

ESTUDIO SOBRE LÁSERES

Ana Amador y Fernando Rausch (frausch@bigfoot.com)

Laboratorio 5 - Departamento de Física de la UBA, Buenos Aires, Argentina- Dic. 2000.

Este trabajo tiene como finalidad el estudio de diversos tipos de láseres y está dividido en cuatro etapas, cada una, necesaria para la posterior. Estas etapas consistieron en: diseño y caracterización del láser Nd:YAG; estudio y generación del 2º armónico; estudio del espectro de emisión de un colorante orgánico (R6G); y el estudio del láser en régimen Q-Switch para obtener un láser de colorante. Se pudieron concretar todas las etapas, salvo la obtención del láser de colorante debido a que no poseemos los elementos necesarios.

INTRODUCCIÓN

El láser es un instrumento que genera o amplifica radiación coherente del espectro electromagnético en frecuencias del infrarrojo, visible o ultravioleta. El láser opera basándose en un principio general que fue originalmente inventado para frecuencias de microondas y fue llamado Amplificación de Microondas por Emisión de Radiación Estimulada (sigla en inglés para MASER). Luego fue extendido para frecuencias ópticas cambiando en la sigla Microondas por Luz.

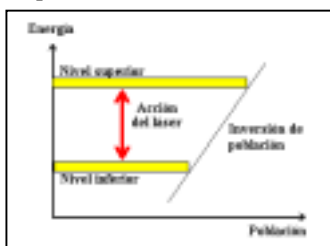
Las **propiedades principales** del láser son:

- Distribución de frecuencia angosta, lo que produce que el haz de luz sea muy monocromático.
- Haz de salida de gran intensidad, con una dispersión angular mínima y muy direccional con una gran coherencia espacial.
- La composición de la radiación espontánea e incoherente, conocida como *ruido*, es despreciable.
- Se pueden generar pulsos de muy corta duración y con una gran potencia de salida que puede llegar a 10^{13} Watts (este número es un orden de magnitud más grande que el total de la capacidad de generación de potencia eléctrica de EEUU).

Los **elementos esenciales** son:

- Un medio láser que consiste en un apropiado conjunto de átomos, moléculas, iones, materiales semiconductores Este medio es lo que caracteriza al láser, pudiendo ser medios gaseosos (He-Ne, etc), sólidos(dieléctricos, cristales preciosos, etc.) o líquidos (colorantes).

- Un elemento de bombeo para excitar a los átomos del medio láser a un nivel de energía mecánico-cuántico más alto. Algunos átomos excitados pasan posteriormente a un estado intermedio de energía que es metaestable E_m ; es decir, la probabilidad de transición al estado fundamental E_f es muy baja. Pero para que la acción de láser ocurra no sólo debe producirse la excitación de átomos sino la condición de *inversión de población*, en la cual



hay una mayor cantidad de átomos en el nivel metaestable de energía que los que se encuentran en un nivel más bajo en el medio láser. La radiación de frecuencia estimulará transiciones de E_m a E_f , produciendo una amplificación coherente.

- Apropriados elementos ópticos de realimentación (en este caso, espejos) que reinyectan una parte de la señal nuevamente en el amplificador de luz.

En este trabajo utilizamos un láser dieléctrico de estado sólido: iones de neodimio (Nd^{3+}) dopado o aumentado con una aleación liviana de Ytrio y Aluminio (YAG) (emite a una longitud de onda de 1064 nm). El bombeo está dado por un láser de diodo (800nm) y la cavidad está formada por espejos de distintas reflectividades. Ver Figura 1.

