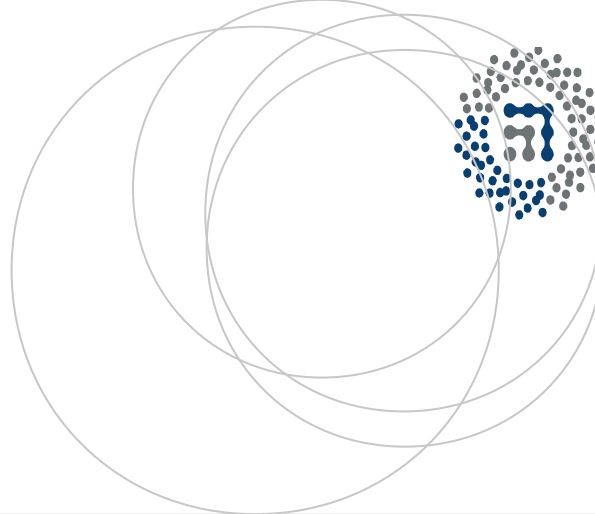


eman ta zabal zazu



Universidad del País Vasco Euskal Herriko Unibertsitatea



ZTF-FCT

Zientzia eta Teknologia Fakultatea  
Facultad de Ciencia y Tecnología



Gradu Amaierako Lana / Trabajo Fin de Grado  
Fisikako Gradua / Grado en Física

# Estudio y construcción de un láser de Nd:YAG en configuración fundamental y de segundo armónico

Egilea/Autor/a:  
**Asier Alvarez Rueda**  
Zuzendaria/Director/a:  
**Josu Ortega Aperribay**

© 2016, [Asier Alvarez](#)

## Introducción y objetivos

El láser es un aparato que, basándose en la emisión estimulada, es capaz de producir radiación electromagnética monocromática y coherente. Por ello, ha sido un dispositivo muy útil desde su invención tanto en la industria como en los laboratorios.

En particular, el láser de Nd:YAG es un láser de estado sólido, es decir, se basa en un cristal dopado con impurezas. Este láser se desarrolló en 1964 [2, pag. 17] de la mano de J. E. Geusic y desde entonces ha sido bastante utilizado debido a su versatilidad y a las características del material anfitrión.

El objetivo de éste trabajo será construir y operar un láser de Nd:YAG emitiendo en su frecuencia fundamental, usando un doblador de frecuencia y utilizando el Q-switching. Primero, se ha explorado a nivel teórico las bases del funcionamiento de un láser. Junto al láser también se estudiará el fundamento teórico de la generación de segundo armónico y la técnica del Q-switch.

Una vez entendidas las bases teóricas, se han comprobado experimentalmente algunas de las características del láser, como es la respuesta en función de la potencia de entrada, los modos de transmisión, las condiciones necesarias para doblar la frecuencia o el funcionamiento real de un Q-switch. Para ello, se ha construido un láser de Nd:YAG y se ha operado en diferentes modos.

# Indice

<b>1</b>	<b>Fundamento teórico</b>	<b>4</b>
1.1	Funcionamiento del láser . . . . .	4
1.1.1	El material activo . . . . .	4
1.1.2	El resonador . . . . .	11
1.2	Óptica no lineal. Generación de segundo armónico . . . . .	14
1.2.1	Formulación matemática de los procesos ópticos no lineales . . . . .	14
1.2.2	Generación de segundo armónico (SHG) . . . . .	14
1.2.3	Generación de segundo armónico con materiales anisótropos . . . . .	16
1.3	Q-switching . . . . .	18
<b>2</b>	<b>Procedimiento experimental. Resultados y conclusiones</b>	<b>21</b>
2.1	Dispositivo experimental . . . . .	21
2.1.1	El Nd:YAG como material activo . . . . .	23
2.2	Ajuste del diodo láser. Espectro y calibración . . . . .	24
2.2.1	Resultados: calibración y caracterización . . . . .	25
2.3	Medida del tiempo de fluorescencia . . . . .	27
2.3.1	Resultados: determinación de $\tau[{}^4F_{3/2}]$ . . . . .	27
2.4	Construcción del resonador y obtención de señal láser . . . . .	28
2.4.1	Resultados: medidas de señal láser . . . . .	29
2.5	Generación de segundo armónico . . . . .	32
2.5.1	Resultados: segundo armónico y modos de transmisión . . . . .	32
2.6	Q-switching . . . . .	34
2.6.1	Resultados: operación con Q-switching . . . . .	34
2.7	Conclusiones . . . . .	36

# Parte 1

## Fundamento teórico

### 1.1 Funcionamiento del láser

Un láser se compone de tres partes: material activo, resonador y fuente de bombeo. En esta sección se explicarán las dos primeras:

#### 1.1.1 El material activo

El material activo es el material que permite la amplificación láser. En este caso se trata de Nd:YAG, pero es interesante una introducción general antes de ver este caso particular.

#### Coefficientes de Einstein

La física del láser se basa en la interacción radiación materia. Para tratar de entender estos procesos, Einstein propuso un modelo para la absorción y emisión de radiación[3]. Supongamos un material formado por  $N$  átomos con dos niveles de energía en equilibrio térmico a temperatura  $T$ . Entre los dos niveles hay un gap de energía  $\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu_0$ .  $N_1$  y  $N_2$  serían el número de átomos en cada nivel. Entre ellos se establecen tres procesos caracterizados por una serie de coeficientes, llamados coeficientes de Einstein:

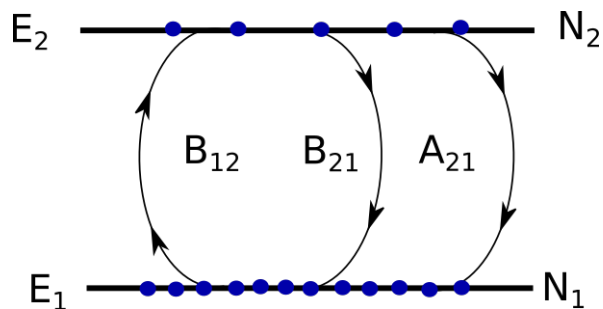


Figura 1.1: Esquema de niveles

El primero sería un proceso de absorción estimulada: el material absorbe radiación de energía adecuada y excita un átomo al nivel superior. El cambio en el número de átomos en cada nivel debe ser proporcional a la densidad de energía de radiación de la frecuencia adecuada y con un coeficiente de proporcionalidad:

$$\frac{dN_1}{dt} = -B_{12}\rho(\nu_0)N_1$$

Por otra parte, es bien sabido que un material excitado va a emitir de forma espontánea<sup>1</sup> radiación, o lo que es lo mismo, los átomos del nivel 2 tienden a bajar de forma espontánea al nivel 1:

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2$$

Donde  $A_{21}$  es la constante que regula el proceso. Si sólo estuviera este proceso, se ve que lo que describe es un decaimiento exponencial de  $N_2$ . Por ello, es posible relacionar el coeficiente  $A_{21}$  con un tiempo de relajación del nivel  $\tau = 1/A_{21}$  que como se verá más tarde, es importante en la caracterización del material.

Por último, se define el proceso de emisión estimulada:

$$\frac{dN_2}{dt} = -B_{21}\rho(\nu_0)N_2$$

Se puede entender como que la misma radiación que provoca la excitación del sistema provoca al mismo tiempo su desexcitación. Éste es el proceso interesante para el láser ya que la radiación obtenida mediante emisión estimulada es indistinguible de la radiación inicial [3, Ch.6.4], haciendo que la radiación emitida sea coherente.

La existencia de estos procesos se pueden demostrar mediante un argumento de consistencia: si suponemos que el material está en equilibrio térmico, la radiación que rodea al material debe ser la correspondiente a la del cuerpo negro a esa frecuencia. Entonces, el intercambio neto de energía con la radiación a su alrededor tiene que ser cero. Por ello:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{Estim.} + \left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{Espont.} = \left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{Estim.}$$

Introduciendo las fórmulas anteriores:

$$-B_{21}\rho(\nu_0)N_2 - A_{21}N_2 = -B_{12}\rho(\nu_0)N_1$$

Haciendo un poco de álgebra, es posible aislar la densidad de radiación:

$$\rho(\nu_0) = \frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} \frac{N_1}{N_2} - 1}$$

Ahora bien, si el material verifica la estadística de Boltzmann, lo cual salvo casos extremos será cierto, entonces la fracción de los niveles de ocupación vendrá dada por el factor de Boltzmann (obviando las degeneraciones):

$$\frac{N_1}{N_2} = \exp\left[-\frac{E_1 - E_2}{k_B T}\right] = \exp\left[\frac{h\nu_0}{k_B T}\right]$$

Si se introduce en la fórmula de la densidad de energía, se obtiene algo muy parecido a la distribución de Planck:

$$\rho(\nu_0) = \frac{A_{21}/B_{21}}{\frac{B_{12}}{B_{21}} e^{h\nu_0/k_B T} - 1}$$

---

<sup>1</sup>Es decir, sin necesidad de que exista un campo de radiación que provoque la desexcitación

Basta con imponer una serie de condiciones a los coeficientes de Einstein para recuperar la distribución de Planck:

$$B_{21} = B_{12} \quad (1.1)$$

$$A_{21} = \frac{8\pi\nu_0^2 h\nu_0}{c^3} B_{21} \quad (1.2)$$

Con esto queda clara la necesidad de introducir el proceso de emisión estimulada.

### El ensanchamiento de líneas

De cara a explicar el coeficiente de ganancia de un láser, es necesario hacer un comentario sobre el ensanchamiento de líneas. Este fenómeno consiste en que el material interactúa no sólo con la frecuencia del gap de energía, sino también con las frecuencias cercanas, debido a diferentes mecanismos. Dependiendo de su naturaleza, dan lugar a un ensanchamiento gaussiano o lorentziano. En los láseres de estado sólido, los más importantes serían los siguientes[2, Ch. 1]:

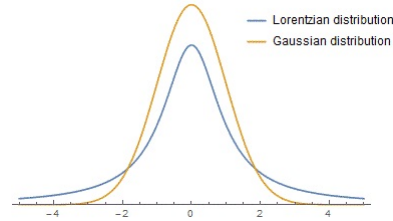


Figura 1.2: Curva lorentziana y gaussiana normalizadas. Ambas son las curvas estándar

- **Ensanchamiento natural:** el hecho de tener un proceso de decaimiento exponencial provoca un ensanchamiento, como se puede comprobar mediante una transformada de Fourier. Esto nos daría el ensanchamiento mínimo en todos los sistemas.
- **Ensanchamiento térmico:** las vibraciones de la red provocan variaciones en la frecuencia de resonancia de los átomos.
- **Ensanchamiento debido a inhomogeneidades del cristal:** las imperfecciones en los cristales dan lugar a variaciones en la frecuencia de resonancia de los átomos cercanos, perdiendo de esta manera pureza espectral.

Estos efectos se pueden incluir en el modelo mediante una función de probabilidad  $g(\nu)$  que da la probabilidad por unidad de frecuencia de que un átomo interactúe con una frecuencia  $\nu$ .

