo, el corrimiento de fase es $k2L = 4\pi vL/c = q2\pi$ (Saleh y Teich, 1991), donde q determina el número de modos permitidos en la cavidad. De la ecuación anterior podemos obtener que las frecuencias que soporta la cavidad están dadas por

$$v_q = q v_f, \qquad q = 1, 2, \dots,$$
 (16)

donde $v_f = c/2L$ es el espaciamiento entre modos. A estas frecuencias v_q se les conoce como **modos longitudinales** de la cavidad (Fig. 5).



Figura 5. Modos longitudinales de la cavidad resonante.

Desde el punto de vista de la óptica geométrica la configuración con espejos planos es altamente sensible a errores de alineación, vibraciones, así como a cambios de temperatura; si los espejos no son perfectamente paralelos entre sí, los rayos de luz al reflejarse entre los espejos experimentarán una secuencia de desplazamientos laterales que eventualmente causará que salgan del resonador. Ahora, si consideramos la luz como una onda electromagnética, la configuración con espejos planos presenta altas pérdidas por difracción. Debido a las razones anteriores se utiliza un resonador con espejos esféricos, el cual proporciona una configuración más estable para el confinamiento de la luz. Un resonador de espejos esféricos es construido a base de dos espejos con radios de curvatura R_1 y R_2 separados por una distancia L (Fig. 6).



Figura 6. Geometría de una cavidad de espejos esféricos.

El centro de los espejos define el eje óptico (eje z), alrededor del cual el sistema presenta una simetría radial. Cada uno de los espejos puede ser cóncavo (R>0) o convexo (R<0). El resonador de espejos planos es un caso especial para el cual $R_1 = R_2 = \infty$.

Para que se dé un buen confinamiento es necesario cumplir con la ecuación (Siegman, 1986)

$$0 \le g_1 g_2 \le 1,\tag{17}$$

la cual se conoce como condición de confinamiento, donde $g_1 = 1 - L/R_1$ y $g_2 = 1 - L/R_2$.

II.4 Propiedades espaciales del haz láser.

II.4.1 Modos Gaussianos.

Generalmente, un láser emite de forma natural haces con un perfil transversal gaussiano; un haz gaussiano es una onda electromagnética cuya distribución de energía en

cualquier plano transverso a la dirección de propagación es descrita mediante una función gaussiana radialmente simétrica.

El ancho mínimo de la función gaussiana se conoce como la *cintura del haz*; en el plano donde se encuentra la cintura del haz el frente de onda del haz gaussiano es plano. Sin embargo, a una distancia lejana de la cintura, el frente de onda se comporta como el de una onda esférica, tal y como lo muestra la figura 7.



Figura 7. Perfil Gaussiano.

La distribución de amplitud en el plano transversal x - y de un haz gaussiano que varia con respecto a z está dada por (Ifflaender, 2001)

$$A = A_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left[-(x^2 + y^2) \left(\frac{1}{w^2(z)} + \frac{ik}{2R(z)}\right) + i(kz - \phi)\right],$$
(18)

donde w es el ancho del haz para un punto dado en z, w_0 es el ancho del haz en la cintura (z = 0), A_0 es la amplitud en el centro del haz en la cintura, R es el radio de curvatura del frente de onda, y ϕ su fase longitudinal, los cuales están dados por (Melles Griot, 2003)
$$R(z) = z + z_R^2 / z$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2} / z_R^2 , \qquad (19)$$

$$\phi(z) = \tan^{-1} (z / z_R)$$

siendo λ la longitud de onda de la luz y z_R la distancia a la cual el radio del haz se expande por un factor de $\sqrt{2}$, la cual se conoce como distancia de Rayleigh y está dada por

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}.$$
 (20)

Para valores grandes de z, R(z) se aproxima asintóticamente a z y w(z) se aproxima al valor de

$$w(z) \cong \frac{\lambda z}{\pi w_0} \,. \tag{21}$$

Los haces gaussianos no presentan una divergencia lineal; cerca de la cintura del haz la divergencia es muy pequeña, pero a medida que nos alejamos de la cintura del haz, la divergencia empieza a crecer (Fig. 7). La divergencia del haz lejos de la cintura puede ser descrita por

$$\theta \cong \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \,. \tag{22}$$

La intensidad del haz gaussiano está dada por

$$I = I_0 [w_0 / w(z)]^2 \exp[-2(x^2 + y^2) / w^2(z)], \qquad (23)$$

donde $I_0 = |A_0|^2$.

Al haz gaussiano también se le conoce como modo fundamental TEM00.

II.4.2 Modos transversales y Factor M^2

En general los haces láser son aquellas soluciones de la ecuación de onda que comparten el frente de onda paraboloidal de un haz gaussiano, pero que exhiben diferente distribución de intensidad, tal y como lo muestra la figura 8. Los frentes de onda de estos haces o modos concuerdan con las curvaturas de los espejos esféricos de radio grande, de tal manera que pueden ser reflejados por los 2 espejos esféricos que forman la cavidad, por lo tanto, estos modos pueden resonar dentro de la cavidad. A estos modos se les conoce como Hermite-Gaussianos o TEM_{*lm*}.

Principalmente se busca que el modo sea TEM_{00} ya que toda la energía es concentrada en un área muy pequeña, llamada "spot" o mancha.



Figura 8. Distribución de intensidad para algunos haces Hermite-Gaussianos.

Desafortunadamente es difícil encontrar haces láser verdaderamente gaussianos; una cercana aproximación proviene de los láseres de He-Ne de baja potencia.

El no tener un modo TEM_{00} se debe a diversos factores tales como mayor potencia del láser, sistemas más complejos de bombeo, ligeros desalineamientos del sistema o contaminantes en los componentes ópticos. Una manera de cuantificar la calidad de haz es comparándolo contra un haz TEM_{00} (Bronski, 2003); a este factor de comparación se le conoce con el nombre de *factor de calidad M*².



Figura 9. Factor de calidad M^2 .

El factor M^2 es el número de veces que el haz real rebasa el límite del tamaño de la cintura impuesto por la difracción (Fig. 9); por ejemplo, una $M^2=2$ significa que el tamaño del spot será del doble que el de un haz gaussiano o TEM₀₀ enfocado con la mima lente.

Tenemos que para un haz gaussiano fundamental o modo TEM_{00} su divergencia y ancho están dados por

$$\theta \cong \frac{w(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \qquad \text{y} \qquad w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \tag{24}$$

mientras que para cualquier haz real tenemos (Bronski, 2003)

$$\theta_{0x} \cong \frac{w_x(z)}{z} = \frac{M_x^2 \lambda}{\pi w_{0x}} \qquad \qquad w_x(z) = w_{0x} \left[1 + \left(\frac{M_x^2 \lambda z}{\pi w_{0x}^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \tag{25}$$

У

$$\theta_{0y} \cong \frac{w_{y}(z)}{z} = \frac{M_{y}^{2}\lambda}{\pi w_{0y}} \qquad \qquad w_{y}(z) = w_{0y} \left[1 + \left(\frac{M_{y}^{2}\lambda z}{\pi w_{0y}^{2}} \right)^{2} \right]^{\frac{1}{2}}, \qquad (25.1)$$

donde w_x , M_x y w_{0x} son el ancho, el factor M y la cintura del haz sobre el eje X, respectivamente, mientras que w_y , M_y y w_{0y} son los parámetros para el eje Y.

II.5 Matriz ABCD

Ya que la función gaussiana posee la característica de que al aplicársele la transformada de Fourier da como resultado otra gaussiana, no es necesario integrar la función para describir la evolución del perfil de intensidad de la función al pasar a través de un elemento o sistema óptico, su distribución transversal sigue siendo una gaussiana en cada punto del sistema; solamente cambian el ancho del haz y el radio de curvatura del frente de onda.

Una manera sencilla de calcular los cambios en los parámetros del haz gaussiano al propagarse en el espacio libre o a través de un elemento óptico es mediante el uso de la matriz *ABCD*. La matriz *ABCD* originalmente fue ideada para la óptica geométrica, de tal manera que mediante su utilización es posible describir la propagación de un rayo de luz a través de cualquier elemento óptico.

II.5.1 Representación matricial de la óptica geométrica

Para describir la propagación de un rayo de luz a través de un elemento o sistema óptico, se ideó una matriz de rayos, la cual también es conocida como matriz ABCD; esta

1/

matriz es ampliamente usada para describir la propagación a través de elementos ópticos paraxiales (Siegman, 1986).

Analicemos el caso más sencillo, el de un rayo viajando en espacio libre (Fig. 10); si conocemos la distancia del eje óptico al punto en el cual el rayo cruza el plano 1, la cual definimos como r_1 , y la pendiente del rayo con respecto al eje óptico, r_1 , sabremos la distancia del eje óptico al punto por el cual el rayo emerge del plano 2; a esta distancia la definimos como r_2 . A pesar de la sencillez del ejemplo, lo utilizaremos para introducir la notación.

Supondremos que todos los rayos son paraxiales, esto es que $sen\theta \cong tan \theta \cong \theta$ para todos los ángulos medidos con respecto al eje óptico, por lo tanto el ángulo θ es igual a la pendiente r' del rayo.



Figura 10. Propagación de un rayo de luz a través del espacio libre.

Observando la figura 10 y de acuerdo al caso anterior, las variables de salida (r_2, θ_2) , y de entrada (r_1, θ_1) , están relacionadas por una transformación lineal, la cual se puede escribir (Verdeyen, 1995) como

$$r_{2} = 1 \cdot r_{1} + d \cdot r_{1}$$

$$r_{2} = 0 \cdot r_{1} + 1 \cdot r_{1}$$
(26)

o en forma matricial como

$$\begin{vmatrix} r_2 \\ r_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r_1 \\ r_1 \end{vmatrix} .$$
(27)

En general, la relación entre los parámetros de entrada y de salida de un sistema óptico general está dada por la matriz *ABCD* de la siguiente forma

$$\begin{vmatrix} r_{out} \\ r_{out} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A & C \\ B & D \end{vmatrix} \begin{vmatrix} r_{in} \\ r_{in} \end{vmatrix},$$
(28)

donde el determinante de la matriz de rayos debe de satisfacer la siguiente relación (Siegman, 1986)

$$AD - BC = 1. \tag{29}$$

Los coeficientes *A*, *B*, *C*, *D* caracterizan completamente al elemento dado dentro de la aproximación paraxial, ya que con ellos se pueden relacionar los desplazamientos y pendientes de salida con los de entrada para una variedad de elementos ópticos.

Por ejemplo la matriz ABCD para la propagación libre es

$$M = \begin{vmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{vmatrix},\tag{30}$$

mientras que para un lente con distancia focal f tenemos que

$$M = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{vmatrix}.$$
 (31)

La matriz M equivalente para un sistema de varios elementos ópticos es igual al producto de las matrices que representan a cada elemento.

La metodología de las matrices *ABCD* es una herramienta de gran relevancia ya que a pesar de haber sido derivada para la óptica geométrica también puede ser utilizada para la óptica ondulatoria, en particular para haces gaussianos (Bronski, 2003).

Para el caso de un haz gaussiano se define un parámetro complejo el cual es usado cuando el haz se propaga a través de un sistema óptico. Este parámetro, q = q(z), puede ser calculado en cualquier punto de la trayectoria de propagación y está definido como (Yariv, 1991)

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi w^2},\tag{32}$$

de tal manera que

$$q = \frac{R\pi w_0^2}{\pi w^2 - i\lambda R},$$
(33)

donde *R* es el radio de curvatura del frente de onda, *w* es el ancho del haz y λ la longitud de onda del láser. La ecuación (33) nos permite definir el ancho de haz *w* y el radio de curvatura *R* en términos de *q*, tal como lo muestran las siguientes ecuaciones (Bronski, 2003):

$$w = -\frac{\lambda}{\pi} \left(\operatorname{Im} \frac{1}{q} \right)^{-1}, \tag{34}$$

у,

$$R = \left(\operatorname{Re}\frac{1}{q}\right)^{-1}.$$
(35)

El parámetro complejo en conjunto con la metodología de las matrices *ABCD* provee en primera aproximación la evolución de un haz al pasar por un sistema óptico.



Figura 11. Modificación de un haz gaussiano por un elemento óptico.

La ley *ABCD* nos permite relacionar el parámetro complejo q_2 de un haz gaussiano en el plano 2 con el valor q_1 en el plano 1 (Fig. 11) utilizando la matriz de rayos *ABCD* de la siguiente manera (Svelto, 1998):

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}.$$
 (36)

De esta manera la ecuación (36) nos permite, con el conocimiento del parámetro complejo en un punto específico, propagar un haz a través de un elemento o sistema óptico, y por lo tanto recalcular el nuevo valor de q en un punto dado; de esta manera se puede determinar el radio de curvatura y el ancho del haz en cualquier plano.

II.6 Esquemas de Bombeo

Ahora consideremos cómo tener en el nivel $|2\rangle$ de algún material, un mayor número de átomos que en el nivel $|1\rangle$, a lo cual se le conoce como inversión de población; en un principio sería posible alcanzar esto mediante la interacción del material con una onda electromagnética suficientemente fuerte, a una frecuencia $v = v_0$, tal y como lo muestra la figura 12.



Figura 12. Proceso de inversión de población.

En equilibrio térmico la población del nivel $|1\rangle$ será mayor a la del nivel $|2\rangle$; bajo esta condición la absorción predominará sobre la emisión estimulada, por lo tanto la onda que entra al material producirá más transiciones $1 \rightarrow 2$ que transiciones $2 \rightarrow 1$, de esta manera esperaríamos que se alcanzara una inversión de población ($N_2 > N_1$). Desafortunadamente este sistema no funcionaría, ya que cuando $N_1 = N_2$, los procesos de emisión y absorción se compensarían, y de acuerdo a la ecuación $dF = \sigma_{21}F[N_2 - N_1]dz$, el material se volvería transparente. Esta situación es comúnmente conocida como *saturación de dos niveles* (Svelto, 1998).