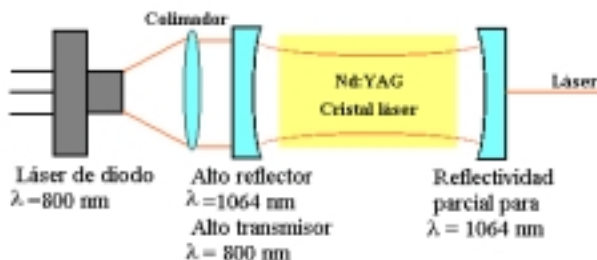


Figura1. Esquema de elementos esenciales del láser Nd:YAG

Las aplicaciones del láser han crecido exponencialmente en los últimos años. Entre algunas de ellas, podemos mencionar aplicaciones, metalurgia, microbiología, medicina, biomedicina, restauración de obras de arte y en sistemas de comunicaciones y radares. También se utilizan para la medición precisa de distancias e intervalos de tiempo. Esto ha posibilitado el análisis de procesos químicos que ocurren en menos de 10^{-15} segundos.

Este trabajo se dividirá en 4 etapas, cada una necesaria para la posterior:

- I. Armado y estudio del láser Nd:YAG (InfraRojo) con una cavidad en V, optimizando la potencia de salida.
- II. Estudio y generación del 2º armónico para producir un láser de 532 nm (verde).

- III. Estudio del espectro de emisión de un colorante al incidir con el láser verde.
- IV. Estudio del láser en régimen Q-Switch para estar en condiciones de generar un láser de colorante.

MARCO TEÓRICO Y RESULTADOS POR ETAPAS

I. LASER ND:YAG (1064 nm)

El diseño de este láser podía realizarse con una cavidad lineal o una cavidad en V. Si bien la cavidad lineal es de más fácil construcción y alineamiento, para nuestro trabajo era indispensable una cavidad en V, ya que deberemos introducir diversos elementos dentro de la cavidad para llevar adelante las etapas mencionadas.

Se pueden armar distintas cavidades resonantes, cambiando su configuración al variar la distancia entre los espejos y el radio de curvatura de los mismos.

Las cavidades resonantes se dividen en: inestables, la luz va divergiendo progresivamente y realiza pocos pasajes por el medio; y estables, cuya distribución de intensidades no se modifica en los sucesivos pasajes de la luz a través de la cavidad. Estos sucesivos pasajes generan una mayor emisión de fotones lo que producirá una mayor potencia de salida. Siendo ésta la condición a alcanzar, debemos estar en el rango de cavidades estables

La condición para una cavidad estable lineal con un espejo plano y uno curvo (de radio de curvatura R) es:

$$0 \leq d \leq R$$

donde d es la longitud de la cavidad.

Como aproximación podemos utilizar esta relación para la cavidad en V, haciendo los 2 brazos de igual largo y con un ángulo de apertura pequeño.



Figura 2. Cavidad en V para un láser Nd:YAG.

Trabajamos con un espejo curvo de $R=50\text{cm}$. Para observar el pasaje de una cavidad estable a una inestable colocamos el espejo curvo que define el vértice de la cavidad sobre un posicionador a una distancia de 49 cm y lo movimos hasta sobrepasar los 50 cm. En este pasaje observamos como el haz del láser cambiaba su forma inicial, al mismo tiempo que la intensidad del mismo disminuía hasta desaparecer. A medida que nos vamos acercando a la condición de cavidad inestable, el haz realiza, cada vez, menos pasajes por el medio láser. Esto disminuye la cantidad de fotones salientes, por lo tanto, la intensidad. Las reflexiones en los espejos son más irregulares, siendo esto lo que lleva a deformar el haz de salida.

El amplificador puede funcionar con una configuración de espejos de diferentes reflectividades,

siempre que se supere la condición de *umbral de funcionamiento*, es decir que la ganancia por pasaje supere a las pérdidas (por difracción, dispersión, absorción).

La elección del espejo de salida será tal que optimice la energía del láser.

Para la elección del espejo a utilizar medimos la *eficiencia*, esto es la potencia de salida en función de la corriente de bombeo, para diferentes reflectividades del espejo de salida (ver figura 3).