### El coeficiente de absorción

Teniendo en cuenta el ensanchamiento de líneas, se puede escribir la variación de la ocupación de los niveles por emisión y absorción estimulada de la siguiente manera<sup>2</sup>:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -\frac{\partial N_1}{\partial t} = B_{21}\rho(\nu)(N_1 - N_2)g(\nu)d\nu \quad (1.3)$$

Un aumento de  $N_1$  implica que hay átomos que se han desexcitado y por lo tanto han emitido, aumentando la densidad de energía del campo de radiación. Esto permite relacionar la derivada de  $N_1$  con la derivada de la

<sup>2</sup>Al hacer esta ecuación, estamos suponiendo que el número total de átomos es constante, de tal forma que  $dN_1 = -dN_2$

densidad de energía:

$$\frac{\partial \rho(\nu)}{\partial t} = \frac{\partial N_1}{\partial t} \frac{h\nu}{V}$$

Ahora bien, el espectro de emisión del láser es mucho más estrecho que el ancho de línea de la transición<sup>3</sup>

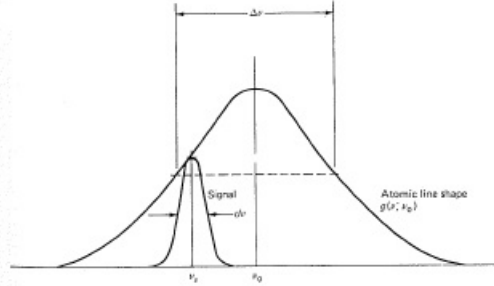


Figura 1.3: Ancho de línea frente al ancho de señal. Fuente: [2]

Esto permite simplificar las ecuaciones, ya que podemos suponer que la radiación es monocromática a la frecuencia de la señal  $\nu_s$ . Esto equivale a suponer que la densidad de radiación es proporcional a una delta en frecuencias, de tal forma que podemos eliminar los diferenciales de las ecuaciones:

$$\frac{\partial \rho(\nu_s)}{\partial t} = \frac{\partial N_1}{\partial t} = -B_{21} \rho(\nu_s) (n_1 - n_2) g(\nu_s) h\nu_s$$

Donde las  $n$  minúsculas serían las densidades de ocupación.

Consideremos ahora un material activo de longitud  $L$  y radiación avanzando por el material en dirección  $z$ . El frente de ondas de la radiación tendrá al principio una densidad de energía  $\rho(0)$ . A cada instante de tiempo, la densidad de energía aumenta según la ecuación anterior y a la vez el frente avanza dentro del material:

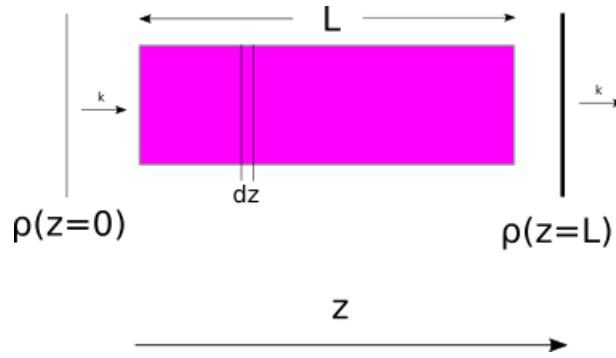


Figura 1.4: Esquema de la situación que se está describiendo

Si la radiación avanza a través del material a velocidad  $c$  (supongamos que es homogéneo e isotrópico, y que la radiación es monocromática) entonces la densidad de energía irá cambiando punto a punto según avance dentro del material. Usando la relación  $dz = cdt$ :

$$\frac{\partial \rho(\nu_s)}{\partial z} = \frac{1}{c} \frac{\partial \rho(\nu)}{\partial t} = -B_{21} \rho(\nu_s) (n_1 - n_2) g(\nu_s) \frac{h\nu_s}{c} \quad (1.4)$$

<sup>3</sup>Ésto es debido al resonador, como explicaré más tarde.

Aquí podemos definir la sección eficaz del proceso:

$$\sigma_{21}(\nu_s) = B_{21}g(\nu_s)\frac{h\nu_s}{c}$$

Se puede resolver para  $\rho$ , obteniendo la fórmula habitual de un material que absorbe energía:

$$\rho(x) = \rho(0)e^{-\alpha_{abs} z}$$

Donde  $\alpha_{abs}(\nu_s) = \sigma_{21}(n_1 - n_2)$  es el coeficiente de absorción. En este contexto, es más útil hablar de la curva de ganancia,  $\alpha = -\alpha_{abs}$  donde está claro que si este último es positiva, la densidad de energía de la radiación irá aumentando según avance por el material. Esta curva, en frecuencias, tendrá esencialmente la forma de  $g(\nu)$ , mientras que su signo depende de  $(n_2 - n_1)$ . En equilibrio térmico,  $n_1 \gg n_2$  por lo que el material absorbe energía. Si las poblaciones se igualan, la curva de ganancia da 0 y el material se vuelve transparente. Y por último, si tenemos mayor densidad de átomos excitados logramos la amplificación.

### El sistema de cuatro niveles. Rate equations

La situación en la que el material cuenta con más átomos excitados que en estado base se denomina inversión de población. El objetivo será entonces crear dicha inversión y mantenerla. Para ello el material activo debe contar con una estructura de niveles adecuada para facilitar el proceso.

En el caso del Nd:YAG sus niveles se ajustan a un esquema de cuatro niveles:

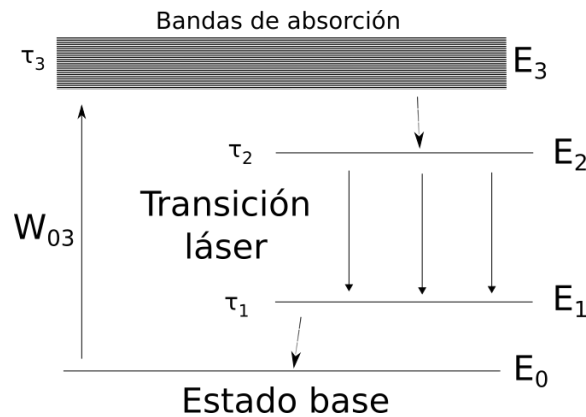


Figura 1.5: Esquema de 4 niveles de energía.  $\tau$  es el tiempo de relajación del nivel.  $W$  es la tasa de transición del nivel 0 al 3 dado por el bombeo.

En este esquema, los átomos son excitados a las bandas de absorción. Éstas son un conjunto de niveles que permiten absorber diferentes frecuencias y de esta manera simplificar el proceso. A continuación, los átomos bajan al nivel 2 mediante un proceso rápido. Entre el nivel 2 y el 1 se produce la transición láser, y es el gap utilizado para amplificar coherentemente la radiación. El nivel 1, al no ser el estado base, estará poco poblado, de tal forma que lograr la inversión de población debería ser sencillo incluso con poca energía de bombeo.

Obviamente, éste sería el proceso ideal. En principio, y salvo que se trate de transiciones prohibidas, es posible que ocurran transiciones de 3 a 0, de 3 a 1 o de 2 a 0, las cuales provocarán pérdidas en el sistema. Esto se puede mitigar buscando materiales en los que los tiempos de relajación sean los adecuados. A pesar de tener distintas transiciones, todas lo son entre dos niveles, y por lo tanto, se pueden estudiar usando el modelo presentado en



el apartado anterior. Mediante este procedimiento podemos llegar a un conjunto de ecuaciones diferenciales que describan el movimiento entre niveles de los átomos y que nos permiten predecir una serie de comportamientos del sistema, las llamadas rate equations.

Para empezar, supondremos que el número total de átomos es fijo, es decir  $n_0 + n_1 + n_2 + n_3 = n_{tot} = Cte$ . Realmente, lo que nos interesa es la dinámica del nivel 2, ya que es el que va a emitir radiación láser. Para ello se introducirán una serie de aproximaciones:

- Los gaps entre los niveles 3 y 2 y entre 1 y 0 son lo suficientemente pequeños como para permitir procesos no radiativos, los cuales son mucho más rápidos que los radiativos[2, Ch. 1]. Por ello podemos suponer que no se acumulan apenas átomos en los niveles 3 y 1, es decir,  $n_3 \approx n_1 \approx 0$ .
- Salvo que se opere a muy alta temperatura o con bombeos muy intensos, la mayoría de los átomos estarán en el nivel 0, por lo que podemos suponer que  $n_0 \gg n_2$ .

Entonces, el nivel 2 se poblará gracias a los átomos excitados desde el nivel 0 y se despoblará por emisión estimulada y por fluorescencia.

El proceso de absorción se puede caracterizar por el parámetro  $W_{03}$ , que es el número de átomos excitados por unidad de tiempo y que está relacionado con la intensidad con la que se bombea energía al sistema.

Además, hay que tener en cuenta que algunos átomos no decaerán al nivel 2, sino que irán a 1 o a 0. El porcentaje de átomos que decae a 2 será la branching ratio de ese proceso:

$$\eta = \frac{A_{32}}{A_{32} + A_{31} + A_{30}}$$

Así, la tasa de bombeo será  $W_p = \eta W_{03}$ .

Las variaciones por emisión estimulada están descritas por la ecuación 1.3<sup>4</sup>. Ésta parte se puede escribir de una forma más simple expresándolo en términos de la sección eficaz del proceso y de la densidad de fotones del campo de radiación coherente  $\phi$  en el resonador:

$$B_{21} = \frac{c}{h\nu g(\nu)} \sigma(\nu) \quad (1.5)$$

$$\rho(\nu) = h\nu g(\nu) \phi \quad (1.6)$$

Sustituyendo en 1.3, la parte de emisión estimulada es:

$$B_{21} \rho(\nu_s) (n_1 - n_2) g(\nu_s) \frac{h\nu_s}{c} = c \sigma_{21}(\nu) \phi (n_1 - n_2)$$

Por último, los átomos del nivel 2 se pueden desexcitar mediante emisión espontánea a los niveles 1 y 0. El proceso se puede escribir en términos de un tiempo de fluorescencia definiendo:

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{1}{\tau_{21}} + \frac{1}{\tau_{20}} \quad (1.7)$$

Juntando todos los términos, y definiendo la inversión de población  $n = n_2 - n_1 \approx n_2$ :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = W_p n_0 - c \sigma_{21}(\nu) \phi n - \frac{n}{\tau_f} \quad (1.8)$$

---

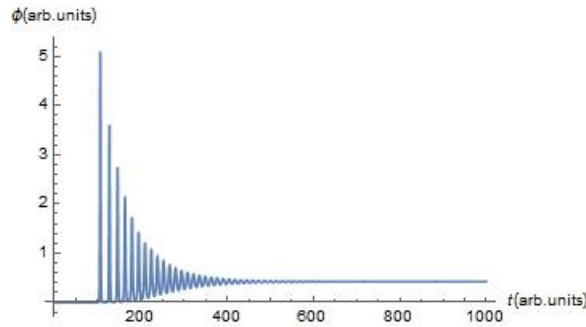
<sup>4</sup>La radiación se supondrá monocromática

En éstas ecuaciones hay que tener en cuenta que la densidad de fotones no es una constante. En un modelo sencillo, la densidad aumenta debido a la emisión espontánea y baja debido a que salen del resonador. Ésto último se puede caracterizar por un tiempo de vida medio de los fotones en el resonador  $\tau_c$ . Además, hay que añadir un término pequeño  $S$  que represente los fotones emitidos en emisión espontánea que se añaden a la oscilación coherente<sup>5</sup>:

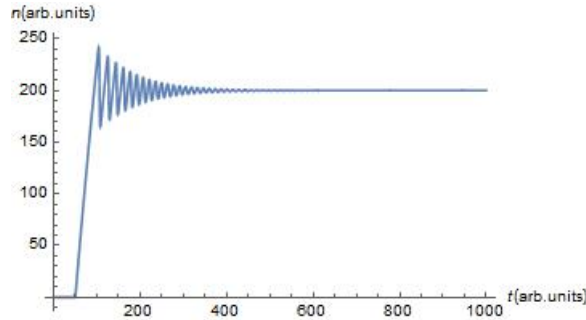
$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = c\sigma_{21}(\nu)\phi n - \frac{\phi}{\tau_c} + S \quad (1.9)$$

Las ecuaciones (1.9) y (1.8) forman un sistema de ecuaciones diferenciales no lineales que describen la dinámica del láser. Si bien el modelo es muy simple y no predice características de la radiación láser como la emisión en multimodos o la polarización y dirección de la luz, permite extraer varias conclusiones importantes.