Con sólo dos niveles, 1 y 2, es imposible producir una inversión de población; debido a esta razón es necesario utilizar más de 2 niveles. Los sistemas más utilizados son los *láseres de 3 niveles ó 4 niveles* (Fig.13).



Figura 13. Esquemas para láseres de tres y cuatro niveles.

En un láser de cuatro niveles, los átomos son llevados de alguna manera del nivel $|0\rangle$ al nivel $|3\rangle$, si los átomos decayeran rápidamente al nivel $|2\rangle$, se podría obtener una inversión de población entre los niveles $|2\rangle$ y $|1\rangle$; una vez iniciada la oscilación láser, los átomos serían transferidos al nivel $|1\rangle$ mediante emisión estimulada. Para que el láser opere de una forma continua será necesario que la transición $1 \rightarrow 0$ ocurra en un tiempo mucho menor que la transición $2 \rightarrow 1$.

Al proceso en el cual los átomos son llevados del nivel $|0\rangle$ al $|3\rangle$ es conocido como **bombeo**. Si el nivel más alto del sistema se encuentra vacío, la velocidad o razón a la cual este nivel es poblado mediante el bombeo, será dado por

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_p = W_p N_g , \qquad (37)$$

donde W_p es un parámetro que describe al proceso de bombeo y N_g es la población del nivel base o nivel 0. Para la mayoría de los láseres de cuatro niveles, el agotamiento del nivel base debido al proceso de bombeo puede ser despreciado, uno puede entonces escribir N_g constante y la ecuación previa puede ser escrita de manera más simple como (Svelto, 1998)

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_p = R_p, \qquad (38)$$

donde R_p es llamada la razón de bombeo por unidad de volumen o simplemente *la velocidad de bombeo*.

Usualmente el bombeo es realizado en una de las siguientes formas: *óptico*, se logra mediante luz continua o pulsada emitida por un lámpara de alta potencia o mediante un haz emitido por otro láser; *eléctrico*, se obtiene mediante una corriente continua, pulsada o con radiofrecuencia fluyendo en un medio conductivo tal como un gas ionizado o un semiconductor.

II.6.1 Bombeo por láser.

Los haces láser a menudo han sido utilizados para bombear otros láseres debido a su estabilidad en potencia y a su ancho espectral, que es mucho menor que el de una lámpara. Desde que se han desarrollados diodos láser de alta potencia y muy eficientes (se han demostrado eficiencias de conversión óptico-eléctrica superiores al 60%), el bombeo por láser se ha convertido en una técnica muy popular e importante. Actualmente, se utilizan diodos láser para bombear otros medios activos de estado sólido; los ejemplos más relevantes son:

- Alejandrita, Cr:LiSAF, o Cr:LiCAF bombeados con láseres de GaInP/AlGaInP en un intervalo de 640-680 nm; las longitudes de onda de emisión se encuentran en un intervalo de 130 nm alrededor de los 840 nm.
- Nd:YAG, Nd:YLF y Nd:YVO₄, bombeados a una longitud de onda aproximada a los 800 nm por diodos de GaAs/ALGaAs; la longitud de onda de emisión de estos cristales es de 1 μm, 1.3 μm y .95 μm.

II.6.1.1 Diodos láser

Los láseres de semiconductor son diodos que emiten luz coherente, o dicho de otra manera, emite ondas que mantienen la fase relativa entre ellas por emisión estimulada. Estos consisten de una unión p-n, donde la excitación o bombeo provienen de una corriente eléctrica que fluye a través del dispositivo.

La recombinación radiativa de un electrón-hueco puede ser usada para la generación de radiación electromagnética por corriente eléctrica en una unión p-n. Este efecto es llamado electroluminiscencia. Cuando una unión p-n es polarizada directamente, por ejemplo en GaAs o GaN, la recombinación de pares electrón hueco dentro de la zona de agotamiento causará la emisión de radiación electromagnética. Tal dispositivo es llamado LED (diodo emisor de luz). Si a este dispositivo se le provee de espejos, y la concentración de pares electro-hueco excede un nivel crítico, el diodo puede funcionar como un láser de semiconductor que emite radiación electromagnética coherente (Saleh y Teich, 1991).

La figura 14 muestra el esquema básico de un diodo láser, cuyas caras se encuentran clivadas, lo cual permite tener superficies plano-paralelas.



Figura 14. Estructura básica de un diodo emisor de luz láser.

Usualmente los espejos de retroalimentación y acoplamiento se obtienen clivando la superficie del láser, ya que mediante este proceso es posible obtener reflectividades en la interfase aire-semiconductor del orden del 38%; si se deseara tener luz sólo en una de las caras o se quisieran espejos de mayor reflectividad para así reducir el umbral de operación del diodo, la reflectividad se podría aumentar recubriendo las superficies con películas dielectricas.

La potencia de salida del láser es limitada por la ganancia disponible dentro de la cavidad láser. La ganancia del medio activo depende de la densidad de corriente que fluye a través de la unión p-n, a mayor corriente, mayor potencia de salida; desafortunadamente este aumento en potencia provocará un calentamiento, el cual podría dañar al láser.

La potencia y longitud de onda de emisión tienen una fuerte dependencia de la temperatura de operación del diodo; la figura 15 nos muestra esta dependencia para un diodo láser típico de GaAs (Melles Griot, 2003).



Figura 15. Potencia y longitud de onda del diodo en función de la temperatura (Melles Griot, 2003).

Debido a la fuerte dependencia que existe entre estos parámetros con respecto a la temperatura de operación, es de suma importancia mantener la temperatura constante de operación del diodo; esto se logra mediante un módulo de enfriamiento termoeléctrico, también llamado celda Peltier, o mediante un control de potencia automático (APC, por sus siglas en inglés).

Los ángulos de divergencia típicos de un haz emitido por un diodo láser son de 12 grados paralelos y 30 grados perpendiculares a la unión láser (ILX Lightwave, 2003), esta elipticidad del modo ocurre debido a que la apertura de emisión del láser es una rendija delgada, cuyo eje mayor es paralelo al plano de la unión p-n (Fig. 16), dando como

resultado que los efectos de la difracción sean mayores en una dirección que en otra (Verdeyen, 1995).



Figura 16. Divergencia del haz emitido por un diodo láser.

Esta característica de los diodos adquiere importancia al utilizarlos como fuente de bombeo para otros láseres, ya que para obtener un buen modo espacial es necesario tener un bombeo uniforme en el medio activo; por esta razón se aplican varias técnicas para la corrección del haz, una de las más comunes es utilizando dos lentes cilíndricas en una configuración confocal o telescópica; las lentes cilíndricas tienen la cualidad de aumentar o disminuir el tamaño de solamente uno de los ejes del haz.

II.6.1.2 Bombeo Longitudinal

Para un bombeo eficiente, la luz emitida por un diodo láser debe de ser transferida al medio activo de una forma correcta. Existen básicamente dos geometrías de bombeo, una llamada *bombeo transversal* y la otra *bombeo longitudinal*; pondremos especial interés en esta última. En el bombeo longitudinal el haz de bombeo entra al medio activo a través del eje del resonador (Fig. 17). Para un buen bombeo longitudinal, el haz emitido por el diodo necesita generalmente ser concentrado, dentro del medio activo, en una mancha pequeña de entre 80 µm y 1 mm de diámetro cuya simetría sea radial (Svelto, 1999); de aquí la importancia de que se logre una buena corrección del haz emitido por el diodo.



Figura 17. Configuraciones típicas para un bombeo longitudinal: (a) bombeo sencillo en una cavidad plano-concava, (b) doble bombeo para un láser de anillo, y (c) doble bombeo para una cavidad lineal tipo z.

II.7 Ecuaciones de razón

Una manera simple e intuitiva de observar el comportamiento del láser es utilizando un sistema de ecuaciones llamadas *ecuaciones de razón*, las cuales nos muestran de una manera sencilla la relación entre la densidad de átomos excitados por el bombeo y el número de fotones que son creados dentro de la cavidad. A pesar de ser un modelo sencillo, nos entrega resultados lo suficientemente exactos para obtener algunos parámetros del láser como potencia de salida y eficiencia del láser. Para aplicar estas ecuaciones a un sistema ideal de cuatro niveles (Fig. 18) es necesario suponer que el bombeo existe solamente entre el nivel 0 y el nivel 3, y que los decaimientos del nivel $3\rightarrow 2$ y del nivel $1\rightarrow 0$ suceden rápidamente. Bajo estas consideraciones podemos aproximar que $N_1 \cong N_3 \cong 0$ donde N_i es la población del nivel *i*, de esta manera solamente utilizaremos las poblaciones de nivel $2, N_2$, y la población del nivel 0 o nivel base, N_g , también definiremos el término ϕ como el número de fotones en la cavidad, supondremos que el láser oscila solamente en un modo transversal y que es bombeado longitudinalmente.



Figura 18. Sistema ideal de cuatro niveles.

Finalmente, consideraremos que el tamaño del haz de bombeo permanecerá constante a través del medio pero que la absorción del bombeo será alta, por lo que la intensidad del haz de bombeo no será constante a lo largo del cristal (Fig. 19).



Figura 19. Absorción del bombeo por parte del cristal

Por las suposiciones anteriores este modelo es llamado *dependiente del espacio* y su comportamiento puede ser modelado mediante las siguientes ecuaciones de razón (Svelto, 1999):

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right) = R_p(r,z) - B\phi N_2(r,z) - \left(\frac{N_2(r,z)}{\tau}\right)$$
(39)

$$\left(\frac{d\phi}{dt}\right) = V_a B\phi N_2(r,z) - \left(\frac{\phi}{\tau_c}\right),\tag{40}$$

donde R_p es la tasa de bombeo, B es la tasa de transiciones estimuladas por fotón, ϕ es el número de fotones dentro de la cavidad, V_a el volumen del modo en el medio activo, τ_c es el tiempo de vida del fotón en la cavidad y τ es el tiempo de vida de la fluorescencia.

Para resolver las ecuaciones de razón consideremos una cavidad láser de longitud Len la cual se encuentra un medio activo de longitud l con un índice de refracción n, ahora, introduciremos un nuevo parámetro de la cavidad, al cual llamaremos *longitud óptica* de la cavidad, definida como

$$L_e = L + (n-1)l. (41)$$

Si suponemos que en un tiempo t = 0, una pequeña cantidad de fotones se encuentra en la cavidad debido a la emisión espontánea, de la ecuación (40) observamos que para tener $(d\phi/dt) > 0$ debemos satisfacer que $BV_aN_2 > 1/\tau_c$, por lo tanto, la acción láser comenzará cuando la inversión de población N_2 alcance un valor crítico, dado por

$$\left(\frac{1}{BV_a \tau_c}\right) = N_c, \tag{42}$$

donde

$$B = \frac{\sigma lc}{V_a L_e} = \frac{\sigma c}{V} \qquad \text{y} \tag{43}$$

$$\tau_c = \frac{L_e}{\gamma c} , \qquad (44)$$

siendo V el volumen del modo en la cavidad, de tal manera que

$$V = \left(\frac{L_e}{l}\right) V_a. \tag{45}$$

Por otra parte, se puede obtener una expresión para la tasa de bombeo crítica por medio de un promedio espacial. Ya que consideramos un bombeo longitudinal, definimos $I_p(r,z)$ como la intensidad de bombeo en cualquier plano transversal dentro del medio activo, donde r es la coordenada radial y z la coordenada longitudinal; por lo tanto la tasa de bombeo estará definida por

$$R_p(r,z) = \frac{\alpha I_p(r,z)}{h \nu_p},$$
(46)

$$\alpha = N_{dop}\sigma_{abs}, \qquad (46.1)$$

donde α y σ_{abs} son el coeficiente de absorción y la sección transversal de absorción a la frecuencia de bombeo v_p y N_{dop} es la concentración de iones o dopantes en el medio activo.

Supondremos que el bombeo tiene una distribución gaussiana, por lo tanto

$$I_{p}(r,z) = I_{p}(0,0) \exp\left[-\left(\frac{2r^{2}}{w_{p}^{2}}\right)\right] \exp(-\alpha z), \qquad (47)$$

donde $I_p(0,0)$ es la intensidad del bombeo a la entrada del medio activo. La intensidad $I_p(0,0)$ está relacionada con la potencia de bombeo incidente P_{pi} mediante la siguiente ecuación:

$$P_{pi} = \int_{0}^{\infty} I_{p}(r,0) 2\pi r dr = 2\pi I_{p}(0,0) \int_{0}^{\infty} \exp(-\frac{2r^{2}}{w_{p}^{2}}) r dr.$$
(48)

Desarrollando la integral anterior obtenemos que

$$I(0,0) = \frac{2P_{pi}}{\pi w_p^2}.$$
 (49)

Sustituyendo las ecuaciones (49), (47) en (46) obtenemos que

$$R_{p}(r,z) = \left(\frac{P_{pi}}{hv_{p}}\right) \left(\frac{2\alpha}{\pi w_{p}^{2}}\right) \exp\left[-\left(\frac{2r^{2}}{w_{p}^{2}}\right)\right] \exp(-\alpha z),$$
(50)

siendo w_p la cintura del haz de bombeo, la cual se considera independiente de z.