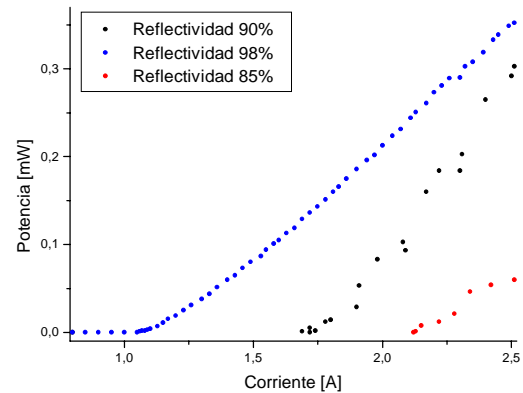


Figura 3. Eficiencia de láser Nd:YAG para distintas reflectividades del espejo de salida.

Como se puede observar a medida que la reflectividad del espejo disminuye es necesario una corriente de bombeo mayor para superar el umbral de funcionamiento. Una vez superado el umbral, la relación que hay entre la corriente de bombeo y la potencia de salida es lineal sin importar el espejo utilizado.

Para un dado valor de corriente la reflectividad que provee una mayor potencia de salida es la de 98%, siendo esta con la que trabajaremos a posteriori.

Una vez establecida la cavidad y los espejos estudiaremos los modos transversales de oscilación.

Dentro de la cavidad no se puede establecer una onda estacionaria por ser de dimensiones finitas tanto los espejos como la barra de YAG. Se puede demostrar que las posibles soluciones estacionarias para la distribución de intensidades dentro de la cavidad, en función de la distancia r (coordenada radial cilíndrica desde el centro del espejo) son los polinomios de Hermite. En este caso los llamaremos TEM_{pq} (modo transversal electromagnético de orden pq), siendo pq los órdenes de los polinomios y además indican cuántos ceros tiene la intensidad en una dada dirección. Para un desarrollo detallado de este tema, ver referencia 1 pag. 311-322.

Se llaman modos transversos ya que representan distribuciones de amplitud del campo electromagnético en dirección transversal a la propagación del haz del láser. Normalmente el láser opera en una superposición de todos los modos que estén por encima del umbral, con intensidades relativas que van disminuyendo a medida que aumenta el orden del modo. Es por esto que se pueden conseguir modos superiores introduciendo pérdidas en la cavidad, como ser desalinearse levemente la cavidad.

Para analizar la distribución de intensidad de estos modos medimos la potencia de salida a medida que desplazábamos una Guillette a través del haz, con un paso de 1 micrón (Ver Figura 4). Con este método, en lugar de medir la potencia en cada punto, se mide una señal que es proporcional a la integral de la distribución de intensidades.

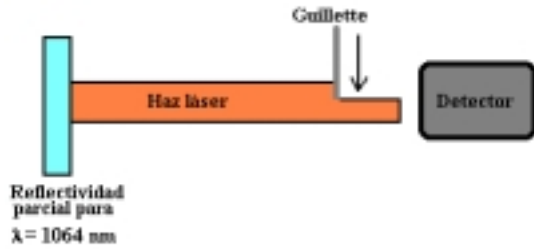


Figura 4. Medición de los modos transversos

En la figura 5 se puede observar la medición directa de los modos TEM₀₀ y TEM₀₁ con su correspondiente distribución de potencia luego de una derivación numérica realizada con el software ORIGIN.

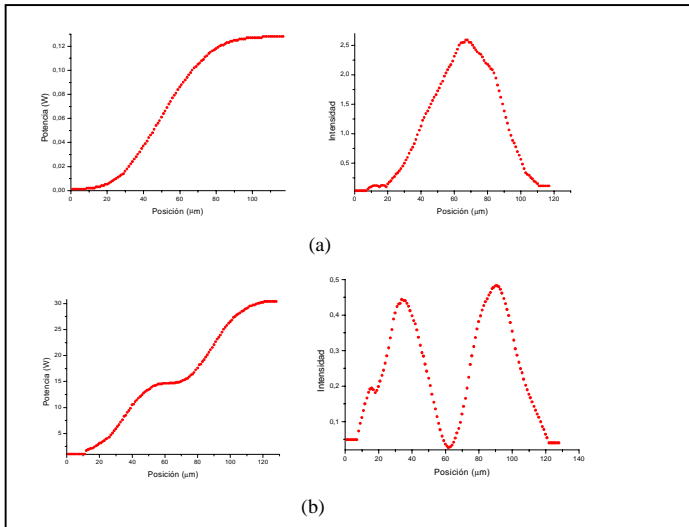


Figura 5. Distribución de intensidad para los modos TEM₀₀ (a) y TEM₀₁ (b).