Estas ecuaciones se pueden resolver de forma numérica, obteniendo resultados como estos:



(a) Solución de las ecuaciones diferenciales para la densidad de fotones



(b) Solución de las ecuaciones diferenciales para la diferencia de población

Vemos que tenemos fuertes oscilaciones al principio para acabar alcanzando un estado estacionario.

Podemos ver lo que ocurre en dicho estado estacionario. En este estado las derivadas respecto del tiempo son igual a 0. Haciéndolo en la ecuación (1.9), encontramos un valor para la diferencia de población en el estado estacionario:

$$n^* = \frac{1}{c\sigma\tau_c} \quad (1.10)$$

Esto indica que la inversión de población en el estado estacionario es la necesaria para compensar las pérdidas, como es obvio. Por este argumento, esta diferencia de población es también la diferencia de población umbral:

<sup>5</sup>Este término sólo será interesante al principio, ya que enseguida se vuelve insignificante frente a los otros.

es necesario alcanzar ésta para que se empiece a emitir. Si se sustituye  $n^*$  en el segundo término de (1.8), desaparece  $c\sigma$  y se obtiene la siguiente expresión para la densidad de fotones en el estado estacionario:

$$\phi^* = \tau_c \left( W_p n_0 - \frac{n^*}{\tau_f} \right) \quad (1.11)$$

Esta ecuación predice que la densidad de fotones crece linealmente con la tasa de bombeo, y además, indica que existe una tasa de bombeo mínima en la que si la tasa es menor, el láser no emite<sup>6</sup>. Es posible entonces reescribir ésta ecuación como  $\phi^* = n_0 \tau_c (W_p - W_{th})$ .

Si bien éstas variables no son medibles fácilmente, la densidad de fotones es proporcional a la potencia de salida del láser [3, ch.8.6]. Debido a que las tasas de bombeo también son proporcionales a la potencia de bombeo, se logra una ecuación sencilla para la potencia de salida. A parte de la densidad de fotones, hay que tener en cuenta que hay un factor de eficiencia cuántica en el proceso de transformación de la longitud de onda [3] y que parte de la potencia de salida se disipa mediante diversos mecanismos (dispersión de la luz, absorción en los espejos, etc.). Teniendo esto en cuenta:

$$P_{out} = \eta \frac{E_2 - E_1}{E_3 - E_0} (P_{in} - P_{th}) \frac{T}{T + L} \quad (1.12)$$

Donde T es el coeficiente de transmisión del espejo de salida, L el coeficiente de pérdidas y la fracción de energías es la eficiencia cuántica.

### 1.1.2 El resonador

El resonador es una parte importante del dispositivo, ya que tiene dos funciones: hacer que el láser esté realimentado, y limitar el número de frecuencias que pueden ser amplificadas.

Un resonador consiste en dos espejos enfrentados.

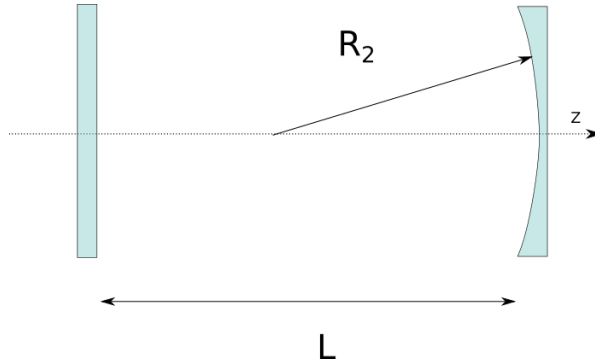


Figura 1.7: Esquema del resonador utilizado en este trabajo.  $R_2$  es el radio de curvatura del espejo y L la longitud del resonador

En un sistema así, se formará una onda estacionaria en el eje Z y una onda que se mueve libremente en el plano X-Y. Es fácil ver que la distancia entre los espejos limita el número de modos permitidos [4]. Consideremos el

<sup>6</sup>En la ecuación de arriba se obtendría una densidad de fotones negativa, lo que es un resultado absurdo.

campo eléctrico en un punto (que llamaremos  $E_1$ ) y el campo en el mismo punto tras haber revotado en ambos espejos (lo llamaremos  $E_2$ ). Si suponemos que la amplitud no cambia, entonces:

$$\frac{E_2}{E_1} = e^{-i\omega(\frac{2L}{c})} \quad (1.13)$$

Entonces, para que se trate de una situación estacionaria, esa exponencial debe ser igual a 1. Por lo tanto:

$$\frac{2L\omega}{c} = 2\pi q, \quad q \text{ entero} \quad (1.14)$$

Por lo que tenemos un espaciado en frecuencias  $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$ .

Por otra parte, se debe tener en cuenta, tal y como se explicó en 1.1.1, el material activo no amplifica todas las frecuencias por igual, sino que amplifica un rango de frecuencias según la curva de ganancia. Por lo tanto, cada modo se verá amplificado de una manera distinta:

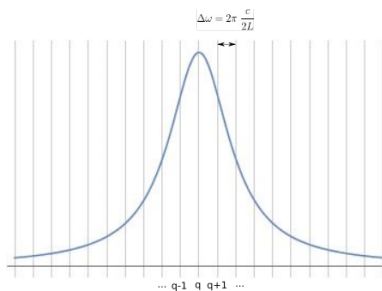


Figura 1.8: Considerando una función g lorentziana, en la imagen se ve cómo los modos más cercanos al máximo sufrirán una amplificación mayor

Hay que tener en cuenta que como  $n^*$  es inversamente proporcional a  $\sigma(\nu)$ , entonces  $W_{th}$  depende de la frecuencia y aumentará cuanto más pequeña sea la amplificación, como es lógico. De esta manera, si las pérdidas en el resonador son lo suficientemente grandes, la mayoría de los modos se verán suprimidos y será posible lograr radiación monocromática.

### Criterio de estabilidad

En un resonador, la luz sufrirá múltiples reflexiones antes de salir por uno de los extremos. Entonces, se debe buscar la forma que deben tener nuestros espejos para que la energía quede encerrada dentro del resonador. De esta manera, se habla de un resonador estable cuando al menos desde el punto de vista de la óptica geométrica, una vez que la luz entra en el resonador se queda atrapada de forma indefinida. Se puede demostrar [3, ch. 11.5] que si tenemos un resonador con dos espejos cóncavos de radio  $R_1$  y  $R_2$  respectivamente, la condición necesaria para que el resonador sea estable es:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (1.15)$$

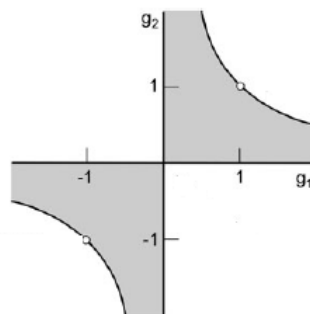


Figura 1.9: Representación gráfica del criterio de estabilidad. La parte sombreada es la zona estable. Fuente: [3]

donde  $g_1 = 1 - \frac{L}{R_1}$  y  $g_2 = 1 - \frac{L}{R_2}$ . Como se ha indicado anteriormente, se va a trabajar con un resonador hemisférico, el cuál es un resonador con un espejo plano y el otro cóncavo, tal y como se dibujó en 1.7. En este caso,  $R_1 = \infty$  y por lo tanto  $g_1 = 1$ . Teniendo  $R_2$  fijo, se puede variar  $g_2$  cambiando L. Hay que tener en cuenta que cuanto más cerca nos esté el aparato del límite de estabilidad más sensible será el sistema a malos alineamientos. De la misma manera, es interesante que L sea igual al radio para que el espejo concentre la radiación en el material activo, que en nuestro caso estará cerca del espejo plano, como se explicará en el siguiente capítulo. Por ello, se deberá encontrar un compromiso entre estas dos condiciones.

### Modos transversales

Como ya se ha dicho, el resonador limita la dirección z, pero en el plano XY la onda viaja de forma libre. No se puede considerar una onda plana para esto ya que los espejos tienen una anchura finita, pero para tratar de estudiar la transmisión de la luz se puede suponer un paquete de frecuencias. Partiendo de que la onda se transmite en forma de onda gaussiana, es decir, que su sección transversal está modulada por una función gaussiana, en [3, ch. 11.6] se muestra que la ecuación de ondas se transforma en la ecuación de Hermite, lo que nos indica que se van a formar modos  $TEM_{mnq}$  con la forma dada por los polinomios de Hermite. El modo que se excita dependerá de la forma del resonador.

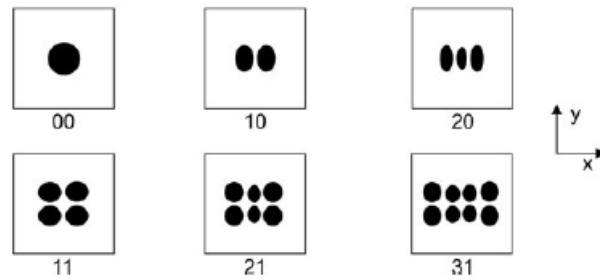


Figura 1.10: Sección transversal de diferentes modos de transmisión. Fuente: [3]

## 1.2 Óptica no lineal. Generación de segundo armónico

La capacidad de producir radiación coherente de alta intensidad permite estudiar la respuesta no lineal de los materiales, que requieren precisamente esas dos características para que estas propiedades se manifiesten[5]. En este trabajo, se utilizará un cristal de KTP para estudiar la generación de segundo armónico, el cuál es un proceso no lineal de segundo orden<sup>7</sup>. Para ello, en esta sección se estudiará la base teórica que explica este fenómeno.

### 1.2.1 Formulación matemática de los procesos ópticos no lineales

El punto de partida para estudiar estos procesos son las ecuaciones de Maxwell dentro del material; por simplicidad, supondremos  $\sigma = 0$ :

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.16)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.17)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t}(\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}) \quad (1.18)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\mu_0 \vec{H}) \quad (1.19)$$

$$(1.20)$$

Donde se ha escrito el vector  $\vec{D}$  de forma explícita. La respuesta no lineal de los materiales se puede incluir en estas ecuaciones cambiando las ecuaciones constitutivas. Ahora,  $\vec{P}$  no va a ser lineal en  $\vec{E}$ , sino que incluirá más términos:

$$P_i = \epsilon_0 \chi_{ij} E_j + 2d_{ijk} E_j E_k + 4\chi_{ijkl} E_j E_k E_l + \dots \quad (1.21)$$

En esta ecuación, hay suma de índices repetidos y donde  $ijk$  son las direcciones cartesianas. Para simplificar las expresiones, se reescribe simplemente como la parte lineal mas una polarización no lineal. Introduciendo esto en (1.18):

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial}{\partial t} \epsilon \vec{E} + \frac{\partial \vec{P}_{NL}}{\partial t} \quad (1.22)$$

Donde  $\epsilon$  es el tensor dieléctrico. Con esto es posible plantear la ecuación de ondas habitual en estos casos. Tomando el rotacional a ambos lados de (1.19), se puede aplicar en el lado izquierdo la identidad vectorial  $\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ , y eliminar el primer término con (1.16). En el lado derecho de la ecuación estará  $\nabla \times \vec{H}$ , por lo que se sustituye ahí (1.22). Con todo esto llegamos a la ecuación de ondas para  $\vec{E}$ :

$$\nabla^2 \vec{E} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.23)$$

Que es una ecuación lineal en  $\vec{E}$  excepto por el último término, que incluirá expresiones del tipo  $E_i E_j$ . Este tipo de términos van a permitir acoplar campos de distintas frecuencias entre sí.