Debido a que la potencia de bombeo no es uniforme en el medio activo, es necesario calcular el promedio espacial de la tasa de bombeo $\langle R_p \rangle$, el cual está dado por

$$\left\langle R_{p}\right\rangle =\frac{\int_{a}^{R_{p}}\left|u\right|^{2}dV}{\int_{a}^{u}\left|u\right|^{2}dV},$$
(51)

donde u es la amplitud normalizada del campo eléctrico, la cual se puede escribir como

$$\left|u\right|^{2} \propto \exp\left[-\left(\frac{2r^{2}}{w_{0}^{2}}\right)\right]\cos^{2}kz; \qquad (52)$$

 w_0 es la cintura del haz generado, y de igual manera que w_p , se considera independiente de *z*.

Si suponemos que en la cavidad oscila un solo modo, el término $\cos^2 kz$ de la ecuación anterior se debe a la superposición de las ondas de igual intensidad que viajan en direcciones opuestas, y las cuales crean un patrón de interferencia de alto contraste.

Sustituyendo las expresiones (52) y (50) en la ecuación (51), obtenemos que

$$\left\langle R_{p}\right\rangle = \frac{\left(\frac{P_{pi}}{h\nu_{p}}\right)\left(\frac{2\alpha}{\pi w_{p}^{2}}\right)\int_{0}^{\infty} \exp\left[-2r^{2}\left(\frac{w_{0}^{2}+w_{p}^{2}}{w_{p}^{2}w_{0}^{2}}\right)\right]rdr\int_{0}^{l} \exp\left(-\alpha z\right)\cos^{2}kzdz}{\int_{0}^{\infty} \exp\left[-2r^{2}\left(\frac{1}{w_{p}^{2}}\right)\right]rdr\int_{0}^{l}\cos^{2}kzdz}.$$
(53)

Para resolver la expresión anterior se hace la siguiente aproximación:

$$\int_{0}^{l} \exp(-\alpha z) \cos^{2} kz dz \cong (1/2) \int_{0}^{l} \exp(-\alpha z) dz , \qquad (54)$$

esto debido al hecho de que el $\cos^2 kz$ varia más rápido con respecto a z que $\exp(-\alpha z)$, así que es posible sustituir $\cos^2 kz$ por su valor promedio $<\cos^2 kz >= (1/2)$; con esto obtenemos que

$$\left\langle R_{p}\right\rangle = 2\left(\frac{P_{pi}}{hv_{p}}\right) \frac{\left[1 - \exp(-\alpha l)\right]}{\pi(w_{0}^{2} + w_{p}^{2})l}.$$
(55)

Una vez obtenido el promedio de la tasa de bombeo es posible calcular la tasa de bombeo umbral y la potencia de bombeo umbral para el láser.

Ya que estamos considerando la dependencia espacial del bombeo también es necesario calcular el promedio espacial para la inversión crítica; de manera similar a la derivación hecha para la ecuación (55), es posible demostrar que este promedio está dado por (Svelto, 1999):

$$\left\langle N_{c}\right\rangle = \frac{\gamma}{\sigma_{e}l} = N_{c}, \qquad (56)$$

donde γ son las pérdidas logarítmicas por paso de la cavidad, las cuales se obtienen de la ecuación (13.4).

Comparando la ecuación anterior con la ecuación (42) tenemos que

$$\langle N_c \rangle = \frac{\gamma}{\sigma_e l} = \left(\frac{1}{BV_a \tau_c}\right).$$
 (57)

El promedio espacial de la tasa de bombeo umbral $\langle R_p \rangle_c$ se obtiene de la condición de que el número de átomos excitados por el proceso de bombeo debe ser igual al número de átomos decayendo por emisión espontánea, de tal manera que

$$\left\langle R_{p}\right\rangle _{c}=\frac{\left\langle N_{2}\right\rangle _{c}}{\tau}=\frac{\gamma}{\sigma_{e}l\tau},$$
(58)

donde τ es el tiempo de vida del nivel 2.

Una vez calculado el promedio para la tasa de bombeo umbral, es posible obtener la potencia de bombeo umbral sustituyendo la expresión anterior en la ecuación (55), de tal manera que

$$P_{th} = \left(\frac{\gamma}{\left[1 - \exp(-\alpha t)\right]}\right) \left(\frac{h\nu_p}{\tau}\right) \left[\frac{\pi(w_0^2 + w_p^2)}{2\sigma}\right].$$
(59)

Una vez que $\langle R_p \rangle > \langle R_p \rangle_c$, el número de fotones ϕ se incrementa de un valor inicial, el cual es determinado por la emisión espontánea. Si $\langle R_p \rangle$ es independiente del tiempo, ϕ alcanzará un valor de estado estable ϕ_0 ; este valor y el correspondiente valor de estado estable N_0 para la inversión será obtenido de las ecuaciones (39) y (40) considerando que $(dN/dt) = (d\phi/dt) = 0$. Obtenemos

$$N_0 = \left(\frac{1}{BV_a \tau_c}\right) = \langle N_c \rangle \quad \mathbf{y} \tag{60}$$

$$\phi_0 = V_a \tau_c \left[\left\langle R_p \right\rangle - \left(\frac{N_0}{\tau} \right) \right]. \tag{61}$$

Las ecuaciones anteriores describen el comportamiento de un láser de cuatro niveles.

Se puede observar que a pesar de que $\langle R_p \rangle > \langle R_p \rangle_c$, se tiene que $N_0 = N_c = \langle N_c \rangle$, la inversión crítica es igual a la inversión en estado estable. Una manera fácil de ver la evolución del láser se presenta en la figura 20, donde se grafica N y ϕ contra $\langle R_p \rangle$. Cuando $\langle R_p \rangle < \langle R_p \rangle_c$ tenemos que $\phi_0 = 0$ y la inversión N se incrementa linealmente $\operatorname{con}\langle R_p \rangle$.Cuando tenemos que $\langle R_p \rangle = \langle R_p \rangle_c$ observamos que $N = \langle N_c \rangle$ y ϕ sigue siendo igual a cero. Una vez que $\langle R_p \rangle > \langle R_p \rangle_c$, tenemos que la inversión N_0 se mantiene fija y ϕ_0 se incrementa linealmente $\operatorname{con}\langle R_p \rangle$.



Figura 20. Comportamiento de la inversión de población y del número de fotones en función de la tasa de bombeo.

Rescribiendo la ecuación (61), tenemos que

$$\phi_0 = (V_a N_0) \frac{\tau_c}{\tau} (x - 1), \tag{62}$$

donde

$$x = \frac{\left\langle R_p \right\rangle}{\left\langle R_p \right\rangle_c} \tag{63}$$

es el número de veces que la tasa de bombeo es mayor que la tasa de bombeo umbral; si consideramos un bombeo óptico, tendremos que

$$x = \frac{P_{pi}}{P_{th}},\tag{64}$$

 P_{pi} es la potencia del bombeo y P_{th} su correspondiente valor de umbral. Si sustituimos las ecuaciones (64) y (60) en la ecuación (62), obtenemos

$$\phi_0 = \frac{A_b \gamma}{\sigma} \left(\frac{P_{pi}}{P_{th}} - 1 \right), \tag{65}$$

donde $A_b = (V_a/l)$ es el área de la sección transversal del modo, la cual se supone que es igual o menor que el área de sección transversal A = (V/l) del medio activo. La potencia de salida estará dada por

$$P_{out} = \left(A_b I_s\right) \left(\frac{\gamma_2}{2}\right) \left(\frac{1}{P_{th}}\right) \left(P_{pi} - P_{th}\right),\tag{66}$$

con $I_s = h\nu / \sigma\tau$, la cual es la intensidad de saturación para un sistema de cuatro niveles.

Sustituyendo las ecuaciones (59), (13.1), (13.2), (13.3) y (13.4) en la ecuación (66) obtendremos que

$$P_{out} = \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_0}\right) \left(\frac{2w_0^2}{w_p^2 + w_0^2}\right) \left(\frac{-\ln[R_2]}{-2\ln[1 - L_i] - \ln[R_2]}\right) \left[1 - \exp(-\alpha l)\right] \left[P_{pi} - P_{lh}\right], \quad (67)$$

donde λ_p y λ_0 son las longitudes de onda de bombeo y del láser respectivamente.

El primer cociente se conoce como la *eficiencia cuántica*, el segundo como *traslape espacial*, y finalmente, el tercero como el *acoplamiento del resonador*.

Si consideramos una alta absorción por parte del medio tendremos que $[1 - \exp(-\alpha l)] \approx 1$, por lo tanto la ecuación (67) se puede reescribir como

$$P_{out} = \eta \left[P_{pi} - P_{th} \right], \tag{68}$$

donde
$$\eta = \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_0}\right) \left(\frac{2w_0^2}{w_p^2 + w_0^2}\right) \left(\frac{-\ln[R_2]}{-2\ln[1 - L_i] - \ln[R_2]}\right)$$
, la cual se conoce como la eficiencia

óptica del láser.

Observando la ecuación anterior se pensaría que la máxima eficiencia del láser se obtendría cuando $w_0 \gg w_p$, pero si analizamos las ecuaciones (55), (59) y (61) se observa que el aumentar el tamaño de w_0 en relación a w_p provoca que exista una disminución de la tasa de bombeo y un aumento en la potencia de umbral, esto último provoca una disminución en el número de fotones creados dentro de la cavidad y por lo tanto una menor potencia de salida en el láser. Por otra parte, si $w_p \rightarrow 0$, la divergencia del haz de bombeo en el medio será mayor que la del haz generado, dando como resultado que el tamaño del haz de bombeo sea mucho mayor que el de haz generado al final del medio activo, por consiguiente, de acuerdo a las ecuaciones (55), (59) y (61) se tendrá una disminución en la potencia de salida del láser.

Por todo lo anterior, a menudo en la ecuación (68) se toma la condición de $w_p = w_0$ como un caso óptimo de operación (Svelto, 1999), de tal manera que la máxima potencia de salida teórica del láser se obtendrá cuando las pérdidas en la cavidad sean cero, y en ese caso

$$P_{out}^{\max} = \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_0}\right) \left[P_{pi} - P_{th}\right].$$
(69)

II.8 Generación de segundo armónico.

El producir un haz láser cuya longitud de onda es de la mitad de la del haz inicial recibe el nombre de generación de segundo armónico. Este método, que se extiende a generación de triple y cuádruple armónico, es muy provechoso para extender las utilidades del láser.

Cuando un campo eléctrico incide sobre un material se induce un momento dipolar por unidad de volumen (Amador y Rausch, 2000)

$$P = \chi \varepsilon_0 E \,, \tag{70}$$

donde χ es la susceptibilidad del material, ε_0 es la permitividad del vacío y *E* es el campo eléctrico.

La susceptibilidad permite modelar las distintas respuestas de polarización a lo largo de los distintos ejes del material; para el caso de materiales simétricos, la susceptibilidad es un escalar, mientras que para el caso de materiales anisotrópicos la χ es un tensor. En las sucesivas ecuaciones consideraremos a χ como un escalar.

Cuando el campo eléctrico aplicado aumenta significativamente, las interacciones no lineales dentro del material empiezan a cobrar importancia y la ecuación (70) ya no es suficiente para describir los efectos observados; entonces P debe desarrollarse en serie de potencias de E:

$$P = \mathcal{E}_0(\chi_1 E + \chi_2 E^2 + \chi_3 E^3 + ...).$$
(71)

Para el desarrollo de la generación de segundo armónico, el término cuadrático en Eno es despreciable frente al término lineal; omitiendo los términos superiores, se puede definir el término no lineal a segundo orden de polarización como

$$P_2 = \varepsilon_0 \chi_2 E^2. \tag{72}$$

Por otro lado, el campo eléctrico se expresa como

$$E = E_0 e^{-i\omega} + E_0^* e^{+i\omega} . (73)$$

Ahora, si sustituimos (73) en (72), el término de segundo orden resulta como

$$P_2 = \mathcal{E}_0 \chi_2 [E^* E + E E^* + E^2 e^{-i(2\omega)t} + E^2 e^{+i(2\omega)t}].$$
(74)

En la ecuación anterior los términos independientes del tiempo no producen oscilaciones electromagnéticas, estos términos producen un nivel de DC llamado *rectificación óptica*, mientras que el tercer y cuarto término contienen una frecuencia que es del doble de la inicial. Estos términos son la fuente de generación de ondas electromagnéticas que oscilan a 2 ω .

Se puede demostrar que la eficiencia de conversión de ω a 2 ω es (Southerland, 1996)

$$\frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 L^2}{\varepsilon_0 c n_{\omega}^2 n_{2\omega} \lambda_{\omega}^2} \frac{sen^2 (\Delta kL/2)}{(\Delta kL/2)^2} \frac{P_{\omega}}{A},$$
(75)

donde $d_{eff} = \frac{1}{2}\chi_2$, L es la longitud del cristal utilizado, A es el área transversal del haz que incide sobre el cristal, c es la velocidad de la luz en el vacío, n_{ω} es el índice de refracción del material a la frecuencia fundamental ω , $n_{2\omega}$ es el índice refracción del material a la frecuencia de 2ω , P_{ω} es la potencia de la onda a la frecuencia fundamental, mientras que $P_{2\omega}$ es la potencia del haz generado a 2ω , y finalmente, Δk es la diferencia entre la constante de propagación del haz a la frecuencia 2ω y la constante de propagación del haz a frecuencia ω ; Δk está definida como

$$\Delta k = 2k_{\omega} - k_{2\omega},\tag{76}$$

donde

$$k = \frac{\omega}{\upsilon} = \frac{\omega}{c/n} = \frac{n\omega}{c}.$$

La siguiente figura muestra la eficiencia de conversión al segundo armónico como función de Δk ; resulta claro que la mayor eficiencia posible en la generación de segundo armónico se da cuando $\Delta k = 0$.