Las distribuciones son lo esperado debido a que coinciden con el cuadrado (recordar que estamos midiendo potencia) de los polinomios de Hermite de orden 0 y 1. Tomamos pasos pequeños para obtener una mayor cantidad de puntos para la diferenciación numérica. Ésta última no fue óptima debido al programa utilizado para realizar dicho cálculo, pero fue suficiente para obtener una buena representación de las distribuciones de intensidad.

II. GENERACIÓN DEL 2º ARMÓNICO (láser verde de 532 nm)

La generación del 2º armónico del láser Nd:YAG tiene como finalidad la producción de un nuevo

láser cuya longitud de onda es la mitad de la del láser inicial.

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

$$\mathbf{P} = \chi \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (1)$$

La susceptibilidad χ es un escalar para materiales simétricos, pero es un tensor para materiales anisotrópicos, con el objeto de modelar las distintas respuestas de polarización a lo largo de los distintos ejes del material.

Cuando el campo eléctrico aplicado aumenta significativamente, las interacciones no lineales dentro del material empiezan a cobrar importancia y la expresión (1) ya no es suficiente para describir los efectos observados. Entonces \mathbf{P} debe desarrollarse en serie de potencias de \mathbf{E} :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0(\chi_1 \mathbf{E} + \chi_2 \mathbf{E}^2 + \chi_3 \mathbf{E}^3 + \dots) \quad (2)$$

Para el desarrollo de la generación del 2º armónico, el término cuadrático en \mathbf{E} no es despreciable frente al término lineal, aunque sí despreciamos términos superiores. Se puede definir el término no lineal a segundo orden de la polarización $\mathbf{P}_2 = \epsilon_0 \chi_2 \mathbf{E}^2$

Por otro lado, el campo eléctrico incidente puede expresarse como

$$\mathbf{E} = E_0 e^{-i\omega t} + E_0^* e^{+i\omega t} \quad (3)$$

Reemplazando (3) en (2), el término de segundo orden resulta

$$P_2 = \epsilon_0 \chi_2 \left[E^* E + E E^* + E^2 e^{-i(2\omega)t} + E^2 e^{+i(2\omega)t} \right] \quad (4)$$

donde los términos independientes del tiempo no producen oscilaciones electromagnéticas, es un término DC llamado *rectificación óptica*. El segundo y tercer término contienen una frecuencia que es el doble de la inicial. Cuando este efecto es observable se lo denomina *generación del 2º armónico*.

Debido a que dentro del material se generan ondas de distintas frecuencias (las que nos interesan son ω y 2ω) es indispensable trabajar con un material birrefringente donde la velocidad para 2 distintas polarizaciones son diferentes. De esta manera se logra una suma coherente al haz mientras se propaga por el material (*phase matching*).

Por otro lado se puede demostrar (Ref.1, pag. 498) que la intensidad de la onda emitida es

$$I = A * \left(\frac{\text{sen}(x)}{x} \right)^2 \quad (5)$$

siendo x proporcional a la longitud del material y al ángulo de incidencia del haz; y A depende de la intensidad de la onda incidente, de la longitud e índice de refracción del material.

Para generar este efecto a partir del láser Nd:YAG, necesitábamos un material que fuera transparente tanto a la longitud de onda inicial como a la del 2º armónico. Utilizamos un cristal de Fosfato Titano de Potasio (KTP), que es el material más utilizado para la generación del 2º armónico en láseres Nd. La región de transparencia del cristal es de 350 a 4400 nm y cuenta con las propiedades de tener grandes coeficientes no lineales, adecuada birrefringencia en los planos y-z y x-z, que permiten un efectivo *phase matching*, además de gran resistencia a los daños y buenas propiedades térmicas.