### 1.2.2 Generación de segundo armónico (SHG)

El desarrollo anterior es completamente general. Para entender el proceso que se va a dar en el laboratorio, supondremos que la transmisión ocurre en el eje  $z$ , de tal forma que  $E = E(z, t)$ . De esta forma eliminamos las

<sup>7</sup>El que sea de segundo orden significa que la polarización tendrá un término lineal y otro cuadrático en el campo

derivadas en x e y. Al mismo tiempo, nos limitaremos a estudiar la parte de segundo orden de  $P_{NL}$ . Nuestro objetivo va a ser hallar una ecuación que nos relacione una onda de frecuencia  $2\omega$  con las componentes de una onda de frecuencia  $\omega$ . Para ello, resolveremos (1.23) haciendo un ansatz[5]:

$$E_i^{2\omega} = \frac{1}{2} \left( E_{2i}(z)e^{i(2\omega t - k_2 z)} + E_{2i}^* e^{-i(2\omega t - k_2 z)} \right) \quad (1.24)$$

$$E_j^\omega = \frac{1}{2} \left( E_{1j}(z)e^{i(\omega t - k_1 z)} + E_{1j}^* e^{-i(\omega t - k_1 z)} \right) \quad (1.25)$$

$$(1.26)$$

Supondremos dos ondas planas de distinta frecuencia, donde una frecuencia es el doble de la otra. Los subíndices hacen referencia a las componentes. Al mismo tiempo,  $k_1$  es el número de onda asociado a la frecuencia  $\omega$  y lo mismo para  $k_2$ <sup>8</sup>. Entonces, al hacer los productos  $E_k E_j$ , aparecerán términos en suma de frecuencias, resta, etc. Obviamente tratarlos todos a la vez haría el problema muy complejo, por lo que se seleccionan los términos necesarios para el segundo armónico. Esto se consigue en este caso considerando sólo los productos que involucren componentes de  $E^\omega$ . De esta manera, las exponenciales imaginarias que aparecerán tendrán términos de frecuencia  $2\omega$ , que son los que nos interesan.

Planteemos la ecuación de ondas (1.23) componente a componente para el campo de frecuencia  $2\omega$ . Según (1.21), la parte no lineal a segundo orden para las ondas tomadas en consideración es:

$$[P_{NL}]_i = 2d_{ijk} E_j E_k = \frac{1}{2} d_{ijk} \left( E_{1j} E_{1k} e^{i(2\omega_1 t - k_1 z - k_1 z)} + E_{1j} E_{1k}^* \right) + c.c \quad (1.27)$$

Se puede ver que al considerar estos términos, emerge una frecuencia  $2\omega$ .

Vemos que nos sale un término con exponenciales complejas. Tomaremos ése para seguir el desarrollo. Entonces, tenemos la siguiente ecuación:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_i^{2\omega} = \mu_0 \epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_i^{2\omega} + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( E_{1j} E_{1k} e^{i(2\omega t - k_1 z - k_1 z)} + c.c \right) \quad (1.28)$$

La parte temporal está contenida en la exponencial compleja, por lo que se puede hacer el cambio  $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i\omega$ . Al hacer la derivada en z, hay que tener en cuenta que aparece en la exponencial y en la función. Por ejemplo, habrá términos del siguiente tipo:

$$\frac{\partial}{\partial z} E_i^{2\omega} = \frac{1}{2} \left( e^{i(2\omega t - k_2 z)} \frac{dE_{2i}(z)}{dz} - ik_2 E_{2i}(z) e^{i(2\omega t - k_2 z)} + c.c \right) \quad (1.29)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_i^{2\omega} = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{d^2 E_{2i}}{dz^2} - 2ik_2 \frac{dE_{2i}}{dz} - k_2^2 E_{2i} \right) e^{i(2\omega t - k_2 z)} + c.c \right] \quad (1.30)$$

En estos casos se puede suponer que  $\frac{d^2 E}{dz^2} \ll k \frac{dE}{dz}$  [5, Ch. 12.3]. Gracias a ello, la ecuación pasa a ser de primer grado. Si se hacen estas sustituciones en (1.28), y se identifica  $\omega^2 \mu_0 \epsilon = k^2$ , se obtiene la siguiente ecuación diferencial:

$$\frac{dE_{2i}}{dz} = -i2\omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} d_{ijk} E_{1j} E_{1k} e^{-i(k_2 - k_1 - k_1)z} \quad (1.31)$$

La ecuación (1.31) es fácilmente integrable suponiendo que la amplitud de la onda principal se mantiene constante a lo largo de todo el proceso<sup>9</sup>.

<sup>8</sup>Es necesario remarcar a qué frecuencia está asociado cada k ya que en los números de onda aparecen los índices de refracción, los cuales dependen de la frecuencia y tendrán un papel importante más adelante

<sup>9</sup>Ésto implica suponer que el proceso es lo suficientemente ineficiente como para que la mayor parte de la radiación incidente no doble su frecuencia.

Con esto, si el cristal tiene una longitud  $L$  y área transversal  $A$ , encontramos que a la salida:

$$E_{2i}(L) = -i\omega_2 \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon}} d_{ijk} E_{1j} E_{1k} \frac{e^{i\Delta k L} - 1}{i\Delta k} \quad (1.32)$$

Donde  $\Delta k = k_2 - 2k_1$ . La potencia es proporcional al módulo al cuadrado del campo. Entonces, podemos hacer la sumación sobre los índices y multiplicar por el conjugado complejo. De esta forma, llegamos a:

$$P^{(2\omega)} \propto \frac{L^2}{A} \left( P^{(\omega)} \right)^2 \frac{\sin(\Delta k \frac{L}{2})}{(\frac{L}{2} \Delta k)^2} \quad (1.33)$$

Vemos que para que la generación de segundo armónico sea lo más eficiente posible, es necesario que  $\Delta k = 0$ . En términos de los índices de refracción y la longitud de onda en el vacío:

$$k_2 - 2k_1 = \frac{2\pi}{\lambda/2} n^{2\omega} - 2 \frac{2\pi}{\lambda} n^\omega = 2 \frac{2\pi}{\lambda} (n^{2\omega} - n^\omega) = 0 \quad (1.34)$$

Esto implica que  $n^{2\omega} = n^\omega$ , lo cual se denomina **phase matching**.

### 1.2.3 Generación de segundo armónico con materiales anisótropos

En los materiales, los índices de refracción suelen variar de forma monótona en la región óptica[5, Ch.4], por lo que no es posible hacer cumplir la condición de phase matching para distintas frecuencias salvo que consideremos un material anisótropo. En estos casos, el índice de refracción depende de la polarización de la luz y de la dirección de propagación, por lo que sería posible hallar una dirección en la que la condición de phase matching se cumpliera.

En este caso se va a usar un cristal de KTP. Es un cristal ortorrombico del grupo mm2[1, pag. 20], cuya simetría impone que el tensor dieléctrico tenga tres valores propios distintos, lo cual implica que el índice de refracción es distinto en las tres direcciones principales del cristal. Sin embargo, los índices para la dirección  $x$  y para la dirección  $y$  son muy parecidos<sup>10</sup> y por lo tanto, se puede tratar el cristal como uno un cristal uniaxial, es decir, como un cristal con dos índices iguales y uno distinto llamados  $n_{ao}$  y  $n_o$ , respectivamente.

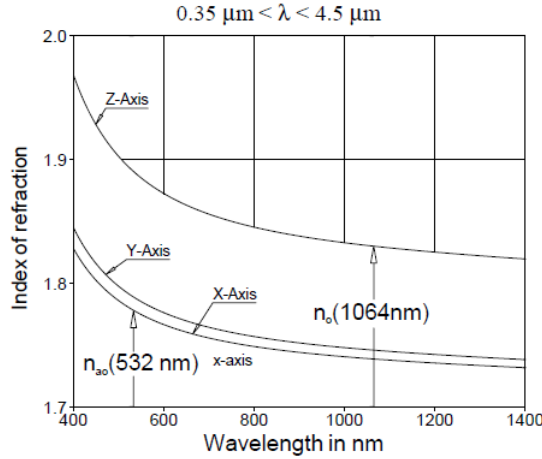


Figura 1.11: Dependencia del índice de refracción de la frecuencia en los tres ejes principales del KTP. Fuente:[1, Ch.4]

<sup>10</sup>ver figura a continuación



Una manera sencilla de hallar el índice de refracción en una dirección arbitraria es mediante el método del elipsoide de índices[5, Ch. 4].

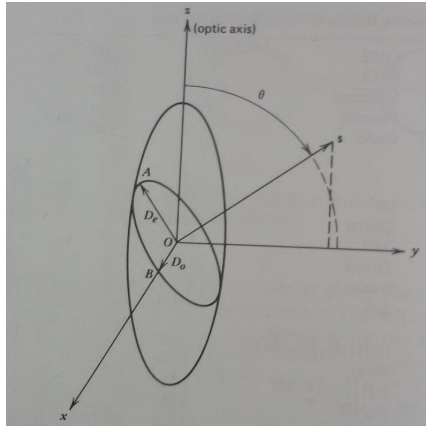


Figura 1.12: Método del elipsoide de índices. Fuente: [5, Ch. 4]

El método consiste en construir un elipsoide cuyos semiejes mayores sean los índices de refracción del cristal en los ejes principales. Entonces, el plano normal a una dirección de propagación  $\vec{s}$  intersecará el elipsoide en una elipse. A partir de esto, se puede demostrar[5, Ch. 4.3] que los semiejes de la elipse dan las direcciones de polarización que son solución de las ecuaciones de Maxwell, y donde la distancia del origen al corte con el elipsoide es el índice de refracción de cada polarización.

En un cristal uniaxial, existe una simetría de revolución alrededor del eje  $z$ , lo que simplifica el problema. Consideremos el elipsoide de índices para el KTP, que tendrá la misma forma que el elipsoide mostrado en la figura 1.12. Es posible plantear un rayo polarizado en el plano X-Y, que se llamará rayo ordinario. Independientemente de la dirección, este rayo tendrá índice  $n_{ao}$ . Entonces, el índice de refracción del otro rayo posible (denominado rayo extraordinario) variará en función del ángulo  $\theta$  entre la dirección de propagación y el eje  $z$ . Por la geometría del elipsoide, se descubre que el índice extraordinario se puede hallar mediante la siguiente fórmula:

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_{ao}^2} \quad (1.35)$$

Esto indica que para una frecuencia dada, al variar la dirección de propagación el índice extraordinario puede tomar valores entre  $n_{ao}$  y  $n_o$ . Volviendo a la figura 1.11:

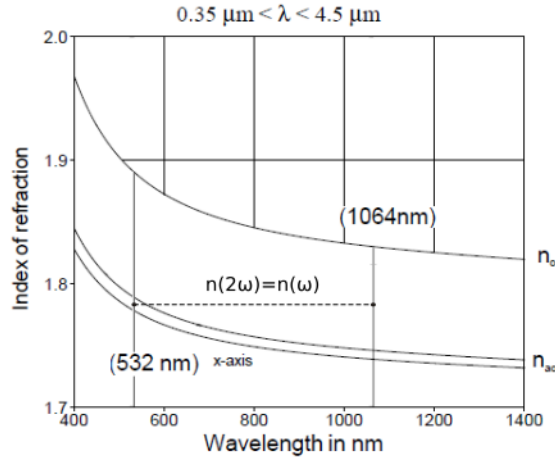


Figura 1.13: Figura 1.11. Vemos que para 1064nm, hay un valor para el índice extraordinario que es igual al índice ordinario del segundo armónico, verificando así la condición de phase matching

### 1.3 Q-switching

Al operar con un láser, muchas veces es preferible operar con intensidades altas aún teniendo que trabajar con una señal pulsada. Un ejemplo de ello ha aparecido al tratar la generación de segundo armónico: el proceso depende explícitamente de la potencia de la radiación fundamental, por lo que es interesante lograr pulsos intensos. Una técnica que permite esto es el Q-switch.

A grosso modo, el Q-switch consiste en elevar las pérdidas del resonador mediante algún mecanismo, es decir, reducir el factor de calidad Q hasta el punto en el que el láser no pueda oscilar. De esta manera, la energía de bombeo produce una diferencia de población anormalmente alta[4]. Si de repente se restaura la cavidad al nivel de pérdidas habitual, el material activo se desexcita rápidamente, emitiendo de esta manera un pulso corto e intenso.