Figura 21. Potencia de segundo armónico como función de $\Delta kL/2$.

El alcanzar $\Delta k = 0$ se conoce como *empatamiento de fases*; la condición de empatamiento de fase se logrará cuando (Silfvast, 1996)

$$n_{\omega} = n_{2\omega}. \tag{77}$$

Debido a que el índice de refracción es dependiente de la frecuencia, el empatamiento de fases puede ser alcanzado generalmente utilizando cristales birrefringentes en los cuales los índices para dos diferentes polarizaciones son diferentes.

Uno de los métodos para alcanzar el empatamiento con cristales birrefringentes consiste en orientar el cristal de tal manera que el índice de refracción del haz extraordinario a la longitud de onda fundamental $n_e(\omega)$ sea igual al índice de refracción del haz ordinario a la longitud de onda del segundo armónico $n_o(2\omega)$, esto para el caso de un cristal uniaxial positivo ($n_o < n_e$), mientras que para el caso de un cristal uniaxial negativo ($n_o > n_e$) el índice de refracción del haz ordinario a la longitud de onda fundamental $n_o(\omega)$ debe ser igual al índice de refracción del haz extraordinario a la longitud de onda del segundo armónico $n_e(2\omega)$ (Yariv, 1989); el índice de refracción en función del ángulo θ que existe entre la dirección de propagación del haz con respecto el eje óptico del cristal está dado por (Silfvast, 1996)

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{sen^2\theta}{\overline{n}_e^2} + \frac{\cos^2\theta}{n_o^2},\tag{78}$$

donde \overline{n}_e es el valor principal del índice de refracción extraordinario. Este método es llamado empatamiento de fase por sintonización angular.

De acuerdo a la ecuación (75), una vez que se alcanza $\Delta k = 0$, la eficiencia de conversión puede ser mejorada al disminuir el área del haz que incide en el cristal; esta reducción de tamaño se obtiene enfocando el haz incidente dentro del cristal.

Desafortunadamente, al reducirse demasiado el área del haz haremos que éste diverja rápidamente, provocando que no se logre una buena eficiencia de conversión, ya que el área del haz irá aumentando de tamaño rápidamente a medida que el haz viaje a través del cristal; por tal motivo existe relación directa entre el área del haz y la longitud L del cristal.

El área o sección transversal de un haz gaussiano crece al doble con respecto al área en la cintura, w_0 , a una distancia Z_R , también llamada distancia de Raleigh (Yariv, 1989); a una distancia mucho menor que Z_R , el área del haz permanece casi constante mientras que para una distancia mayor a Z_R , el área crecerá rápidamente; por tales motivos, para obtener la mayor eficiencia de conversión, la longitud del cristal debe ser aproximadamente $2Z_R$ (Yariv, 1989), tal y como lo muestra la figura 22. Un análisis mas exacto ha demostrado que cuando la longitud del cristal es aproximadamente 5.68 Z_R , se obtiene una eficiencia 1.2 veces mayor que cuando L $\approx 2Z_R$ (Boyd y Kleinman, 1968).



Figura 22. Haz gaussiano enfocado dentro del cristal.

CAPÍTULO III EL CRISTAL Nd:YVO4

III.1 Láseres de estado sólido.

Un láser de estado sólido es aquel donde el material activo es un cristal o vidrio el cual generalmente es bombeado ópticamente. Bajo una fuerte excitación óptica el material es usado como un oscilador o un amplificador a la longitud de onda de su fluorescencia.

Los materiales de estado sólido son transparentes, resistentes al calor y relativamente duros, por lo general contienen metales de transición o tierras raras como iones activos (Shimoda, 1984).

El primer láser de estado sólido en operar exitosamente fue el láser de rubí en junio de 1960.

El principal exponente de este tipo de láseres había sido el Nd:YAG (Granate de aluminio e ytrio dopado con neodimio) hasta que fue remplazado por sistemas más eficientes como el Nd:YVO₄ (Ortovanadato de ytrio dopado con neodimio), ya que éste presenta algunas ventajas sobre el Nd:YAG ; a continuación se dará una breve descripción del Nd:YVO₄ y se realizará una comparación con el Nd:YAG.

III.2 Características físicas y ópticas del Nd:YVO4 y Nd:YAG.

Los cristales Nd:YVO₄ y Nd:YAG exhiben características muy atractivas que permiten que sean utilizados como medio láser: alta absorción a la longitud de onda de

bombeo, baja absorción a la longitud de onda láser y buena conducción del calor; esta última característica es importante, ya que el cristal durante el bombeo es sometido a grandes esfuerzos térmicos, de tal manera que su buena conductividad y bajo coeficiente de expansión térmico aseguran que el calor se remueva eficientemente y que su tamaño no se altere significativamente durante su operación.

Los cristales Nd: YVO_4 y Nd: YAG son usados para láseres de infrarojo cercano; una de las principales ventajas de utilizar estos cristales es que pueden ser bombeados mediante diodos láser, lo cual se refleja en un diseño más compacto y eficiente.

En la tabla I se presentan las principales características del Nd:YVO4 y Nd:YAG.

Característica	Nd:YAG	Nd:YVO ₄
Concentración de iones de Nd^{3+} (10^{20} cm ⁻³)	1.38 (1 % at.)	1.37 (1.1 % at.)
$\lambda_{emisi\delta n}$ (nm)	1064.15	1064.30
$\sigma_{em} (10^{-19} \text{ cm}^2) \text{ a } 1.064 \mu\text{m}$	2.8	15.6
$\sigma_{abs} (10^{-19} \mathrm{cm}^2)$	0.435 a 808 nm	2.3 a 810 nm
Ancho de banda de absorción	2 nm	10 nm
Ancho de banda de emisión	0.6 nm	0.96 nm
Tiempo de vida de la fluorescencia (τ_{21})	240 µs (0.7% at.)	99 µs (1.1 % at.)
Coeficiente de absorción (a)	6.0 cm^{-1}	31.51 cm^{-1}
$\sigma_{em} \tau_{2i}$	6.72×10^{-23}	$1.54 \ge 10^{-22}$
Índice de refracción (a 1.06 µm)	1.82	$n_o = 1.9573$
		$n_e = 2.1652$
Conductividad térmica (W m ⁻¹ K ⁻¹)	13	$C_{\prime\prime} = 5.23$
		$C_{\perp} = 5.10$
Coeficiente de expansión térmica (10^{-6} K^{-1})	(100): 8.2	(100): 4.43
	(010): 7.7	(010): 4.43
	(001): 7.8	(001): 11.37
$dn/dT (10^{-6} \text{ K}^{-1})$	7.3	(100): 8.5
		(010): 8.5
		(001): 3
Dureza (moh)	8.5	5

Tabla I. Propiedades ópticas y físicas del Nd: YAG y Nd: YVO₄ (Kalisky et al. 2001).

De la tabla anterior se concluye que:

De acuerdo a la ecuación (79), la cual nos permite obtener el porcentaje de bombeo que es absorbido por el cristal en función de la longitud del cristal y del coeficiente de absorción α , es posible obtener el mismo porcentaje de absorción utilizando un cristal de Nd:YAG de longitud *l* que con un cristal de Nd:YVO₄ entre 4 y 6 veces menor a esta longitud; esto nos permite tener sistemas láser más compactos basados en cristales de Nd:YVO₄. Esto se debe a que el Nd:YVO₄ tiene un coeficiente de absorción α aproximadamente 5 veces mayor que el del Nd:YAG a la longitud de onda de bombeo.

La ecuaciones (46.1) y (47) nos muestran que la absorción del bombeo por parte del cristal depende fuertemente del nivel de dopaje en el material; por ejemplo, un cristal Nd:YVO₄ de 1 mm de espesor con un dopaje de neodimio al 0.5 % absorberá aproximadamente el 60 % del bombeo, mientras que un cristal de la misma longitud pero con un dopaje al 3.0 % absorberá aproximadamente el 100 % del bombeo, tal y como lo muestran las figuras 23 (a) y 23 (b) respectivamente (Casix, 2003).



Figura 23. Curva de absorción del Nd:YVO₄: (a) dopaje al 0.5%, (b) dopaje al 3.0% (Casix, 2003)

51

BIBLIOTECA

De acuerdo con las ecuaciones (59) y (67), el aumentar el porcentaje de bombeo absorbido permite una disminución en la potencia de umbral lo cual a su vez se ve reflejado en una mayor potencia de salida del láser.

El aumentar drásticamente el dopaje para conseguir un aumento en la potencia de salida trae como consecuencia la creación de distorsiones dentro de la estructura del cristal. Estas distorsiones provocan una disminución en el tiempo de vida de la fluorescencia (Koechner, 1999) las cuales de acuerdo a la ecuación (62) provocarán un aumento en la potencia de umbral y una disminución en la potencia de salida.

El porcentaje típico de dopaje para el Nd:YAG es del 2 % mientras que para el Nd:YVO₄ es de 3 % (Casix, 2003).

En segundo lugar, debido a que el Nd: YVO_4 tiene un ancho de banda de 3 a 6 veces mayor que el Nd:YAG, la potencia de salida del láser es menos sensible a variaciones en la longitud de onda de bombeo debidas a cambios de temperatura del diodo; desde un punto de vista económico, la utilización de diodos con mayores tolerancias se traduce en menores costos.

Finalmente, analizando las ecuaciones (62) y (70) observamos que el producto $\sigma_{em}\tau_{21}$, el cual se muestra en la Tabla I, permite que para una longitud de onda de bombeo y potencia de entrada dadas se obtenga una potencia de umbral menor para un láser de Nd:YVO₄ en comparación con uno de Nd:YAG, dando como resultado una mayor potencia de salida.

Desde otro punto de vista, esta característica permite que para un poder de rendimiento dado, el cristal Nd:YVO₄ requiera menor potencia de bombeo por parte del

diodo en comparación con un cristal Nd:YAG; esto trae como resultado una extensión del tiempo del tiempo de vida del diodo láser.

Recientes estudios han mostrado que el Nd:YVO₄ puede producir láseres estables y de alta potencia en las regiones del azul, verde e infrarrojo con un diseño adecuado y la utilización de cristales no lineales para el doblado y triplicado de frecuencia; estos láseres son ideales para maquinado, procesamiento de materiales, espectroscopia, diagnósticos médicos, impresión láser y espectáculos de luces.

Por todo lo anterior los cristales de Nd:YVO₄ son el mejor medio activo para láseres de estado sólido bombeados por diodo láser; poseen la ventaja de tener una baja dependencia de la longitud de onda del bombeo así como de la temperatura de operación del diodo láser, una alta eficiencia de conversión, una baja potencia de umbral y permiten tener diseños más compactos.
CAPÍTULO IV ANÁLISIS TEÓRICO Y ARREGLO EXPERIMENTAL.

IV.1 Introducción.

Muchos de los experimentos de óptica no lineal requieren de una fuente altamente monocromática, intensa y de buena calidad espacial; por esta razón se propuso la construcción de un láser de Nd:YVO₄ bombeado por diodo láser con las siguientes características:

- 1. Potencia mínima de 0.5 Watts.
- 2. Monomodo temporal y espacialmente.
- Eficiencia de conversión de radiación absorbida a radiación emitida (slope efficiency) mayor al 30 %.

Basados en estos requerimientos, el presente capítulo explica en forma detallada el análisis teórico así como el montaje experimental necesarios para alcanzar los objetivos anteriormente descritos.

El análisis teórico consistirá de la obtención de parámetros como la potencia de umbral, potencia de salida, número de modos de la cavidad, traslape entre el haz de bombeo y el haz láser, eficiencia teórica máxima y finalmente la generación de segundo armónico.

IV.2 Análisis Teórico.

Para el análisis teórico se consideraron las características físicas del cristal de Nd:YVO₄ con el cual se contaba (Tabla II).

Dimensiones4 mm x 4 mm x 8 mmConcentración de iones de Nd³⁺ (10¹⁹ cm⁻³) $\approx 6.2 (0.6 \text{ at. } \%)$ Tiempo de vida de la fluorescencia (µs)90 $\sigma_{em} (10^{-19} \text{ cm}^2)$ a 1.06 µm15.6 $\sigma_{abs} (10^{-19} \text{ cm}^2)$ a 810 nm2.3

Tabla II. Características físicas y ópticas del cristal utilizado (Red Optronics, 2003).

De acuerdo con trabajos publicados anteriormente (Snell y Lee, 2000; Chen *et al.*,1999) es posible obtener eficiencias experimentales de conversión óptica-óptica mayores al 42%, la cual es mayor al 30% deseado. Considerando lo anterior, realizaremos el análisis teórico suponiendo una potencia de bombeo de 1 W, esto, para ver si es posible tener una potencia de salida superior a 500 mW utilizando un diodo de bombeo de 1 W; lo anterior supondría conseguir dos de los objetivos deseados utilizando un diodo láser de bajo precio, lo cual reduciría el costo del prototipo.

IV.2.1 Potencia de umbral y Potencia de salida del láser

Para obtener la potencia de umbral y de salida del láser es necesario conocer el porcentaje de bombeo P_{pi} que es absorbido por en el cristal (Fig. 24); la potencia absorbida por el cristal en función de su longitud se determina utilizando

$$P_{abs}(l) = P_{pi}(0) - P_{pi}(0)e^{-\alpha l} = P_{pi}(0)[1 - e^{-N_{dop}\sigma_{abs}l}] \quad , \tag{79}$$

donde $P_{pi}(0)$ es la potencia del haz de bombeo a la entrada del cristal, $P_{abs}(l)$ es la potencia absorbida por el cristal, l es la longitud del cristal, N_{dop} la concentración de iones de Nd³⁺ y finalmente σ_{abs} es la sección transversal de absorción del cristal.