Para la generación del 2º armónico introducimos el cristal KTP en un brazo de la cavidad en V (aquí empieza a cobrar importancia el diseño de la cavidad).

Como resultado obtuvimos un haz de salida que contenía fotones de 532 nm y de 1064 nm. Esto se debe a que la generación del 2º armónico no es perfecta.

Colocamos un prisma para separar el haz en dos correspondientes a las longitudes mencionadas. De esta manera, se hace posible la caracterización del 2º armónico.

Lo primero que hicimos fue medir la eficiencia. El resultado de esto se observa en la figura 6(a). Este comportamiento dejó de ser lineal (como ocurría con el láser Nd:YAG). Para analizarlo, tomamos una medición de la eficiencia del Nd:YAG, ya que la potencia de salida de éste es proporcional a la corriente de bombeo (Figura 6 (b)). Dividiendo la potencia de salida del verde por la del IR, observamos un comportamiento lineal del cual puede deducirse que la potencia de salida del verde es cuadrática con la corriente de bombeo. (Ver figura 6(c)).

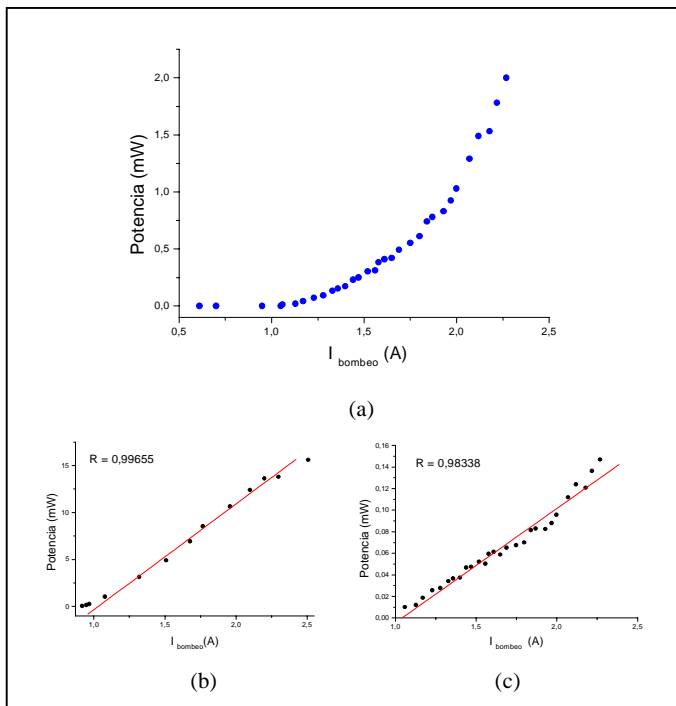


Figura 6. (a) Eficiencia para el láser construido a partir de la generación del 2º armónico, (b) Eficiencia del láser Nd:YAG,

(c) Cociente de la potencia de (a) y potencia de (b) vs. corriente de bombeo

Por otro lado estudiamos la potencia de salida del 2º armónico a medida que variamos el ángulo de incidencia a una de las caras del cristal KTP, el paso para esto fue de 2.45×10^{-3} radianes.

Obtuvimos como resultado la figura 7 donde además se muestra el ajuste con una función sinc^2 (ecuación (5)), mostrando un gran acuerdo con la teoría.

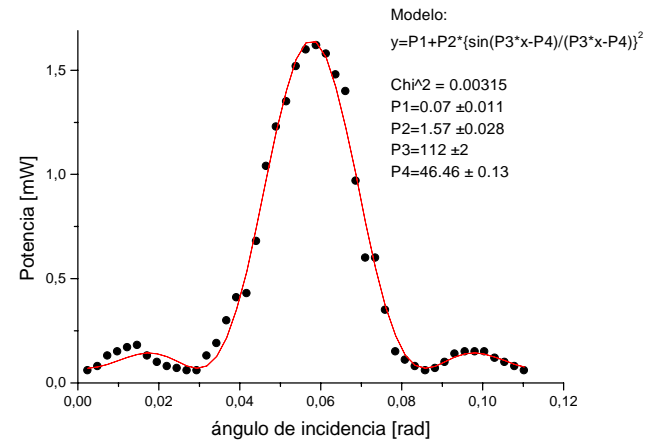


Figura 7. Potencia de salida del láser verde vs. ángulo de incidencia del haz sobre el cristal.