El proceso se puede entender dentro del modelo presentado en la sección 1.1.1. Consideremos la ecuación (1.8). Si no se permite que haya oscilación láser, entonces se puede decir que  $\phi = 0$  durante la fase de bajo Q, y emitiendo únicamente por emisión espontánea, por lo que:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = W_p n_0 - \frac{n}{\tau_f} \quad (1.36)$$

En estas condiciones la ecuación es directamente integrable:

$$n(t) = n_0 W_p \tau_f [1 - \exp(-t/\tau_f)] \quad (1.37)$$

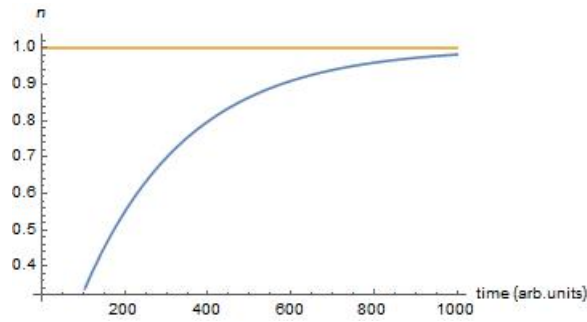


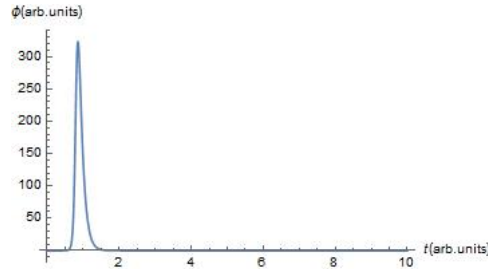
Figura 1.14: Representación gráfica de la ecuación anterior, con  $W_p n_0 \tau_f = 1$  y  $\tau_f = 250$ . Se observa que la función tiende a 1. Satura cuando las pérdidas por emisión espontánea igualan a la potencia entrante.

Una vez que se restaura la cavidad, aparece (en principio) una situación en la que la diferencia de población es mayor que la umbral, por lo que se va a generar un pulso que a su vez va a reducir esa diferencia de población. Ésta situación se modeliza con las ecuaciones (1.8) y (1.9). El proceso va a ser mucho más rápido que  $\tau_f$ , por lo que se puede obviar este término. Por otro lado, se elimina el tiempo de vida del resonador usando (1.10):

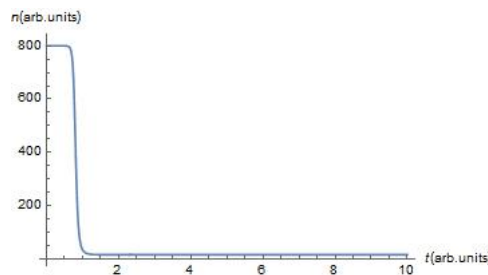
$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = Cte (n - n_{th}) \phi \quad (1.38)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -Cte \phi n \quad (1.39)$$

Resolviendo estas ecuaciones para una diferencia de población inicial lo suficientemente alta, se obtiene lo siguiente:



(a) Solución de las ecuaciones diferenciales para la densidad de fotones



(b) Solución de las ecuaciones diferenciales para la diferencia de población

Observamos que en un intervalo estrecho de tiempo la diferencia de población se derrumba, dando lugar a un pico intenso. La diferencia de población final estará por debajo de la diferencia umbral, deteniendo el proceso salvo que se continúe con el bombeo.

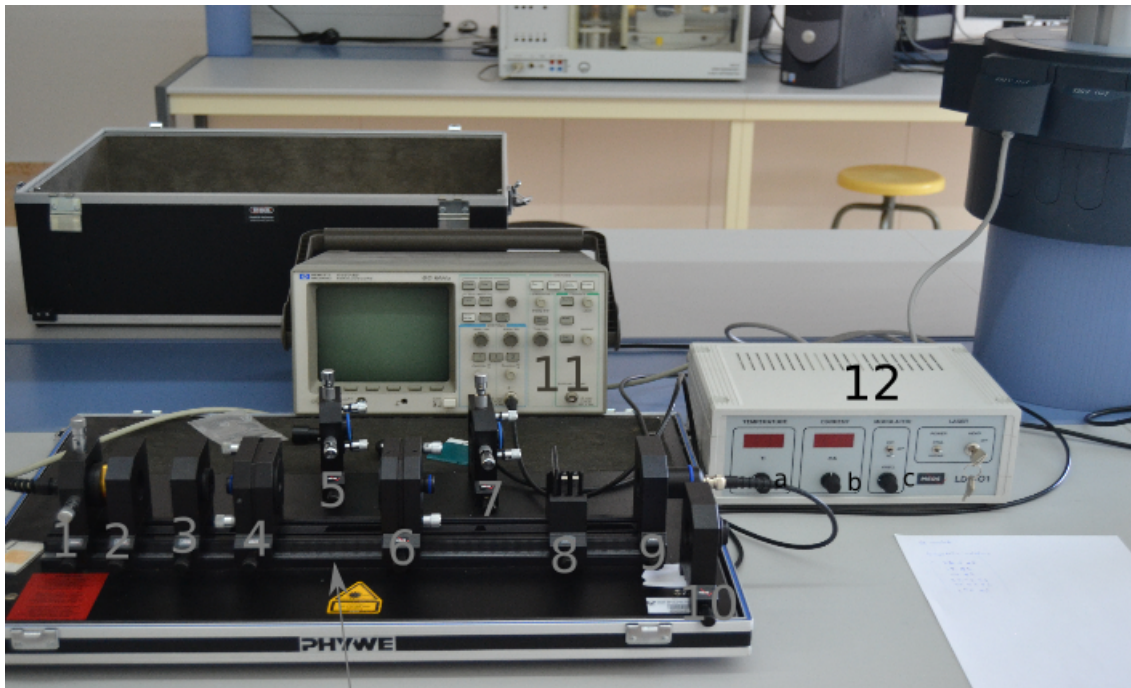
## Parte 2

# Procedimiento experimental. Resultados y conclusiones

Tras entender el funcionamiento del láser, se ha construido uno, y con ello se ha estudiado algunos de los resultados explicados en el apartado anterior. En este capítulo, se explicará como se ha realizado y los resultados obtenidos.

### 2.1 Dispositivo experimental

En la siguiente imagen aparecen todos los dispositivos que se han utilizado:



13

1. Diodo láser para bombeo
2. Colimador
3. Lente convergente
4. Soporte para primer espejo y barra de Nd:YAG
5. Soporte para el cristal de KTP
6. Soporte para el segundo espejo
7. Soporte para la lámina absorbente saturable de LiF
8. Soporte para filtros
9. Fotodetector
10. Diafragma
11. Osciloscopio HP S46038
12. Unidad de control del diodo láser
  - (a) Control de temperatura
  - (b) Control de intensidad
  - (c) Control de frecuencia
13. Banco óptico milimetrado

Estos elementos se han ido combinando en una serie de experimentos con el objetivo de estudiar diferentes aspectos del láser. Primero se ha ajustado el diodo láser. A continuación, se ha estudiado el espectro de absorción del Nd:YAG. Con esto ya hecho, se ha montado el resonador y se han hecho una serie de medidas con ello. Por último, se ha probado la generación de segundo armónico y el funcionamiento con Q-switch.

### 2.1.1 El Nd:YAG como material activo

Antes de empezar a explicar los experimentos, es interesante entender cómo es el material que se va a utilizar en este estudio.

Como se indicó en el fundamento teórico, el material activo consta de un sistema de niveles de energía que permiten una emisión estimulada. Una manera de lograr esa estructura de niveles es dopando un cristal con átomos que cuenten con la estructura deseada. De esta manera se crean los láseres de estado sólido.

En este trabajo, se usa Nd:YAG. El YAG es un cristal ( $Y_3Al_5O_{12}$ ) transparente que se dopa con iones de  $Nd^{3+}$  [2, Ch. 2]. El neodimio es un metal de tierras raras con 3 electrones en la capa f. El ión sustituirá al itrio en la estructura cristalina, integrándose así en la estructura.

La estructura de niveles obtenida de esta manera es compleja [2, Ch. 2]:

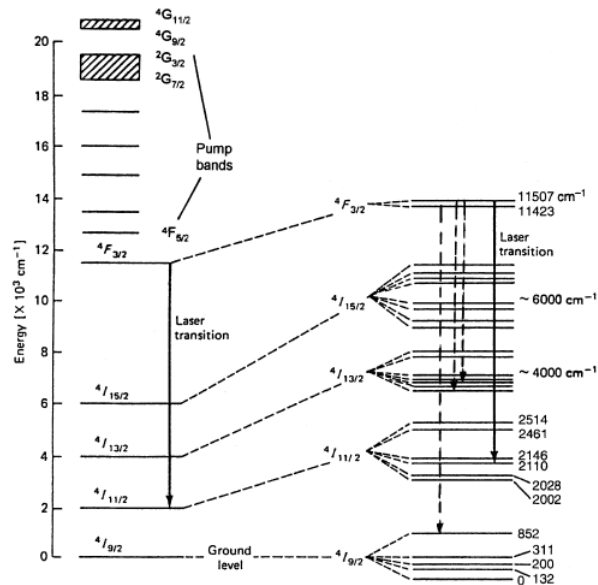


Figura 2.1: Estructura de niveles en el Nd:YAG. La línea sólida indica la transición láser principal, mientras que las líneas discontinuas muestran las otras transiciones posibles. Fuente: [2]

Se puede ver que el Nd:YAG se ajusta a un esquema de 4 niveles, con un conjunto de bandas de bombeo, una transición entre niveles excitados y un estado base que no participa en la emisión láser. La transición principal ( $4F_{3/2} \rightarrow 4I_{13/2}$ ) da radiación a 1064nm y tiene una branching ratio de 0.56 [2, pag. 57].

En cuanto al espectro de absorción, este material cuenta con varios picos en la región de la radiación roja (alrededor de 810 nm), con un máximo a 808.4nm [2, Ch. 2.3]:

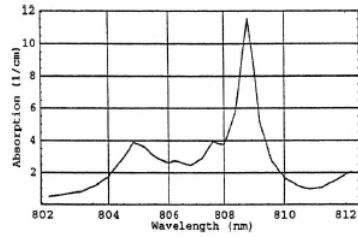


Figura 2.2: Coeficiente de absorción en función de la longitud de onda. Fuente:[2, Ch. 2.3]

## 2.2 Ajuste del diodo láser. Espectro y calibración

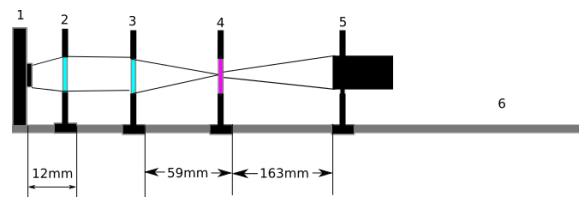


Figura 2.3: Esquema del experimento. 1) Fuente 2) Colimador 3) lente convergente 4) Soporte del Nd:YAG 5) detector 6) Banco

Antes de construir el láser, es necesario ajustar y calibrar el diodo láser, que será nuestra fuente de bombeo. Este dispositivo se encargará de excitar nuestros átomos de Nd.

Este aparato es un láser de semiconductor que emite radiación roja de alrededor de 800nm. Los láseres de este tipo utilizan las bandas de los semiconductores como sistema de niveles, aunque en este trabajo no se estudiarán a fondo ya que el dispositivo va a ser únicamente la fuente de bombeo para el láser. Basta con tener en cuenta que la longitud de onda emitida depende de la intensidad de corriente aplicada al aparato y de la temperatura de operación. Como nos moveremos en un rango bastante estrecho de longitudes de onda, podemos considerar que depende linealmente de las dos variables, según el desarrollo de Taylor[1, Ch.3]:

$$\lambda(I, T) = \lambda(I_0, T_0) + \alpha_I(I - I_0) + \alpha_T(T - T_0) \quad (2.1)$$

Esto permite ajustar la longitud de onda a aquella de mayor absorción.