Figura 24. Absorción del bombeo en el cristal.

De acuerdo a la ecuación (79), si consideramos las propiedades del Nd: YVO_4 dadas en la Tabla II así como 1 W de bombeo óptico, tendremos que la potencia de bombeo que emerja del cristal será:

$$P_{pi(0)} - P_{abs}(l) = 1 \text{W} - 1 \text{W} \exp(-6.227 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3} \times 2.310^{-19} \text{ cm}^{-2} \times .8 \text{ cm}) = 0.99 \mu W$$
; (80)

por lo tanto el porcentaje de bombeo que será absorbido por el cristal a utilizar será mayor al 99.0 %.

Analizando el comportamiento de la absorción, en función de la longitud del cristal, en la figura 25 se concluye que es posible obtener prácticamente el mismo porcentaje de absorción en el cristal reduciendo su longitud hasta en un 50.0 %; esta reducción se vería reflejada en un diseño más compacto sin afectar significativamente la potencia de umbral y de salida del láser.



Figura 25. Absorción de la potencia de bombeo en función de la longitud del cristal.

Ya que el porcentaje de absorción por parte del cristal es del 99 % se considerará que la absorción en el cristal será del 100 % y dada la ecuación (59), tendremos que la potencia de umbral o disparo P_{th} estará dada por

$$P_{th} = \gamma \left(\frac{h\nu_p}{\tau}\right) \left[\frac{\pi (w_0^2 + w_p^2)}{2\sigma}\right],\tag{81}$$

donde ν_p es la frecuencia del haz de bombeo, *h* es la constante de Planck, σ es la sección transversal de emisión, τ es el tiempo de vida del nivel 2, w_0 y w_p son el ancho del haz láser y del haz de bombeo, respectivamente, y γ las pérdidas logarítmicas de la cavidad.

Para calcular la potencia de umbral se harán tres consideraciones, la primera, un traslape perfecto entre el haz de bombeo y el haz generado, $w_0 = w_p = 90 \ \mu\text{m}$; en segundo lugar consideramos una reflectancia del espejo de entrada $R_I=100 \ \%$ a una longitud de

onda de 1064 *nm*. Finalmente, las pérdidas internas L_i de la cavidad tendrán un valor aproximado a 0.01; de acuerdo a la literatura, las pérdidas internas para este tipo de láseres oscilan entre 0.005 y 0.01 (Svelto, 1999), en la sección V.3 se describirá con mayor detenimiento el procedimiento por el cual se obtuvo el valor de L_i =0.01.

La figura 26 muestra las variaciones en la potencia de umbral variando la reflectividad del espejo acoplador (R_2).



Figura 26. Potencia de umbral en función de la reflectividad del espejo acoplador.

Debido a que existe una reflectancia a la cual se puede extraer la mayor cantidad de potencia del láser, y debido a que este valor de reflectancia no se puede obtener de la figura 26, es necesario calcular la potencia de salida en función de la potencia de umbral variando el valor de la reflectancia del espejo acoplador, de esta manera se obtendrá el valor óptimo de la reflectancia del espejo acoplador tal y como lo muestra la figura 27.

De acuerdo con la ecuación (68), una vez conocida la potencia de umbral, la potencia de salida se obtiene utilizando

$$P_{out} = \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_0}\right) \left(\frac{2w_0^2}{w_p^2 + w_0^2}\right) \left(\frac{-\ln[R_2]}{-2\ln[1 - L_i] - \ln[R_2]}\right) \left[P_{pi} - P_{th}\right].$$
(82)

Ahora si sustituimos la ecuación (81) en la (82) y consideramos los mismos parámetros utilizados para obtener la potencia de umbral así como una potencia de bombeo P_{pi} de 1.0 W, obtendremos la potencia de salida del láser variando únicamente del valor del espejo acoplador R_2 (Fig. 27), de tal manera que es posible encontrar el valor óptimo de R_2 .



Figura 27. Potencia de salida en función de la reflectancia del espejo acoplador.



Figura 28. Curva de eficiencia para diferentes reflectividades.

La figura anterior nos muestra la potencia de salida para diferentes reflectancias del espejo acoplador en función de la potencia de bombeo.

De las figuras 27 y 28 se concluye que la reflectividad óptima para el espejo acoplador deberá estar en un rango entre el 80 % y el 90 %; en este rango de reflectividades la eficiencia pendiente o "slope efficiency" es aproximadamente del 60 %.

Ya que teóricamente es posible obtener una eficiencia mayor al 30 % y una potencia de salida mayor a 500 mW utilizando 1 W de bombeo, lo cual satisface nuestros objetivos, se propone utilizar un diodo láser para bombear el cristal de 1.1 W a una longitud de onda de 808 nm así como un espejo acoplador con una reflectancia del 90 % para una longitud de onda de 1064 nm; dado este valor de reflectancia y considerando la potencia máxima de nuestro diodo, la potencia de umbral y de salida teóricos para el láser serán P_{th} =27.8 mW y P_{out} = 650 mW, respectivamente.

De acuerdo con la ecuación (69), la máxima potencia teórica que puede emitir el láser considerando 1.1 W de bombeo será

$$P_{out}^{\max} = 0.76 \left[P_{pi} - P_{th} \right] = 0.814 \,\mathrm{W},\tag{83}$$

para $\lambda_B = 808nm \text{ y} \lambda_L = 1064nm$.

IV.2.2 Diseño de la cavidad.

El cristal de Nd:YVO₄ a utilizar cuenta con películas dieléctricas en una de las caras, estas películas producen una baja reflexión para señales a 808 nm (AR@808) y una alta reflexión para señales a 1064 nm (HR@1064), de tal manera que estas películas actúan como un espejo de reflectancia R=100 % para una longitud de onda de 1064 nm con un

radio de curvatura $R_c = \infty$. Debido a esto, solamente es necesario colocar un espejo acoplador para tener una cavidad resonante. Se propone la utilización de una configuración plano-cóncava, mejor conocida como cavidad hemisférica (Fig 29).

En este tipo de configuración el radio de curvatura del espejo acoplador es aproximadamente igual a la longitud de la cavidad. Este tipo de cavidad presenta bajas pérdidas por difracción y es relativamente fácil de alinear.



Figura 29. Cavidad plano-cóncava.

Uno de los principales objetivos es tener un láser longitudinalmente monomodal, o dicho de otra manera, que emita en una sola frecuencia; debido a que esta característica está en función de la longitud L del resonador, es necesario determinar la longitud necesaria para que la cavidad satisfaga este requerimiento.

De acuerdo con la ecuación (16) las frecuencias o modos que soporta la cavidad (Fig. 30) son:

$$v_q = q v_f, \qquad q = 1, 2, \dots,$$
 (84)

y cuya separación entre ellas es

$$\Delta v_f = c/2nL. \tag{85}$$



Figura 30. Modos de la cavidad resonante.

Estos últimos dos parámetros pueden ser relacionados con el ancho de banda de emisión del medio activo $\Delta\lambda$ mediante la siguiente ecuación (Silfvast, 1996)

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu_f}{\nu_f},\tag{86}$$

de tal manera que sustituyendo las ecuaciones (84) y (85) en la ecuación anterior obtendremos que la longitud L requerida para que la cavidad soporte solo un modo será dado por:

$$L = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} \,. \tag{87}$$

Utilizando algunos parámetros ópticos del Nd:YVO₄ tales como su ancho de banda y longitud de onda central de emisión, tendremos que la longitud del cristal deberá ser

$$L = \frac{(1064x10^{-9}m)^2}{2 \times 0.96x10^{-9}m} \approx 590 \,\mu m \,.$$

De acuerdo con lo anterior, para que el láser sea monomodal la cavidad deberá medir aproximadamente 600 µm, lo cual en nuestro caso es imposible ya que tan solo el cristal tiene una longitud aproximada a las 8000 μ m, por lo tanto para obtener un láser monomodal será necesaria la utilización de otro elemento que reduzca el ancho de banda de emisión del láser, por ejemplo, una placa de vidrio de aproximadamente 390 μ m, cuyo índice de refracción es de 1.5, la cual actuaría como una cavidad monomodal o etalón.

Se propone evaluar la cavidad utilizando dos diferentes espejos acopladores cuyos radios de curvatura serán de 5 cm y 10 cm respectivamente; la causa por la cual no se utilizarán espejos con un menor radio de curvatura, lo cual representaría un diseño más compacto, se debe a que se desea producir fenómenos intracavidad tales como la generación de segundo armónico (doblado de frecuencia) y generación de pulsos cortos, por lo cual una cavidad de tamaño menor no permitiría el que se introduzcan los elementos necesarios en la cavidad para producir dichos fenómenos.

El único inconveniente es que a una mayor separación entre los espejos existe una mayor cantidad de modos que pueden oscilar en la cavidad; utilizando la ecuación (87) obtenemos que para el caso de un espejo con radio de curvatura de 5 cm el número de modos es de 84 modos mientras que para en el caso de un espejo con 10 cm es de 170 modos.

La máxima eficiencia del láser se obtendrá cuando la cintura de haz de bombeo sea igual a la cintura del haz generado (Svelto, 1999); en nuestro caso la cintura del haz de bombeo w_p es de aproximadamente 90 µm, por esta razón es necesario determinar el tamaño necesario de la cavidad para obtener un haz láser con una cintura w_0 de 90 µm.

Para determinar el tamaño de la cavidad se utilizó el software *ABCD*: Gaussian Beam Propagation V1.2; este software se basa en la utilización de las matrices ABCD. Se consideraron los siguientes parámetros: longitud del cristal de Nd:YVO₄ l=8mm, índice de refracción del cristal n=1.95, y los radios de curvatura de los dos espejos acopladores, 50 mm y 100 mm respectivamente.

Mediante el software utilizado se determinó que para obtener una cintura de 90 µm, debemos tener una cavidad con una longitud L=45 mm (Fig. 29) para el espejo con radio de curvatura R_c =50 mm, mientras que para el espejo con R_c =100 mm la longitud de la cavidad debe de ser de L=98 mm; también mediante este software obtuvimos la longitud L a la cual la cavidad se volvería inestable, en el caso del espejo de 50 mm la cavidad se vuelve inestable cuando L≥54 mm, mientras que para el caso del espejo de 100 mm la longitud será $L \ge 104$ mm.

Dado que el software usado utiliza el formalismo de las matrices *ABCD* se procedió a realizar los cálculos manualmente para comparar los datos dados por el programa.

La matriz que describe la propagación del haz a través de la cavidad es

$$M = \begin{bmatrix} 1 - \frac{2}{R} \left(a + d \frac{n_1}{n_2} \right) & 2 \frac{n_2}{n_1} \left(a + d \frac{n_1}{n_2} \right) \left(1 - \frac{1}{R} \right) \left(a + d \frac{n_1}{n_2} \right) \\ & - \frac{2}{R} \frac{n_1}{n_2} & 1 - \frac{2}{R} \left(a + d \frac{n_1}{n_2} \right) \end{bmatrix},$$
(88)

donde R es el radio de curvatura del espejo acoplador, d es la longitud del cristal, a es la distancia resultante de restar la longitud de la cavidad L menos la longitud del cristal d, n_2 es el índice de refracción del cristal y n_1 es el índice de refracción del aire.

En general, la condición de estabilidad de un resonador está dada por

$$\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 < 1 \therefore -1 < \frac{A+D}{2} < 1,$$
 (89)

donde

$$A = 1 - \frac{2}{R} \left(a + d \frac{n_1}{n_2} \right) \text{ y } B = 1 - \frac{2}{R} \left(a + d \frac{n_1}{n_2} \right), \tag{90}$$

de tal manera que la cavidad será estable si y solo si

$$0 < a + d \frac{n_1}{n_2} \le R \,. \tag{91}$$

Sustituyendo el valor del índice de refracción del Nd:YVO₄ y la longitud del cristal en la ecuación anterior, obtendremos que la longitud máxima permitida para que la cavidad siga siendo estable es de 54 mm en el caso de un espejo con radio de curvatura de 50mm, mientras que para el espejo de 100 mm, la longitud máxima será de 104 mm, lo cual concuerda con los datos obtenidos con el programa *ABCD*: Gaussian Beam Propagation V1.2.

IV.3 Generación de segundo armónico.

Se desea generar dentro de la cavidad una señal del doble de frecuencia que la del haz láser generado; para esto es necesario introducir dentro de la cavidad un elemento no lineal cuyas propiedades ópticas nos permitan la generación de una señal de 2ω a partir de otra de frecuencia ω .

Para generar el segundo armónico se utilizará un cristal no lineal KTiOPO₄ (Fosfato oxigenado de titanio y potasio), comúnmente llamado KTP. Su alto coeficiente no lineal, alto valor de umbral de daño óptico y bajas pérdidas por inserción lo hacen un eficiente cristal no lineal en la región del visible y el infrarrojo.

El KTP posee un coeficiente no lineal mayor al de otros cristales no lineales utilizados para generar segundo armónico (Redoptronics, 1994), por ejemplo, su coeficiente óptico no lineal efectivo es 1.5 veces mayor que el del BBO (Beta borato de bario) y 8.3 veces mayor que el del KDP (Fosfato dihidrogenado de potasio); de acuerdo a la ecuación (75) el tener un coeficiente no lineal mayor permite aumentar la eficiencia de conversión de ω a 2 ω .