El máximo de potencia de salida se observa para incidencia normal, en este ángulo se produce la mayor conversión de fotones.

Luego de éste análisis colocamos el cristal KTP de manera tal que la incidencia del láser Nd:YAG sea normal. De ésta manera obtenemos la mayor potencia de salida que es lo que necesitamos para las siguientes etapas.

III. ESTUDIO DEL ESPECTRO DE EMISIÓN DE UN COLORANTE AL INCIDIR CON EL LÁSER VERDE

Al analizar los espectros moleculares debemos tomar en cuenta tres efectos por separado, asociados respectivamente con la rotación de la molécula como un todo, la vibración de los núcleos alrededor de sus posiciones de equilibrio y las transiciones electrónicas.

Una molécula puede tener varias configuraciones electrónicas o estados estacionarios, cada uno con su propia energía. La energía requerida para excitar el movimiento electrónico en las moléculas es del mismo orden que en los átomos (1 a 10 eV). Así cuando una molécula experimenta una transición electrónica, la radiación cae en la región visible o en la ultravioleta del espectro.

A un estado electrónico dado corresponden muchos estados de vibración y a cada estado de vibración corresponden varios estados de rotación. Como primera aproximación (modelo lineal), podemos expresar la energía de una molécula en la forma

$$E = E_{\text{electrónica}} + E_{\text{vibracional}} + E_{\text{rotacional}}$$

El espectro de una molécula es una fuente importante de información acerca de sus propiedades y estructuras.

Los colorantes orgánicos moleculares son moléculas muy complejas. Existen distintas clases de colorantes orgánicos, los cuales, según sus composiciones, emiten desde los 320 nm a los 1500 nm.

Los láseres de colorante tienen una gran absorción en la región del ultravioleta y visible. Si están siendo bombeados con luz cuya longitud de onda se encuentra en la región antes mencionada. Las moléculas del colorante emiten de manera muy eficiente a longitudes de onda mayores que la de bombeo.

La concentración del colorante en el solvente generalmente está determinada por las consideraciones de bombeo que relacionan la geometría de la ganancia del medio y la ganancia deseada del amplificador.

Los colorantes orgánicos son buenos emisores de radiación y por lo tanto hacen buenos láseres. Debido a que las moléculas del colorante están protegidas por el solvente. Como en estas soluciones la concentración molecular del colorante es como mínimo de uno en mil, cada molécula del colorante se encuentra aislada por el solvente. Sin la protección del solvente no predominaría el decaimiento de los electrones excitados por radiación, sino que lo harían por colisiones. Esto último produce un aumento de la temperatura del material, lo que acortaría el tiempo de funcionamiento del láser.

Una vez que armamos el dispositivo con el cristal KTP dentro de la cavidad, y el segundo armónico era generado, medimos el espectro de un colorante orgánico (R6G). La necesidad de generar el segundo armónico radica en que para excitar al colorante era necesario que la longitud de onda incidente sea similar a la que emite. La emisión del colorante es de 570 nm a 610 nm (Ver Figura 8)

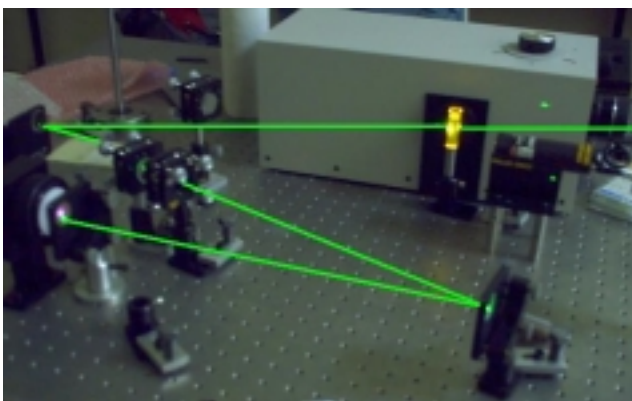


Figura 8. Cavidad en V que posee un cristal KTP, cuyo haz incide en una celda con colorante R6G.