El diodo láser está controlado por la unidad de control. Este aparato permite controlar la intensidad y la temperatura de operación del diodo láser de forma independiente, con precisión de 1mA y 0.1°C, respectivamente. Su rango de funcionamiento es desde 8°C a 42°C en temperatura y de 0 a 900mA en continuo o hasta 470mA en pulsado. A parte de esto, la unidad también cuenta con un amplificador electrónico que nos permitirá estudiar señales de salida de baja intensidad. Por último, el diodo láser puede funcionar tanto en emisión continua como en pulsado, pudiendo controlar la duración del pulso. En este modo de funcionamiento, la unidad también dispone de un trigger externo para el osciloscopio.

La salida del diodo láser es muy divergente, por lo que es necesario colimar el rayo. Para ello, se ha situado el diodo en un extremo del banco y el fotodetector en el otro extremo. El fotodetector puede montar una diana, facilitando la labor de alineamiento. Para este proceso se utilizó una intensidad de corriente baja. De esta



manera, se ha ajustado la posición del colimador hasta lograr una imagen nítida en la diana. A continuación, usando las clavijas del diodo láser se ha ajustado la señal para que cayese en el centro de la diana.

Una vez ajustado el diodo láser, es posible instalar la lente convergente con una distancia focal de 60mm. Se ha colocado unos centímetros por delante del colimador, y usando la misma diana, se ha movido el detector para hallar la posición exacta del foco.

Con esto, es posible realizar la calibración. La calibración consiste en hallar las curvas de I vs. T con  $\lambda$  constante, que es lo que se va a utilizar para hacer medidas a diferente potencia de entrada manteniéndonos en la frecuencia de máxima absorción. El detector se ha colocado a una distancia óptima para lograr una señal notable en todas las medidas sin saturarse.

Como espectrógrafo, se utilizará el Nd:YAG. Sabiendo que la curva de absorción depende de la frecuencia, se puede usar el material para explorar la dependencia entre intensidad y temperatura en el diodo láser. Para ello, se coloca la muestra en el foco de la lente y se mide la señal recibida en el fotodetector. De esta manera, se logra intensidades mayores y por lo tanto tasas de bombeo más altas.

La calibración se hizo con emisión continua a 710 mA. Se buscó el mínimo en la señal de salida cambiando la temperatura (que se corresponde con el máximo de absorción) y a continuación se fue cambiando la intensidad mientras se buscaba mantener la señal de salida lo más baja posible cambiando la temperatura.

Una vez conocida esta dependencia, se busca ver el espectro de absorción del Nd:YAG. Para ello, se fija la intensidad y se mide la señal en todo el rango de temperaturas, primero sin el material activo (lo llamaremos  $(V_0)$ ) y luego con el  $(V_{YAG})$ . Se toma la absorción como  $1 - \frac{V_{YAG}}{V_0}$ .

Como última medida para caracterizar el diodo láser, se ha hecho la medida a temperatura constante de la intensidad de salida. El resultado se mide en mV.

### **2.2.1 Resultados: calibración y caracterización**

Con la disposición descrita en el apartado 2.2, se ha medido el espectro de absorción del Nd:YAG, obteniéndose lo siguiente:

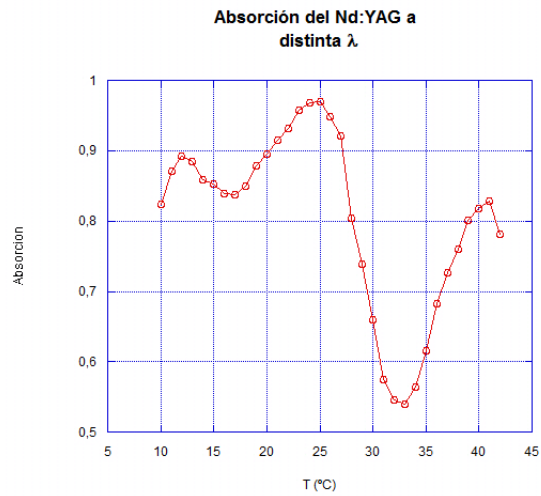


Figura 2.4: Resultado del experimento. La absorción se ha calculado como  $1 - \frac{V_{YAG}}{V_0}$  tal y como se indicó en el apartado experimental. La medida se hizo a 710mA

Se pueden identificar 3 picos en la figura, con el máximo absoluto a 25°C. Este pico lo identificaremos con una longitud de onda de 808.4nm. Tomando este punto como punto de partida para la calibración, se fue buscando el máximo de absorción a diferentes intensidades, obteniendo de esta forma la curva de calibración:

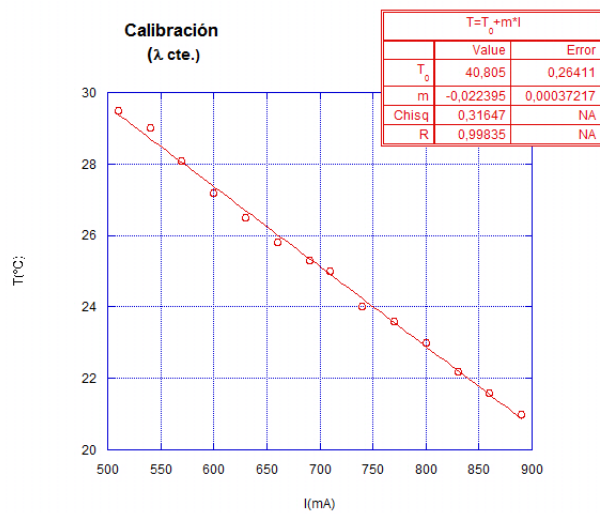


Figura 2.5: Curva de calibración usando emisión continua y con un error en la medida de la señal de 1mV.

Vemos que efectivamente se trata de una relación lineal, por lo que nuestra suposición inicial parece ser correcta. Por último, la medida de la potencia emitida por el diodo láser frente a la intensidad:

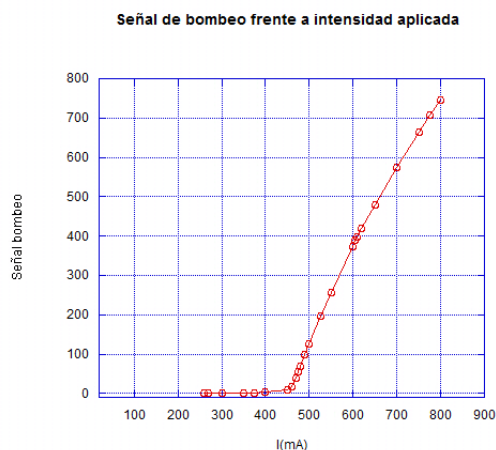


Figura 2.6: Resultado del experimento. El error de la señal era de 1mV. El resultado se muestra sin el offset.

Vemos que existe una intensidad umbral y que la señal no se ajusta completamente a una recta. Sin embargo, la curvatura es pequeña y se puede achacar al hecho de estar midiendo la potencia de entrada y de salida con distintos detectores (por un lado la unidad de control y por otro el fotodiodo).

## 2.3 Medida del tiempo de fluorescencia

En ausencia de resonador y bombeo, la ecuación (1.8) predice un decaimiento exponencial de la diferencia de población y con ello, un decaimiento de la señal, con un tiempo de vida medio dado por el tiempo de fluorescencia. Con esto, podemos medir el tiempo de vida medio del nivel  $^4F_{3/2}$ . Usando la emisión pulsada del diodo láser, se puede medir el tiempo que tarda la señal en decaer desde la señal con bombeo hasta el mínimo dado por el offset de la medida. El tiempo buscado será aquel en el que la señal sea  $e^{-1}$  veces la señal inicial una vez el bombeo se haya apagado. Para ver únicamente la radiación correspondiente a la emisión espontánea, se ha usado un filtro que deja pasar radiación con  $\lambda > 1000nm$ , en la siguiente disposición:

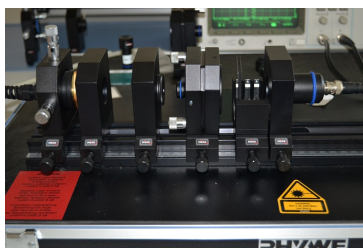


Figura 2.7: imagen del montaje para medir  $\tau[^4F_{3/2}]$

### 2.3.1 Resultados: determinación de $\tau[^4F_{3/2}]$

Filtrando la radiación de bombeo no absorbida, se puede observar la fase de carga y descarga del material activo usando el modo pulsado. La onda cuadrada que aparece en el osciloscopio es la señal del trigger externo enviada

por la unidad de control. Esta se hace 0 cuando el láser está activo. El resultado es el siguiente:

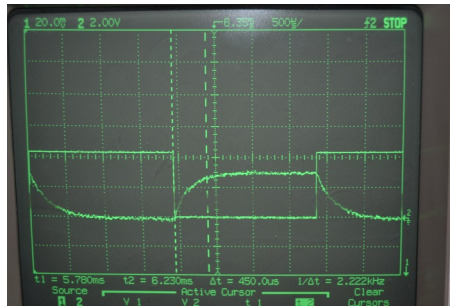


Figura 2.8: Imagen del osciloscopio del experimento del tiempo de fluorescencia, a alta intensidad y con ampli-ficación electrónica X100.

Podemos ver que la fase de carga concuerda con la ecuación (1.37). Si bien aquella ecuación era para describir el Q-switching, aquí tampoco tenemos resonador, por lo que la situación es análoga.

En el caso de la descarga, se ve que una vez apagada el bombeo ocurre un decaimiento exponencial, tal y como es de esperar para una emisión espontánea. Calcular el tiempo de fluorescencia de aquí es inmediato, tal y como se indicó en la sección 1.1.1 obteniendo  $\tau[{}^4F_{3/2}] = (245 \pm 5)\mu s$ . El error en esta medida se ha estimado teniendo en cuenta tanto el límite de resolución en voltajes como la resolución en tiempo del osciloscopio. El resultado concuerda con los aproximadamente  $250\mu s$  que da [1]

## 2.4 Construcción del resonador y obtención de señal láser

Una vez conocido el funcionamiento de la fuente de bombeo, se procedió a la construcción del láser de Nd:YAG.

Para ello, se volvió a comprobar todo (colimación, centrado del haz en el detector, posición del foco, etc.). La muestra de Nd:YAG se colocó en el foco y se situó a continuación el espejo de salida.

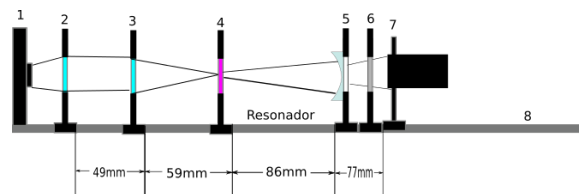


Figura 2.9: Esquema del experimento. 1) Fuente 2) Colimador 3) lente convergente 4) Soporte del Nd:YAG 5) Soporte del espejo (reflectividad 98%) 6) Filtro 7) Detector 8) Banco

En los experimentos se han utilizado dos tipos de espejos de salida. Uno de ellos cuenta con una reflectividad del 98% , mientras que en el otro es  $> 99.98\%$  [1]. En general, se usará el primero, ya que el dispositivo funciona mejor con dicha reflectividad. Sin embargo, para los experimentos de SHG se utilizará el segundo, ya que nos interesa lograr una alta densidad de energía en el resonador.

La distancia entre espejos debe verificar las condiciones de estabilidad explicadas en la sección 1.1.2. Se ha empezado por una distancia de unos 60mm y se ha ido aumentando hasta los 86mm. A la salida, se colocó

el filtro para frecuencias bajas de cara a eliminar la radiación de bombeo residual. Tanto el soporte como el detector se pegaron todo lo posible a la salida del láser.