A continuación se dan algunas de las propiedades del cristal a utilizar.

Dimensiones 4 mm x 4 mm x 4 mm θ=90°, φ=23.2° Ángulo para empatamiento de fase Coeficiente óptico no lineal efectivo $d_{eff} \approx 3.65 \text{ pm/V}$ Índices de refracción $n_x = 1.74 @1064 \text{ nm}, 1.7787 @532 \text{ nm}$ $n_{\rm v} = 1.7469 \ @1064 \ {\rm nm}, 1.7924 \ @ 532 \ {\rm nm}$ $n_z = 1.8304 @1064 \text{ nm}, 1.8873 @532 \text{ nm}$ Índice de refracción necesario para 1.7458 empatamiento de fase Rango espectral para empatamiento 497nm - 3300 nm de fase Coeficiente de absorción α< 1 %/cm @1064nm y 532nm

Tabla III. Características físicas y ópticas del cristal KTP utilizado (Redoptronics, 2003).

De acuerdo con la ecuación (75), la eficiencia de conversión de ω a 2ω está dada

por

$$\frac{P_{2\omega}}{P_{\omega}} = \frac{8\pi^2 d_{eff}^2 L^2}{\varepsilon_0 c n_{\omega}^2 n_{2\omega} \lambda_{\omega}^2} \frac{sen^2 (\Delta kL/2)}{(\Delta kL/2)^2} \frac{P_{\omega}}{A}, \qquad (92)$$

de tal manera que si logramos mediante sintonización angular que Δk sea igual a cero $(n_{\omega} = n_{2\omega})$, la eficiencia de conversión estará únicamente en función de la potencia de la onda fundamental, el área o sección transversal del haz, la susceptibilidad y longitud del cristal no lineal utilizado, así como la longitud de onda fundamental, de tal manera que

$$P_{2\omega} = \frac{29725d_{eff}^2 L^2}{n^3 \lambda_{\omega}^2} \frac{P_{\omega}^2}{A},$$
(93)

donde $A = \pi w^2$.

Para calcular la potencia del segundo armónico se considerará que el área o sección transversal del haz, *A*, se mantendrá constante a través del cristal. Tentativamente el cristal KTP, cuya longitud es de 4mm, estará a 15 mm de la cara de entrada del cristal de Nd:YVO₄; utilizando las ecuaciones (20.2) y (21) y considerando una cintura w_0 de 90 µm, la cual se localiza en la cara de entrada del Nd:YVO₄, obtenemos que el ancho del haz en el cristal KTP es de aproximadamente 106 µm, por lo tanto, su área es aproximadamente de 36 nm².

Para el cristal utilizado los ángulos para empatamiento de fase son $\theta = 90^\circ y \phi = 23.2^\circ$, donde $\theta y \phi$ son los ángulos polares de los ejes ópticos Z y X del cristal; el haz fundamental es perpendicular al plano X-Z del cristal.

También se utilizará el índice de refracción, de acuerdo a la ecuación (78), necesario para obtener empatamiento de fase; en nuestro caso n=1.7458.

La figura 31 nos muestra la potencia teórica del segundo armónico como función de la potencia del haz a frecuencia *w*.



Figura 31. Potencia del haz generado a 532 nm en función de la potencia del haz que incide sobre el cristal a una longitud de onda de 1064 nm.

IV.4 Diseño a desarrollar.

Debido a que se va a utilizar un diodo láser como bombeo, y ya que su haz diverge muy rápidamente, es necesario tratar de colectar la mayor cantidad de potencia proveniente del diodo y posteriormente enfocar esa potencia dentro del cristal. Para esto se debe colocar primero una lente a una distancia del diodo igual a la distancia focal f de la lente, de esta manera se colectará la mayor potencia y a su vez se colimará el haz. Posteriormente este haz colimado o paralelo debe ser a su vez enfocado en el cristal de Nd:YVO₄. Para esto se utiliza una segunda lente, esta lente debe estar separada del cristal a una distancia igual a su distancia focal.

Como se mencionó anteriormente, el haz proveniente del diodo sufre de una divergencia mucho mayor en uno de sus ejes, para corregir esta excesiva divergencia es necesario utilizar una lente cilíndrica. La lente cilíndrica será colocada inmediatamente después de la segunda lente, también llamada lente de enfoque. Es importante corregir la divergencia de uno de los ejes ya que de esta manera se podrá tener un bombeo radialmente simétrico dentro del cristal.

Para colectar y enfocar el haz en el cristal se utilizará un acoplador de fibra modelo C23022P-B de la compañía THORLABS; este acoplador consta de un par de lentes, la primera lente tiene una distancia focal de 4.5 mm y una apertura numérica de 0.55 mientras que la segunda, la de enfoque, tiene una distancia focal de 11.0 mm con una apertura numérica de 0.25. También, se utilizará una lente cilíndrica plano-convexa, de la misma compañía, modelo LJ187411-B con una distancia focal de 7.7 mm.

Como bombeo se utilizará un diodo láser de la compañía RPMC modelo LDX-3108-808 con una potencia máxima de emisión de 1.1 W, con una longitud de onda de emisión a 808 nm (± 2 nm).

Debido a la dependencia que existe entre la potencia de salida del diodo y su temperatura de operación, se propone utilizar una celda Peltier para controlar la temperatura de operación del diodo; una celda peltier puede enfriar o calendar mediante cambios en la corriente que fluye a través de ella.

Para medir la temperatura del diodo y así poder controlarla se utilizará un termistor de 20 KOhms colocado en la montura del diodo láser; el termistor variará su resistencia en función de la temperatura de la montura, de tal manera que mediante la tabla de conversión dada por el fabricante se determinará la temperatura de la montura. De esta manera será posible controlar la temperatura del diodo. Se evaluarán varios espejos acopladores de la compañía CASIX; dos espejos con una reflectancia del 90 % con radios de curvatura de 100 y 50 mm, respectivamente, así como otros dos espejos con reflectancia del 94 %, con los mismos radios de curvatura que los anteriores.

Con los datos anteriores y la información obtenida en las secciones IV.2 y IV.3 se construirá el siguiente prototipo para generar luz láser a una longitud de onda de 1064 nm.



Figura 32. Arreglo a utilizar para obtener luz a 1064 nm.

Las distancias a las cuales se ubicarán las lentes de colimación y de enfoque, así como la cilíndrica tendrán la finalidad de enfocar el haz del diodo dentro del cristal con una cintura w_p aproximada a las 90 micras.

Para generar el segundo armónico se utilizará un espejo acoplador de alta reflectancia a la longitud del láser ($R \approx 99.7\% @ 1064$ nm) y una baja reflectancia en la región del verde ($R \approx 0\% @ 532$ nm), su radio de curvatura será de 100 mm; también se utilizará un

cristal no lineal, en nuestro caso un KTP. El diseño para generar el segundo armónico o luz láser a 532 nm (luz verde) será el mostrado en la fig. 33.



Figura 33. Arreglo para generar luz a 532 nm.

CAPÍTULO V RESULTADOS Y ANÁLISIS

V.1 Introducción.

El presente capítulo muestra el desarrollo experimental en base a la información obtenida en el capítulo anterior, los resultados obtenidos así como un análisis sobre estos.

La parte experimental incluye caracterización del diodo láser de bombeo, evaluación de la cavidad con espejos de diferentes reflectividades, medición del factor M^2 del haz láser generado, medición de los modos longitudinales, generación del segundo armónico, generación de pulsos cortos, obtención de la reflectancia óptima y pérdidas pasivas de la cavidad por medio del método *Findlay-Clay* (Findlay y Clay, 1966).

V.2 Caracterización del diodo láser.

Como se mencionó anteriormente se utilizó un diodo láser de la compañía RPMC modelo LDX-3108-808 con una potencia máxima de emisión de 1.1 W, una longitud de onda de emisión a 808 nm (\pm 2 nm), así como una divergencia típica de 10° y 32° del haz emitido con respecto al eje paralelo y perpendicular de la unión láser según datos del fabricante.

Al diodo láser se le hicieron varias pruebas, como medición de las variaciones en la potencia de salida y del espectro de emisión en función de la temperatura de operación, así como la determinación de la corriente de umbral del diodo.

Las figuras 34 y 35 nos muestran las variaciones de la potencia de salida y del espectro de emisión, respectivamente, en función de la temperatura.



Figura 34. Potencia de salida del diodo en función de la temperatura.



Figura 35. Corrimiento en el espectro de emisión del diodo debido al cambio de temperatura de operación del diodo.

De las gráficas anteriores observamos que la potencia de salida del diodo no sufre variaciones con respecto a la temperatura; no así el espectro de emisión, la longitud de onda central de emisión sufre un corrimiento con respecto a la temperatura. Esto es un punto importante ya que el cristal de Nd:YVO₄ tiene un ancho de banda de absorción centrado en los 808 nm; por este motivo se hicieron pruebas para verificar si estas variaciones en el espectro de emisión afectaban la absorción por parte del cristal.

Se montó el siguiente arreglo para verificar las variaciones en la potencia de salida.



Figura 36. Arreglo experimental para medir variaciones en la absorción del cristal.

La figura 37 nos muestra las variaciones a la salida del cristal después que se le hizo incidir a éste un haz con una longitud cercana a los 808 nm y una potencia de 830 mW.



Figura 37. Remanentes del bombeo después del cristal en función del corrimiento del espectro de emisión del diodo láser debidos al cambio de temperatura.

De la figura 37 se determinó que las variaciones en el porcentaje de absorción, el cual oscila entre el 99.4 % y 99.75 % en el intervalo de 18 a 23 °C, es muy cercano al valor teórico del 99.99 % y por lo tanto no afectarán el rendimiento del láser a desarrollar. Estas pequeñas variaciones se deben a que el espectro de absorción del cristal tiene un ancho de banda aproximado de 9 nm por lo cual el corrimiento en la emisión del diodo no afecta considerablemente la absorción.

También de la figura 37 se concluyó que la temperatura óptima de operación del diodo es de 21° C, por esta razón, la temperatura del diodo será controlada por medio de un enfriador termoeléctrico, mejor conocido como celda Peltier.

De igual manera se observa que la corriente de umbral del diodo es de aproximadamente 340 mA y que la potencia de salida del diodo sigue un comportamiento lineal con respecto a la corriente de polarización.

V.3 Evaluación del diseño

V.3.1 Obtención de la reflectancia óptima y de las pérdidas pasivas de la cavidad por método experimental.

A pesar de que los datos experimentales nos muestran que la reflectancia óptima del espejo acoplador se encuentra entre el 80 y el 90 %, se utilizó un método experimental para determinar con exactitud el valor de la reflectancia óptima así como las pérdidas pasivas de la cavidad; este método es conocido como *Findlay-Clay* (Findlay, Clay 1966).

Existe una reflectancia óptima del acoplador para extraer la mayor potencia posible del láser que depende de las pérdidas pasivas. Determinamos esta reflectancia utilizando un espejo acoplador con una *R* cercana al 100 % y midiendo las variaciones en la potencia reflejada por una placa de vidrio colocada dentro de la cavidad al variar el ángulo de incidencia θ_i (Fig 38). Si la polarización del haz incidente es paralela al plano de incidencia y $\theta_i=\theta_B$, donde θ_B es el ángulo de Brewster, la reflectancia será cero y por lo tanto la potencia reflejada será nula (Hecht, 2000); esto será posible debido a que la emisión láser del cristal es linealmente polarizada (Red Optronics, 2003), dicha polarización es paralela al plano de incidencia. Para $\theta_i >> \theta_B$ las pérdidas provocadas por la alta reflectancia de la placa son muy grandes y el láser deja de oscilar, por lo tanto la potencia reflejada también es nula.

Entre estos dos extremos la potencia será diferente de cero y habrá un ángulo al cual se extrae la mayor potencia posible.



Figura 38. Arreglo para determinar la reflectancia óptima del espejo acoplador.

Una vez determinado el ángulo al cual se extrae la mayor potencia de la cavidad, obtenemos la reflectancia asociada a este ángulo utilizando la siguiente ecuación (Hecht, 2000)

$$R_F = \left(\frac{\tan(\theta_i - sen^{-1}(\frac{sen\theta_i}{n}))}{\tan(\theta_i + sen^{-1}(\frac{sen\theta_i}{n}))}\right)^2,\tag{94}$$

donde *n* es el índice de refracción del vidrio. La ecuación anterior resulta de una de las ecuaciones de Fresnel.

Esta reflectancia R_F puede ser vista como las pérdidas necesarias para extraer la mayor potencia de la cavidad y debido a que existen 4 reflexiones en la placa de vidrio (Fig. 38), la reflectancia óptima para el espejo acoplador estará dada por

$$R_o \cong .997 - 4R_F. \tag{95}$$

La siguiente figura nos muestra las variaciones de potencia para dos de las reflexiones, en función del ángulo de giro alrededor del ángulo de Brewster.



Figura 39. Potencia de salida en función de las variaciones angulares.

De los datos anteriores se obtuvo que la reflectancia óptima para el espejo acoplador es de 88 %; se consideró un índice de refracción de 1.5 y $\theta_B \approx 56^\circ$ para el vidrio.

También se muestra un ajuste a los datos experimentales; una vez calculadas las pérdidas inducidas por la placa de vidrio es posible determinar las pérdidas pasivas de la cavidad L_i ajustando los datos, para esto utilizamos las ecuaciones (68) y (94)

$$P_{out} = 2 \left(\frac{\lambda_p}{\lambda_0} \right) \left(\frac{2w_0^2}{w_p^2 + w_0^2} \right) \left(\frac{-\ln[R_2]}{-2\ln[1 - L_T] - \ln[R_2]} \right) \left[P_p - P_{th} \right] \left(R_F \right) \left(\frac{1}{1 - R_2} \right), \quad (96)$$

donde $L_T = L_i + 4R_F$; se consideraron $\eta_p \approx 1$, $P_p = 1$ W, $R_2 \approx 99.7$ %.