Una vez que el dispositivo estaba funcionando colocamos un espejo plano para dirigir el haz del láser

hacia la celda que contenía el colorante. Levantamos el espectro de emisión del colorante usando un monocromador y un fotodetector conectado a un osciloscopio. De un lado del monocromador colocamos la celda fluoresciendo y del otro el fotodetector conectado a un osciloscopio. La fluorescencia que incidía dentro del monocromador era dispersada por la red de difracción que se encuentra dentro del monocromador. Barriendo las distintas longitudes de onda y midiendo la tensión para cada una levantamos una curva de la emisión del colorante como la que se ve en la Figura 9.

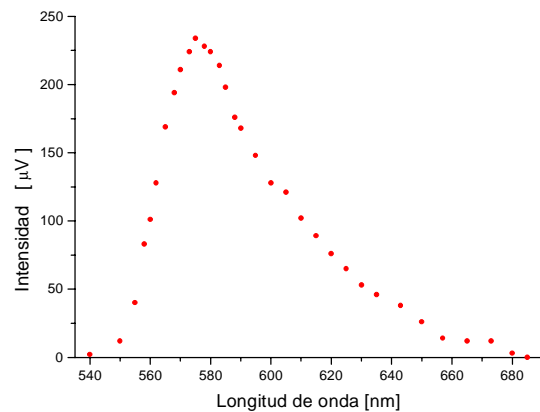
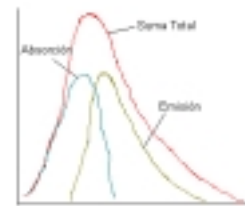


Figura 9. Espectro de radiación para el colorante R6G al incidir con el láser verde.

Como se puede observar las longitudes de onda de emisión cubren una región mayor a la de la longitud de onda de bombeo.

El máximo de emisión se encuentra para $\lambda=575$ nm. La curva no es simétrica con respecto al máximo sino que el crecimiento es más rápido que el decrecimiento. Esto se debe a que se superponen el espectro de emisión y el de absorción que son antisimétricos.



Se realizaron mediciones con distintas concentraciones de colorante, utilizando como solvente alcohol etílico: 10^{-4} M; 5×10^{-5} M; 3.3×10^{-5} M; 1.25×10^{-5} M. El resultado de esto fue que la curva mantuvo su forma y posición.

IV. ESTUDIO DEL RÉGIMEN Q-SWITCH Y LÁSER DE COLORANTE.

Al incidir con el láser verde sobre el colorante observamos un espectro de emisión de muy baja intensidad que no es suficiente para, a partir de esto, construir el láser. Para solucionar este problema trabajamos en el modo Q-Switch, que explicaremos a continuación.

En cuanto se llega al umbral de funcionamiento, la emisión estimulada empieza a tener lugar y el láser empieza a funcionar. Cuando se logra esta condición, el amplificador disminuye su inversión de población debido