Para hacer la alineación, se dispusieron los elementos y se encendió el diodo láser a 470 mA en pulsado, y con la temperatura siguiendo la curva de calibración que en este caso nos da 21.7°C. En estas condiciones y con los espejos desalineados, se logra una señal débil proveniente de la emisión espontánea. Entonces, se van alineando los espejos utilizando las clavijas de los soportes hasta lograr un aumento abrupto de la señal, lo que indica que se ha logrado emisión estimulada. A continuación, se sigue alineando los espejos y aumentando el tamaño del resonador, buscando aumentar la intensidad de salida.

Tras varios intentos, se logró una cavidad óptima en la disposición indicada en el esquema.

Una vez lograda una cavidad correcta, se procedió a comprobar algunos de los resultados explicados en la sección 1.1. De esta manera, usando la emisión pulsada, se pudo observar comportamientos lejanos a la situación estacionaria, como el spiking.

Por otro lado, usando la emisión continua, se hicieron medidas de potencia de salida en función de la intensidad a  $\lambda$  constante y en la resonancia. De esta manera, se pudieron observar características predichas por la ecuación (1.12), como es la existencia de una potencia umbral y la respuesta lineal a la señal de entrada. Para lograr una medida de la eficiencia, se hicieron las mediciones y a continuación se retiraron todos los elementos, dejando sólo el diodo láser, el colimador, la lente de enfoque y el detector, sin cambiar la posición de estos, haciendo de esta manera la medida de la señal del diodo a distintas intensidades con  $\lambda$  constante. Comparando la señal obtenida del detector en ambos casos, y suponiéndolas proporcionales a la potencia que llega al detector, se puede obtener la curva de señal frente a bombeo.

Por último, se demostró que la señal de salida dependía de la eficiencia de la absorción. Para ello, se fijó la intensidad en continua a 750mA y se hizo un barrido en temperaturas.

### 2.4.1 Resultados: medidas de señal láser

La construcción de la cavidad láser ha permitido obtener radiación tanto en modo continuo como pulsado. De esta manera, se ha podido estudiar la respuesta del láser a distintas potencias de bombeo, a cambios en la longitud de onda de bombeo y los efectos presentes en un estado no estacionario.

La cavidad se fue ajustando hasta lograr una señal lo más intensa posible. En el proceso se vio cómo el alineamiento de los espejos era decisivo para una buena señal. Por otro lado, se comprobó que existe un coeficiente de transmisión óptimo para el láser de Nd:YAG: si se montaba el espejo de alta reflectividad, la señal se volvía inestable y menos intensa respecto al espejo habitual. Esto es una consecuencia de la ecuación (1.12) [3][Ch. 8.6]: debido a la dependencia de la señal de salida con el coeficiente de transmisión (tanto explícitamente como implícitamente dentro de la potencia umbral), para una tasa de pérdidas existe un coeficiente de transmisión óptimo. En estas pruebas se hizo evidente la necesidad de disponer de dos espejos para los experimentos.

La medida de potencia de salida del láser arroja el siguiente resultado:

### Respuesta del láser frente a bombeo

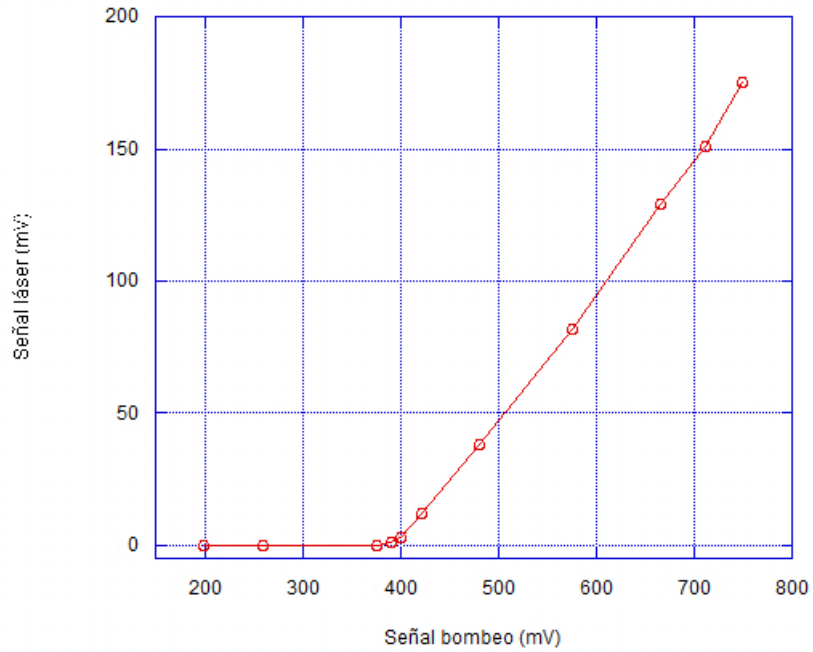


Figura 2.10: Señal recibida en el detector frente a señal de bombeo

Se puede observar la existencia de una potencia umbral, la cual se alcanza a una señal de bombeo de  $(390 \pm 10)mV$ , así como el comportamiento lineal de la señal a  $\lambda$  constante. Al medir la pendiente, obtenemos un valor de  $0.48 \pm 0.01$ .

En cambio, si se fija la intensidad a 750 mA, y con una amplificación X10 se obtiene el siguiente resultado al cambiar la temperatura (y por tanto, la longitud de onda):

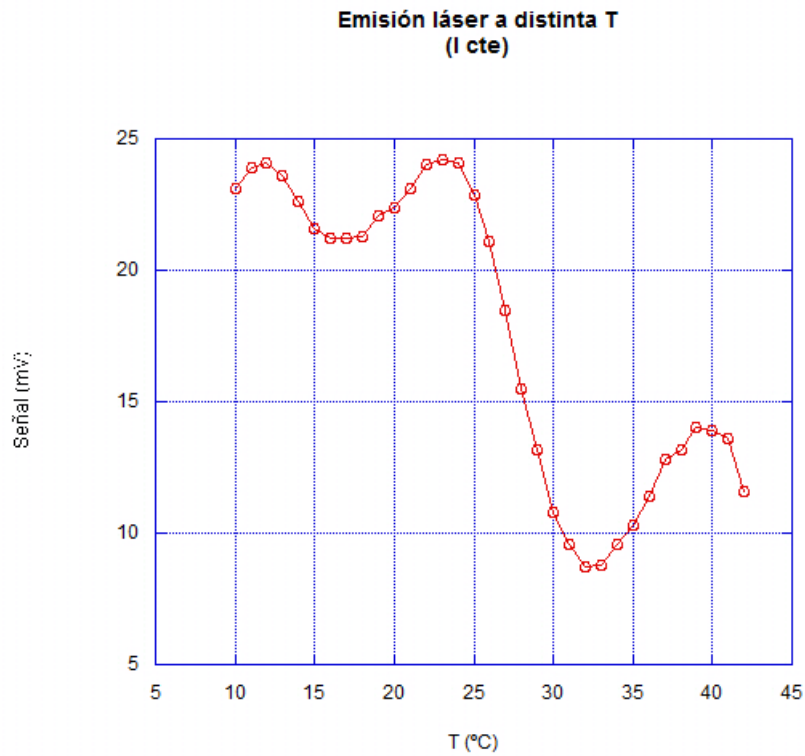


Figura 2.11: Medidas de emisión a distintas longitudes de onda

Donde se hace patente la dependencia en  $\nu$  de la potencia de salida.

Por último, utilizando la señal pulsada se puede observar la respuesta del láser frente a cambios bruscos en las condiciones de operación:

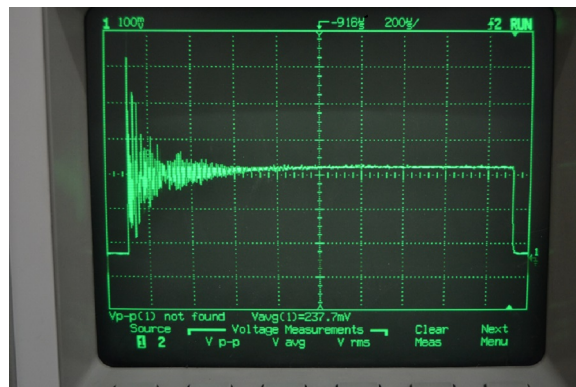


Figura 2.12: Señal láser en modo pulsado.

Al activar el bombeo repentinamente, se producen variaciones bruscas en la diferencia de población, lo que

da lugar a los picos observados al principio. Finalmente, se alcanza un estado estacionario que se mantiene mientras el bombeo se mantenga. Este fenómeno, predicho por las ecuaciones (1.8) y (1.9), es una prueba del acoplamiento existente entre la diferencia de población y la densidad de fotones en el resonador.

## 2.5 Generación de segundo armónico

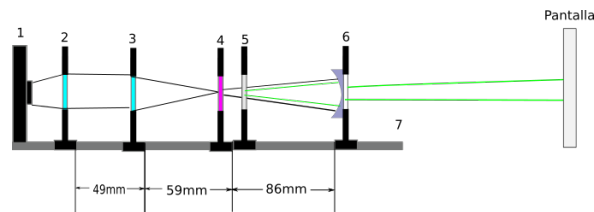


Figura 2.13: Esquema del experimento. 1) Fuente 2) Colimador 3) lente convergente 4) Soporte del Nd:YAG 5) Soporte del KTP 6) Soporte del espejo (reflectividad 99.98%) 7) Banco

Para estos experimentos, se sustituyó el espejo por el de alta reflectividad, se retiró el filtro y se colocó un papel en el soporte. A continuación, se insertó el cristal de KTP de 3x3x3mm. Como se mostró en la sección 1.2.3, en esta clase de materiales debe existir una dirección en la cual se cumpla la condición de phase matching. Para ello, el cristal se puede desplazar en el plano XY y también rotar gracias a las clavijas del soporte. El cristal se encuentra cortado de tal forma que la luz incida cerca del ángulo adecuado[1]. Utilizando la emisión continua a alta intensidad y moviendo el cristal ligeramente se logró una señal de color verde en el papel, y cuya intensidad variaba de forma notable al rotar el cristal. De forma visual se pudo lograr la conversión más eficiente. Respecto a la posición del cristal en la cavidad, se pudo comprobar que el mejor lugar era pegado al soporte del Nd:YAG.

El disponer de radiación visible hace que la observación de modos transversales sea sencilla. Para hacerlo, se retiraron el soporte de filtros y el detector, y se dejó que la imagen se proyectara en una hoja. Gracias a la divergencia del haz, la imagen de los modos se veía ampliada, lo que permitía observar mejor los detalles. Se comprobó el efecto de alterar la cavidad en los modos y la presencia del modo  $TEM_{00q}$  con ayuda de un diafragma colocado en el interior del resonador.

### 2.5.1 Resultados: segundo armónico y modos de transmisión

Como se indicó en el fundamento teórico, la orientación del cristal es crítica para obtener una señal de SHG notable, así como una densidad fotónica en la cavidad alta. Por ello, el cristal tuvo que ser ajustado finamente para lograr señal. Se pudo observar que la señal sólo se obtiene para una ventana estrecha de orientaciones del cristal.