Ajustando la ecuación anterior se obtuvo que las perdidas pasivas de la cavidad L_i tienen un valor de 0.00985 con una variación de ±10 %; es por esta razón que en el desarrollo teórico se consideró que las perdidas pasivas L_i tenían un valor aproximado de 0.01.

V.3.2 Evaluación de la cavidad.

Se evaluaron dos espejos con reflectividades y radios de curvatura diferentes; cabe mencionar que a pesar de que la reflectividad óptima es del 88 %, por motivos económicos y ya que la teoría predice un comportamiento muy similar, se optó por un espejo de reflectancia del 90 %.

- En el primer caso se utilizó una cavidad de longitud L de 45 mm con un espejo acoplador R_2 de una reflectancia del 90 % con 50 mm de radio de curvatura.
- Se hizo una segunda evaluación con una cavidad de 98 mm de longitud utilizando un espejo acoplador de alta reflectancia a la longitud del láser (*R*≈99.7%@1064nm) y con una baja reflectancia en la región del verde (*R*≈0%@532nm); este espejo es de suma importancia ya que junto con un cristal no lineal se generará el segundo armónico.

En ambos caso se bombeó hasta con 1.1 W de potencia óptica a una temperatura de operación de 21° C, los resultados se muestran en la siguiente figura



Figura 40. Potencia de salida del láser en función de la potencia de bombeo para 2 reflectividades del espejo acoplador.

Comparando los resultados anteriores con los datos teóricos de la figura 28, podemos observar variaciones en la eficiencia η ; en el caso del espejo de R=90 % se esperaba una $\eta \approx 59$ %, sin embargo, la eficiencia fue del 46 %, mientras que para el caso del espejo con R=99.7 % se esperaba una eficiencia del 10 %, los datos experimentales muestran una eficiencia aproximada al 5.7 %.

En cuanto a la potencia de umbral P_{th} , la teoría predecía una $P_{th}\approx30$ mW para el espejo con R=90 %, los resultados muestran un umbral aproximado a los 47.6 mW, mientras que para el segundo espejo la teoría indicaba $P_{th}\approx15$ mW, siendo el valor experimental de 45 mW.

Estas variaciones entre los datos teóricos y los experimentales se pueden atribuir principalmente a los siguientes factores:

• Una reflectancia del espejo acoplador ligeramente mayor a la calculada. Para el caso del primer espejo (R=90%) una variación del 5 % sería suficiente para tener una potencia de salida menor a la esperada, mientras que para el segundo espejo lo sería una variación aproximada del 0.1 %.

• Un menor acoplamiento de la luz de bombeo al cristal; una variación del 20% en la potencia de bombeo daría como resultado que los datos experimentales y teóricos concordaran.

• Una variación en las pérdidas pasivas; las pérdidas pasivas L_i obtenidas con anterioridad tienen una incertidumbre aproximada a ±10 %.

• Una reflectancia menor por parte de la capa reflejante a 1064 nm con la cual cuenta el cristal; esta disminución permitiría que la luz emergiera por el otro extremo del láser, dicho de otra manera, el láser emitiría por ambos lados de la cavidad.

• Absorción en el cristal a la longitud de onda de la emisión del láser, la cual no está contemplada en el modelo simple de 4 niveles.

• Que no exista un traslape perfecto entre la cintura del haz de bombeo y el haz generado.

V.3.3 Calidad del haz; ancho de línea, modo transversal y factor M^2 .

Para verificar la calidad del haz emitido por nuestro láser se hicieron varias pruebas, las cuales tuvieron como objetivo medir el número de modos longitudinales en los que emitía el láser, el ancho de línea de cada modo, determinar si el modo transversal emitido por el láser es TEM₀₀ y, de no serlo así, medir la calidad del modo mediante su factor M^2 .

Para observar el ancho de banda del haz láser se montó el arreglo que se muestra en la figura 41 utilizando el espejo con R = 90 % y $R_c = 5$ cm.



Figura 41. Arreglo para medir el ancho de banda de emisión del láser.



Figura 42. Ancho de banda del haz emitido.

Dada la longitud de la cavidad, y de acuerdo al diseño teórico, el espectro de emisión contenía más de un modo (fig. 42). Debido a que la resolución del analizador de espectros no es muy alta (0.1 nm), sólo nos fue posible observar la envolvente y no cada uno de los modos.

Debido a que uno de los objetivos es tener un láser con un solo modo longitudinal, se optó por introducir elementos intracavidad para disminuir el ancho de banda del haz; en la parte teórica se calculó que una cavidad aproximada a 600 μ m es necesaria para tener un solo modo, por esta razón se hicieron pruebas con una placa de vidrio, cuyo índice de refracción es de 1.5 de grosor aproximado a 1000 μ m, y con una placa de niobato de litio (LiNbO₃) con índice de refracción de 2.156 y un espesor aproximado de 500 μ m. El grosor de estas placas simula una cavidad con una longitud de 500 y 1000 μ m, respectivamente.

Los resultados son los siguientes:



Figura 43. Reducción del espectro de emisión: (a) Niobato de litio, (b) Vidrio.

Para el caso en el cual se utilizó la placa de vidrio se esperaba que oscilaran tres modos, mientras que para la placa de niobato se esperaban dos modos, sin embargo, por el poder de resolución del equipo es imposible observar cada uno de los modos. Estos podrían ser observados mediante la utilización de un etalón con el cual se podría alcanzar una de resolución de hasta 0.002 nm (Thorlabs, 2003).

Para analizar la calidad del modo transversal se midió el factor M^2 del haz. Para medir el factor M^2 del modo se enfocó el haz proveniente del láser con una lente de distancia focal f = 10 cm de tal manera que se tiene una nueva cintura w_o ', posteriormente se hizo un barrido de la sección transversal del haz alrededor de la nueva cintura utilizando una cámara CCD.



Figura 44. Arreglo utilizado para medir el Factor M^2 .

La cámara CCD fue desplazada 2.0" con intervalos de 0.2", en cada intervalo se captó una imagen del haz, al procesar estas imágenes es posible determinar el ensanchamiento del haz w'(z) con respecto a la posición del CCD; dado que lo que captamos en la cámara es la intensidad del haz, la cintura w(z) se determina como $1/e^2$ del valor máximo de intensidad tanto en eje Y como en el X.

A continuación se muestra la imagen del modo en dos y tres dimensiones.



Figura 45. Imagen del modo: (a) bidimensional, (b) tridimensional.

Debido a que las imágenes presentaron ruido debido al remanente del bombeo así como a la distorsión e interferencia que se introdujo al utilizar cuatro atenuadores para reducir la potencia del haz y de esta manera no saturar al CCD, fue necesario ralizar un ajuste alas imagenes para eliminar el ruido; en dicho ajuste también se corrigió cierta rotación del modo debida posiblemente a una ligera inclinación de la cámara con respecto al eje óptico del láser.

Se realizó un programa en el cual se ajustó cada una de las imágenes a una función gaussiana bidimencional rotada de la siguiente forma

$$F(x,y) = A + B^* \exp(-((((x-C)^*\cos(pi^*G/180) - (y-E)^*\sin(pi^*G/180)))/D)^2 - ((((x-C)^*\sin(pi^*G/180) + (y-E)^*\cos(pi^*G/180)))/F)^2),$$
(97)

donde A es el ruido de fondo de la imagen, B es la magnitud pico del modo, C y E son las posiciones sobre el eje X y Y, respectivamente, en las cuales se encuentra el máximo de la función, D y F son los anchos sobre el eje X y Y, respectivamente, en los cuales la función decrece a $1/e^2$ de su valor máximo, finalmente, G son los grados de inclinación del modo.

La figura 46 nos muestra las imágenes ajustadas del modo.



Figura 46. Imágenes ajustadas: (a) bidimensional, (b) tridimensional.

Una vez realizado el ajuste, se obtuvo el ancho del haz para cada posición del CCD, de tal manera que fuera posible obtener el factor M^2 ajustando las ecuaciones

$$w_{x}(z) = w_{0x} \left[1 + \left(\frac{M_{x}^{2} \lambda z}{\pi w_{0x}^{2}} \right)^{2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad w_{y}(z) = w_{0y} \left[1 + \left(\frac{M_{y}^{2} \lambda z}{\pi w_{0y}^{2}} \right)^{2} \right]^{\frac{1}{2}}, \tag{98}$$

donde $\lambda = 1064$ nm.

La figura 47 nos muestra el ajuste de los datos tanto para el eje X como para Y.



De los datos se obtuvo que el factor M^2 fue de 1.1 sobre el eje X mientras que para el eje Y fue de 1.6

La figura 46 nos muestra una mínima elipticidad del modo; esta elipticidad da como resultado que el valor de la M^2 no sea el mismo para los dos ejes, aun así la calidad del haz es buena ya que los valores típicos para un láser monomodal oscilan entre el 1.1 y el 1.7 (Melles Griot, 2003).

Esta elipticidad del modo es debida a que la alta divergencia del haz del diodo no pudo ser corregida en su totalidad. La corrección de este defecto implicaría la necesidad de colocar una segunda lente cilíndrica inmediatamente después de la primera lente cilíndrica (Fig. 32) o en su defecto la utilización de otro sistema de corrección de divergencia, por ejemplo, un par de prismas anamórficos (Svelto, 1998).

El arreglo utilizado para determinar la M^2 también fue utilizado para determinar el tamaño real de la cintura w_o del haz, esto fue posible mediante la utilización de la ecuación de la lente delgada (Hecht, 2000) la cual se reduce a

$$w_0 = M w_0 , \qquad (99)$$

donde

$$M \approx \left| \frac{f}{d-f} \right| = \left| \frac{10cm}{40cm - 10cm} \right| = 1/3,$$
 (100)

y dado que $w_{0x} \approx 30 \,\mu m$ y $w_{0y} \approx 32 \,\mu m$, el valor de la cintura de haz $w_{0x} \approx w_{0y} \approx 90 \,\mu m$; esto confirma que el tamaño de la cavidad fue el correcto para obtener una cintura del haz láser aproximadamente igual a la cintura del haz de bombeo.

V.3.4 Estabilidad del láser.

Para observar la estabilidad de nuestro láser se midieron las variaciones en la potencia de salida del láser por un periodo de 3 horas (Fig. 48).

La figura 49 nos muestra con mayor detalle dichas variaciones. En esta figura se pueden observar fluctuaciones las cuales podemos atribuir a ruido eléctrico inducido en el equipo de medición; este problema de inducción de ruido es debido a problemas de blindaje en los cables utilizados así como problema en el aterrizado (tierras física) de los equipos.



Figura 48. Estabilidad en la potencia de salida del láser.



Figura 49. Frecuencia y porcentaje de las variaciones en la potencia del láser.

Debido a lo anterior, las variaciones en potencia pueden ser menores al 0.08 % mostradas en la figura 49; cabe mencionar que el valor 0.08 es el valor de la raíz media cuadrática (RMS por sus siglas en inglés) de las variaciones de potencia.

Nuestro láser presenta una excelente estabilidad en potencia, ya que en varios casos las variaciones del 0.08 % rms son mucho menores a las que presentan varios equipos comerciales, por ejemplo, el 0.5 % rms que presenta el modelo *1064-1000* de la compañía *Coherent*

También se midió el tiempo requerido para que el láser se estabilice después de ser encendido (Fig. 50).



Figura 50. Tiempo de estabilización del láser.

Este retardo es debido al tiempo en que le toma al diodo láser alcanzar su temperatura óptima de operación.

V.4 Generación de fenómenos intracavidad.

Ya que se obtuvo un prototipo funcional del láser, se decidió trabajar sobre dos fenómenos que pueden ser generados dentro de la cavidad: la generación del segundo armónico (doblado de frecuencia) y hacer que nuestro láser de régimen continuo pulsara mediante la técnica de *Q*-Switching.

V.4.1 Generación del segundo armónico.

Este fenómeno consiste en generar un haz láser con una longitud de 532 nm (verde) a partir de nuestro haz con longitud de onda de 1064 nm (infrarrojo); esto se consiguió introduciendo en nuestra cavidad un cristal KTP y cambiando el espejo acoplador con una reflectividad del 90% por uno de alta reflectancia a la longitud del láser ($R\approx99.7\%@1064$ nm) y con una baja reflectancia en la región del verde ($R\approx0\%@532$ nm); este cambio obedece a la necesidad de tener la mayor potencia dentro de la cavidad, ya que los fenómenos no lineales como la generación del segundo armónico dependen fuertemente de la potencia incidente, tal y como lo demuestra la ecuación (75).

Al utilizar el espejo de $R \approx 99.7\%$ @1064nm, sin introducir todavía en la cavidad el cristal KTP, se obtiene una potencia de salida experimental de aproximadamente 60 mW a una longitud de onda de 1064 nm, esto significa que dentro de la cavidad el haz láser tiene una potencia aproximada de 20 W, y de acuerdo a la figura 31, con esta potencia y considerando empatamiento de fase se espera que la señal de segundo armónico generada, una vez introducido el cristal, tenga una potencia aproximada a los 12 mW.
A pesar de que se pudo generar el segundo armónico, el resultado del experimento no fue el esperado, ya que solamente se pudieron obtener 2 mW de luz verde.

A continuación se muestra una fotografía del montaje utilizado



Figura 51. Montaje para la generación del segundo armónico.