Una vez obtenida la señal de segundo armónico, es posible estudiar con facilidad los modos de transmisión del resonador. En principio es posible la transmisión en multimodos, aunque puede haber alguno dominante. Usando la pantalla descrita anteriormente, se han encontrado las siguientes imágenes. Las direcciones para los índices se han fijado igual que en la imagen 1.10:



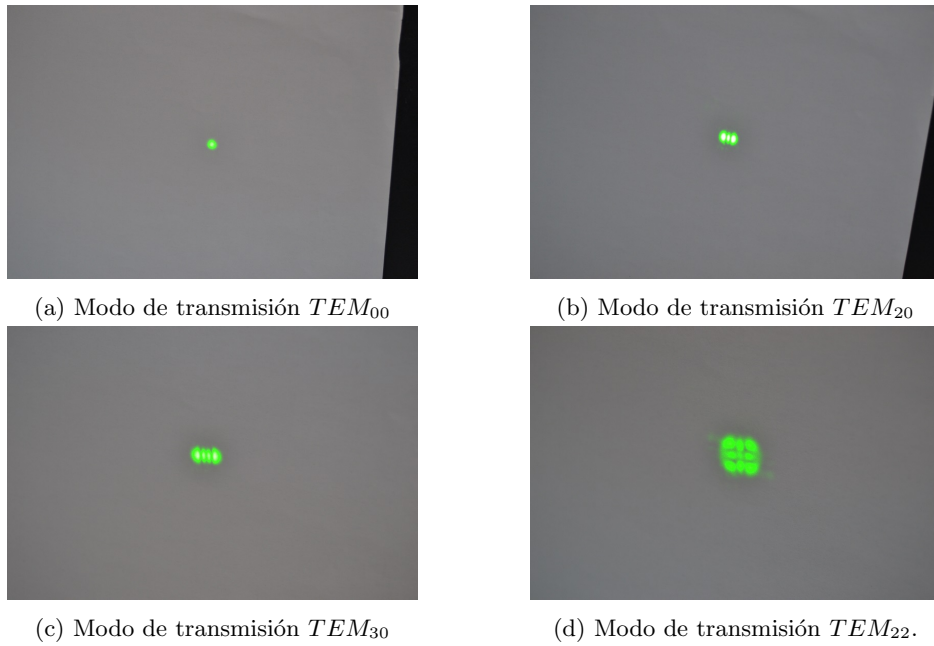


Figura 2.14: Diferentes modos de transmisión hallados con el láser operando en SHG

La elección de un modo u otro depende de la forma del resonador. Los diferentes modos se han ido obteniendo desajustando ligeramente el resonador, saltando repentinamente de uno a otro. También se ha podido comprobar que los modos de transmisión de orden más alto aparecían cuanto más se desajustaba el sistema. Se puede especular que la presencia de órdenes altos está asociada a la falta de simetría dentro del resonador. Sin embargo, el modo de transmisión fundamental con el resonador ajustado no es el 00, aunque en este caso, se puede achacar a la forma rectangular de la señal de bombeo, que rompe de entrada la simetría cilíndrica del resonador.

Otra manera de controlar los modos de transmisión admitidos es mediante un diafragma colocado dentro de la cavidad. Reduciendo la anchura del diafragma es posible prohibir la transmisión de modos altos, hasta dejar únicamente el  $TEM_{00}$ :

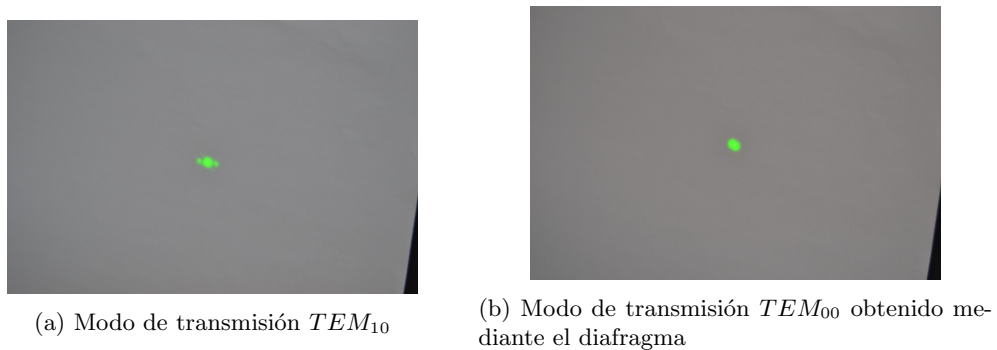


Figura 2.15: Modos obtenidos incluyendo un diafragma en el resonador

## 2.6 Q-switching

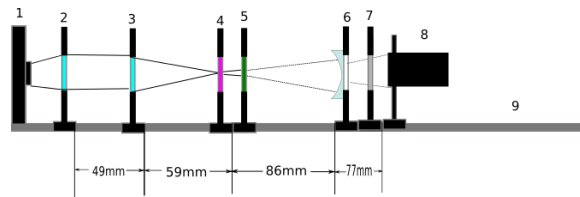


Figura 2.16: Esquema del experimento. 1) Fuente 2) Colimador 3) lente convergente 4) Soporte del Nd:YAG 5) Soporte del  $LiF^{2-}$  6) Soporte del espejo (reflectividad 98%) 7) Filtro 8) Detector 9) Banco

Para este experimento se ha utilizado una lámina de un absorbente saturable de  $LiF^{2-}$  que se sitúa dentro de la cavidad. Este material cuenta con una transición para 1064nm[1]. De esta manera, el material será opaco a la radiación láser, impidiendo el funcionamiento normal del resonador. Pero como se vio en la sección 1.1.1, en un sistema de dos niveles el coeficiente de absorción depende de la diferencia de niveles, siendo 0 cuando ambas poblaciones se igualan. Por ello, el material absorberá la radiación emitida por el material activo hasta lograr esta situación, momento en el que se volverá transparente, recobrando así la cavidad original y obteniendo un pulso. La emisión depende de la emisión espontánea del Nd:YAG y de la capacidad de absorción de la lámina, por lo que no es posible controlar de forma externa el momento de apertura del dispositivo. Por esta razón se trata de un Q-switch pasivo.

El sistema es muy sensible a desajustes[1], por lo que es necesario un alineamiento previo de la lámina antes de introducirla en la cavidad. Para ello, se montó el sistema para observar los modos transversales, pero el diafragma se colocó fuera del resonador y se cerró hasta lograr un punto de luz en la hoja. A continuación, se colocó la lámina en el extremo del banco óptico. Con el desplazamiento XY de la lámina centramos el haz en el centro del absorbente. En este punto se logra un reflejo del rayo sobre el diafragma. Con las clavijas de rotación, se coloca dicho reflejo sobre el haz original, logrando así un primer alineamiento.

A continuación, se coloca el espejo de 98% de reflectividad, el filtro y el detector y se inserta la lámina en el interior de la cavidad, cerca de la muestra de Nd:YAG. Usando la emisión pulsada, se altera la alineación de la lámina de absorbente hasta lograr una señal. De aquí se pudo obtener el tiempo entre pulsos que caracteriza el sistema.

Si bien no es posible manipular el tiempo entre pulsos, se puede lograr un espaciado mayor entre ellos utilizando el tiempo de encendido del diodo láser en el modo pulsado. De esta manera, si el tiempo es lo suficientemente corto, se puede lograr un sólo pulso de Q-switch, logrando un espaciado mayor y algo de control sobre este tiempo.

### 2.6.1 Resultados: operación con Q-switching

El Q-switching se logró utilizando una lámina saturable, como ya se dijo. El alineamiento en este caso resultó ser muy sensible. De hecho, el sistema era inestable y cualquier alteración hacía desaparecer el efecto. Sin embargo, fue posible observarlo utilizando el modo pulsado:

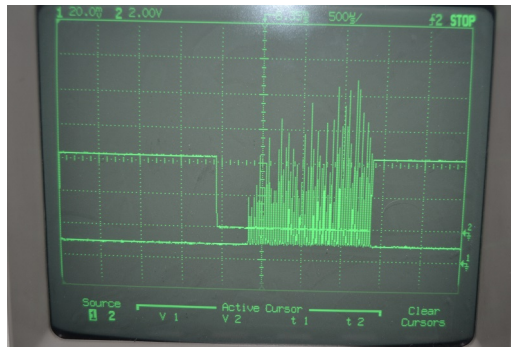


Figura 2.17: Imagen del osciloscopio del experimento de Q-switch. Se aprecia el hueco debido al tiempo de carga de la lámina

Vemos un hueco sin señal al principio de  $(490 \pm 30)\mu s$ , debido probablemente a la carga de la lámina y del propio material activo. Una vez lograda esa carga, empieza a emitir pulsos:

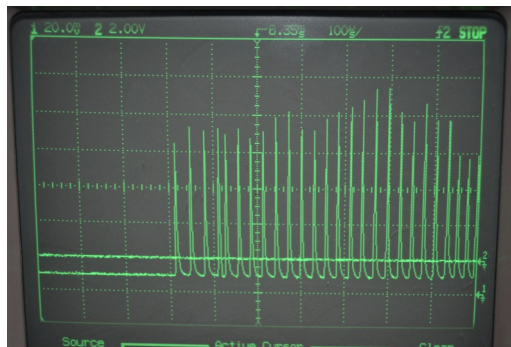


Figura 2.18: Mismo experimento con distinta escala temporal. Se pueden observar los pulsos individuales.

Se puede observar que efectivamente se trata de pulsos muy cortos y parecidos a los obtenidos teóricamente. Haciendo una media entre los pulsos que se distinguen, obtenemos un tiempo de  $(30 \pm 5)\mu s$  entre picos. Vemos que es más corto que el tiempo de fluorescencia  $\tau_f$ , que es el tiempo de referencia según la ecuación (1.37). Esto puede rebajar la eficiencia del proceso.

Como se indicó en el procedimiento experimental, el tiempo entre pulsos en un Q-switch pasivo no puede ser controlado, pero se puede lograr un efecto similar reduciendo el tiempo en el que el diodo láser está activo hasta que sólo pueda haber un único pico. De esta manera, se puede lograr un pulso cada  $(805 \pm 4)\mu s$ , aunque hay que recordar que la carga no está dándose en todo momento.

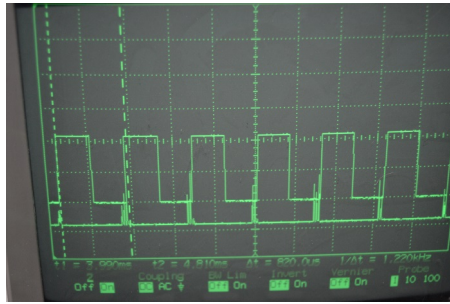


Figura 2.19: Experimento de Q-switch con pulsos de bombeo cortos.

Sin embargo, no es posible aislar un único pulso, debido a la falta de control directo sobre el tiempo de saturación de la lámina.

## 2.7 Conclusiones

En este trabajo se ha logrado construir un láser de Nd:YAG y hacerlo funcionar de distintos modos. De esta manera, se ha logrado hallar una respuesta lineal entre la potencia aplicada y la potencia de salida, además de demostrar la existencia de una potencia umbral, tal y como se esperaba a partir del desarrollo teórico. Sin embargo, al no poder garantizar que la respuesta del fotodetector a distintas longitudes de onda sea la misma no es posible hallar la eficiencia del dispositivo.

Respecto a la generación de segundo armónico, se pudo lograr una señal visible. Si bien no se llegó a demostrar la dependencia cuadrática de la potencia de salida con la potencia fundamental debido a no haber podido realizar una medida clara, sí se pudo observar la necesidad de un alineamiento correcto a la hora de obtener una buena señal. Además, esta configuración ha permitido observar con luz visible los distintos modos de transmisión dentro del resonador. Se ha visto que un modo suele ser predominante dependiendo de la geometría del resonador.

Por último, se ha logrado obtener una serie de pulsos cortos mediante el Q-switch. Como en el caso anterior, no se ha podido hacer medidas directas de intensidad, pero la forma de los pulsos son tal y como se esperaban, según la teoría, demostrando la posibilidad de operar en este modo.

# Bibliografía

- [1] Prof. Dr.-Ing. Dickmann. *Diodelaser Pumped Nd:YAG Laser*. MEOS, Fachhochschule Munster & Fachbereich Physikal. Technik.
- [2] Walter Koechner. *Solid-state laser engineering*. Springer, 1996.
- [3] Karl F Renk. *Basics of laser physics: for students of science and engineering*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [4] Anthony E Siegman. *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [5] Amnon Yariv and Pochi Yeh. *Optical waves in crystals*, volume 10. Wiley, New York, 1984.