El hecho de que obtuviéramos tan baja potencia se debió a cuatro factores principalmente:

Al diseño de la cavidad; analizando nuevamente la ecuación (75) veremos que la eficiencia de conversión no depende solamente de la potencia incidente, sino de la potencia por unidad de área, dicho en otras palabras, necesitamos concentrar la potencia en la menor área posible, y esto se consigue cuando la cintura del haz láser w₀ se encuentra en el cristal KTP. Dado el tipo de cavidad que tenemos, en la cual

la cintura se encuentra en la cara de entrada del cristal, es muy baja la posibilidad de tener una alta eficiencia de conversión.

- Debido a que la cara de entrada de nuestro cristal, la cual funciona como espejo, no cuenta con capas reflejantes a la longitud de 532 nm, tenemos luz fugándose por este extremo del láser.
- El no tener empatamiento de fase entre la señal a 1064nm y la señal a 532 nm debido a que el cristal no haya sido colocado exactamente por problemas mecánicos a los ángulos a los cuales ocurre el empatamiento de fase (θ = 90 ° y φ = 23.2 °).
- El no contar con un control de temperatura para el cristal KTP; la eficiencia de conversión puede ser aumentada variando la temperatura del cristal (Silfvast, 1996).

V.4.2 Q-Switching.

La técnica de *Q*-switching es utilizada ampliamente para obtener pulsos muy intensos y de corta duración de láseres. Algunas de las aplicaciones más utilizadas de los láseres involucran el uso de pulsos de alta energía. Por ejemplo, para maquinado y soldado, medición de fenómenos ultrarrápidos, generación de segundo y tercer armónico, etc.

La Q se refiere al factor de calidad de la cavidad del láser, un factor directamente relacionado a la ganancia total pero independiente de la población. Cuando Q es alto, los fotones permanecen en la cavidad durante largos periodos de tiempo, de tal forma que la ganancia es alta, lo contrario también es cierto.

Para lograr que nuestro láser pasara a un régimen pulsado se introdujo en la cavidad (Fig. 32) un cristal de Cr⁴⁺:YAG el cual funciona como un absorbedor saturable; cuando el

absorbedor se desatura, disminuye la vida media de los fotones en la cavidad, reduciendo Q y por lo tanto la ganancia. En este estado, mientras Q es baja, la inversión de población alcanza un nivel alto. Sin embargo, cuando el absorbedor se satura, la Q de forma instantánea es alta, así como la ganancia. En este punto, toda la energía almacenada en la inversión de población se libera en un pulso corto y de muy alta energía. Al bajar la intensidad dentro de la cavidad el absorbedor se desatura, comenzando el ciclo nuevamente.

Dado que el efecto del absorbedor saturable puede ser modelado como pérdidas dentro de la cavidad, para poder encontrar la frecuencia de repetición de los pulsos, es necesario recurrir a las ecuaciones que modelan a un láser de 4 niveles para calcular la población en el nivel 2; dichas ecuaciones son

$$\frac{dN_3}{dt} = R_p - \frac{N_3}{\tau_{32}} \ y \tag{101}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - N_2 B\phi - \frac{N_2}{\tau_{21}}.$$
(102)

Ahora, si suponemos que no existe emisión láser debido a las altas pérdidas dentro de la cavidad, tendremos que $\phi \approx 0$, por lo tanto

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}}.$$
(103)

Si consideramos que el tiempo de vida del nivel 3 al nivel 2 es casi cero, podemos

aproximar que $\frac{dN_3}{dt} = 0$, y por lo tanto

$$N_3 = R_p \tau_{32}. (104)$$

Si sustituimos la ecuación anterior en la ecuación (103), tendremos que

$$\frac{dN_2}{dt} = R_p - \frac{N_2}{\tau_{21}}.$$
(105)

Resolviendo la ecuación diferencial anterior, obtenemos que

$$N_2 = \tau_{21} R_p [1 - e^{-\frac{t}{\tau_{21}}}].$$
(106)

Una vez que la inversión de población rebasó el valor umbral, un pulso de gran energía es liberado, despoblando el nivel dos, de tal manera que el tiempo necesario para que exista otro pulso será τ_{21} , por lo tanto, la frecuencia de repetición de los pulsos será

$$f_{rep} = 1/\tau_{21} , \qquad (107)$$

mientras que el ancho de cada pulso estará dado por el tiempo de vida del fotón dentro de la cavidad, el cual está dado por

$$\Delta t = \frac{2L}{c[1 - R_2]} \,. \tag{108}$$

A continuación se muestra una gráfica de los pulsos obtenidos.



Figura 52. Pulsos cortos obtenidos: (a) duración del pulso, b) repetición de los pulsos.

Como puede observarse en las gráficas anteriores se obtuvieron pulsos con una duración de 212 ns FWHM y una frecuencia de repetición de 340 Khz, el desempeño del cristal fue pobre, ya que de acuerdo a las ecuaciones (107) y (108), se esperaban pulsos con una repetición aproximada a los 10 Khz y una duración aproximada a 1 ns.

El hecho de que no se obtuvieron los valores esperados se debió principalmente a que no se tuvo la suficiente energía en el absorbedor saturable, esto debido a la posición del absorbedor en la cavidad; para que se tuviera la mayor cantidad de energía en el absorbedor, la cintura del haz debería de haber estado dentro de este.

Dado que los experimentos con elementos intracavidades fueron de una muy baja eficiencia, por las circunstancias anteriormente descritas, se propone que en trabajos futuros se desarrolle un láser de Nd:YVO₄ con otro tipo de cavidad. Por ejemplo, una cavidad concéntrica o también llamada esférica. En este tipo de cavidad, los radios de curvatura de ambos espejos son de la mitad de la longitud L de la cavidad, $R_{c1} = R_{c2} = L/2$, de tal manera que la cintura de haz w_0 se encuentra localizada a la mitad de la cavidad.

Esta propiedad de la cavidad junto con la utilización de elementos en los cuales los tres cristales (Nd:YVO₄, KTP y Cr⁺⁴:YAG) estén integrados en una sola pieza, provocaría que tuviéramos un láser de alta eficiencia, tanto en potencia, generación de segundo armónico y generación de pulsos ultracortos, ya que tendríamos la mayor densidad de energía en los tres cristales.

CAPÍTULO VI CONCLUSIONES

En este último capítulo se presentan las conclusiones del trabajo de tesis realizado. Las conclusiones obtenidas son:

1.- El láser desarrollado presenta características que igualan o sobrepasan a los desarrollados por otros grupos de trabajo, o mejor aún los de algunos láseres comerciales. Por citar algunos ejemplos, la eficiencia del 46 % sobrepasa el 35 % de eficiencia del láser modelo *Laserteach* vendido por la compañía *Laseroptics*, mientras que el ruido que presenta nuestro láser (≈ 0.08 % rms) es menor que el 0.5 % rms que presenta el modelo *1064-1000* de la compañía *Coherent*.

Tales características nos llevan a la posibilidad de colocar en un futuro nuestro producto en el mercado debido a su alto desempeño y bajo costo de fabricación.

2.- El cristal de Nd:YVO₄, dadas las características observadas durante el desarrollo de esta tesis (variaciones mínimas en la absorción por parte del cristal debidas al corrimiento en la longitud de onda del bombeo, alta absorción por parte del cristal, variaciones nulas en el espectro de emisión debidas a cambios de temperatura en el diodo láser, emisión monomodal, alta eficiencia de conversión, baja potencia de emisión), es el candidato idóneo para remplazar al Nd:YAG como medio activo en los láseres de estado sólido bombeados por diodo. Estas características permitirán abaratar costos de producción y de operación. Por ejemplo, es posible utilizar diodos con mayores tolerancias (lo cual se traduce en un menor costo del diodo), utilizar cristales más cortos, sistemas de control de temperatura menos sofisticados, utilizar de sistemas mecánicos con menor complejidad, menor consumo de potencia eléctrica, etc.

3.- A pesar de que nuestro cristal no posee una fuerte dependencia a variaciones en la temperatura del diodo de bombeo, es necesario en trabajos futuros implementar un sistema de control de temperatura retroalimentado para alargar la vida del diodo láser. Esto es debido a que uno de los factores que pueden contribuir a la degradación o destrucción de un semiconductor es la temperatura.

4.- Es deseable mejorar el sistema para la corrección de la alta divergencia del haz proveniente del diodo. De esta manera será posible tener un haz láser totalmente circular y con un factor M^2 menor al reportado.

5.- A pesar de que el modelo matemático empleado para determinar el comportamiento del láser es sencillo, nos arroja datos cercanos a los datos experimentales.Existen variaciones que pueden ser atribuidas a diversos factores, tales como:

- Variaciones en las reflectancias, tanto del espejo acoplador como del espejo de entrada.
- Menor acoplamiento de la luz de bombeo al cristal

- Una variación en las pérdidas pasivas de la cavidad.
- Absorción en el cristal a la longitud de onda de la emisión del láser.

6.- La cavidad utilizada no es la idónea para la generación de fenómenos intracavidad. Esto es debido a que la mayor eficiencia de estos fenómenos depende de la densidad de energía en los cristales no lineales utilizados y por lo que, óptimamente, w_0 debe de estar dentro de los cristales. Para esto es necesario considerar otro tipo de cavidad. Por ejemplo, una cavidad lineal tipo V o Z (Amador y Rausch, 2000) o, en su defecto, una tipo concéntrica.

BIBLIOGRAFÍA

Amador, A.y F. Rausch. 2000. "Estudio sobre láseres". Departamento de Física de la UBA. Argentina. 7pp.

Boyd, G.D. y D. A. Kleinman. 1968. "Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams". J. Appl. Phys. **39:** 3597-3639 p.

Bronsky. M.T. "Development of a process for characterization of Nd:YAG crystals". Worcester Polytechnic Institute. Estados Unidos. Tesis de Maestria. 145 pp.

Casix. 2003. "Neodymium Doped Yttrium Orthvanadate (Nd:YVO4) Crystal". www.casix.com/product/Laser_Crystal_NdYVO4.htm. CASIX, Inc. Fujian, China.

Coherent. 2003."COMPASS[™] 1064 Series - Compact Mid & High Power CW IR (1064 nm) Lasers". <u>www.coherentinc.com/Downloads/Compass1064_1000DS.pdf</u>. Coherent Inc. Santa Clara, CA

Chen, Y., Z. Xiong, G. C. Lim, H.Y Zheng y X. Peng. 1999. "High-efficiency Nd:YVO4 laser end-pumped with a diode laser bar". Proceedings of SPIE **3898**: 148-155 p.

Findlay, D., y R.A. Clay. 1966. "The measurement of internal losses in 4-level lasers". Phys.Lett. 20: 277 p.

Hecht E. 2000. "Óptica". Addison Wesley. Tercera Edición. Madrid. 722 pp.

Kalisky, Y., L. Kravchik y C. Labbe. 2001. "Repetitive modulation and passively Q-switching of diode-pumped Nd-KGW laser". Opt. Comm. 189: 113-125 p.

Laseroptics. 2003, "Láseres sólidos bombeados por diodo láser". www.laseroptics.com.ar/Einicio.html. Laseroptics SA. Buenos Aires, Argentina.

Melles Griot. 2003. "Gaussian beam optics tutorial". <u>www.mellesgriot.com/products/optics/gb_1.htm</u>. Melles Griot Photonics Components. Carlsbad, CA.

Newport. 2003. "Gaussian beam optics tutorial". www.newport.com/Support/Tutorials/Optics/o2.asp. Newport Corp., Irvine, CA.

Orozco Arellanes, M. J. 2003. "Fuentes sintonizables utilizando estructuras de dominios ferroelectricos". Centro de Investigación Científica y de Educación Superior de Ensenada. México. Tesis de Doctorado. 111 pp.

BIBLIOGRAFÍA (continuación)

Red Optronics. 2003. "Laser Crystals". www.redoptronics.com/Nd-YVO4-crystal.html, Red Optronics, Mountain View, CA.

Saleh, B.E.A. y M.C. Teich. 1991. "Fundamental of Photonics". John Wiley and Sons, Inc. New York. 966 pp.

Sánchez Morales, M.E. 2003. "Caracterización de guías de onda fabricadas mediante implantación iónica en cristales de Nd:YVO4". Centro de Investigaciones en Óptica. México. Tesis de Maestría. 98 pp.

Shimoda, K. 1984. "Introduction to Laser Physics". Springer-Verlag. Berlin. 211 pp.

Siegman, A. E. 1986. "Lasers". University Science Books. Mill Valey. 1283 pp.

Silfvast, W. T. 1996. "Laser Fundamentals". Cambridge University Press. New York. 521 pp.

Snell, J. K., D. Lee, K. F. Wall, y P. F. Moulton. 2000. "Diode-pumped, high-power CW and modelocked Nd:YLF lasers", Trends in Optics and Photonics **34**: 55-59 p.

Svelto, O. 1998. "Principles of Lasers". Plenum Press. Cuarta Edición. New York. 604 pp.

Thorlabs. 2003. "Scanning Fabry Perot". <u>www.thorlabs.com/NewGroupPage.cfm?Guide=43&Category_ID=74&ObjectGroup_ID=8</u> 59, Thorlabs, Inc., Newton, NJ.

Verdeyen, J.T. 1995. "Laser Electronics". Prentice Hall. Tercera Edición. New Jersey. 778 pp.

Yariv, A. 1989. "Quantum Electronics". John Wiley & Sons, Inc. Tercera Edición. Singapore. 676 pp.

Yariv, A. 1991. "Optical Electronics". HRW Saunders. Cuarta Edición. Philadelphia. 713 pp.