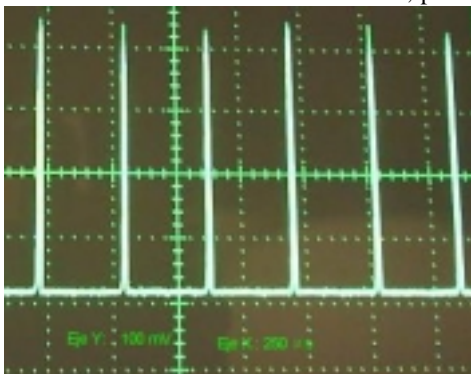
al mecanismo de desexcitación adicional que se establece con la emisión estimulada. Esto hace disminuir la ganancia neta total que en condición estacionaria queda fija en cero. En esta situación la energía inyectada por el bombeo es utilizada en generar la ganancia para compensar las pérdidas de la cavidad y en mantener la energía del haz de salida. El mecanismo para controlar las pérdidas dentro de la cavidad es lo que se denomina Q-Switch y es lo que permite cambiar la ganancia con la cual funciona el amplificador (Q-Switch: “cambiar el factor $Q = \frac{\text{Energía acumulada}}{\text{Energía disipada}}$ ”).

Existen varios mecanismos para producir este cambio y están agrupados en: métodos pasivos y métodos activos. Para los primeros, en general se utilizan cristales que se vuelven transparentes a una determinada intensidad. Para los segundos, los métodos más conocidos son los foto-ópticos y acusto-ópticos. Nosotros utilizaremos un método acusto-óptico que emite con una mayor potencia que los métodos pasivos, es más repetitivo y produce una salida más reproducible a lo largo del tiempo.

El dispositivo que introducimos dentro de la cavidad cuenta con un cristal de cuarzo que tiene ajuntado un transductor piezoeléctrico. Este transductor propaga una fuerte onda acústica dentro del material cuando una señal de radio frecuencia (RF) es aplicada al transductor, formando una red de difracción. Si este campo se aplica cuando el amplificador está siendo bombeado, el haz de láser es desviado fuera de la cavidad por la red. Cuando la señal es apagada el haz pasa a través de la cavidad generando el pulso de Q-Switch.

Para analizar el pulso de Q-Switch debimos cambiar levemente el dispositivo experimental. Para adquirir la señal trabajamos con un fotodiodo y un osciloscopio al cual agregamos una entrada de 50 Ω . Esto aumenta la rapidez de respuesta temporal respecto de la entrada común de 1 M Ω y permite seguir pulsos en el rango de KHz. Luego desalineamos el cristal FTP de manera tal de tener una mínima salida en verde para no dañar el fotodiodo con la alta intensidad del pulso.

En un rango de frecuencias de 0,2 KHz a 3 KHz la intensidad de salida es alrededor de 400 mV, obteniendo un gran pulso comparado con el láser continuo que emite con una intensidad de salida de 12 mV (ver Figura 10). La intensidad de salida real será mucho más alta cuando alineemos el cristal, permitiendo



el máximo factor de conversión.
Figura 10. Pulsos del láser verde generados con un método de Q-Switch acusto-óptico.

Por otro lado detectamos la frecuencia a partir de la cual la respuesta del material comienza a ser deficiente. Esta frecuencia es 4,23 KHz, donde se observan picos menores (alternados con otros más altos) que corresponden a que el material no ha llegado a cargarse eficientemente. Si seguimos aumentando la frecuencia disminuye mucho la intensidad de los pulsos, por ejemplo, a una frecuencia de 5.88 KHz se observa una secuencia de 3 picos pequeños cada 1 pico grande.

Una vez obtenido el rango de frecuencias donde se logran los mayores picos (2 KHz), alineamos el cristal KTP de manera de obtener el mayor factor de conversión (implica mayor intensidad de salida del láser) y así estamos en condiciones de armar el láser de colorante.

Para esto colocamos el colorante R6G en una celda óptica y ubicamos una lente cilíndrica en el camino del láser para obtener una línea de 2 mm de ancho que incide sobre la celda (ver figura 11). Esto es mucho más conveniente en términos de obtener una mayor fluorescencia del material.

Debido a que en el laboratorio no contamos con espejos de reflectividad parcial para la longitud de onda del colorante, no es posible construir una cavidad como la que hicimos para el láser Nd:YAG. Por esta razón, construimos una cavidad lineal formada por un espejo de reflectividad total y una de las paredes de la celda. El inconveniente de este dispositivo es que no tenemos una buena realimentación ya que el haz realiza un solo pasaje por el colorante.

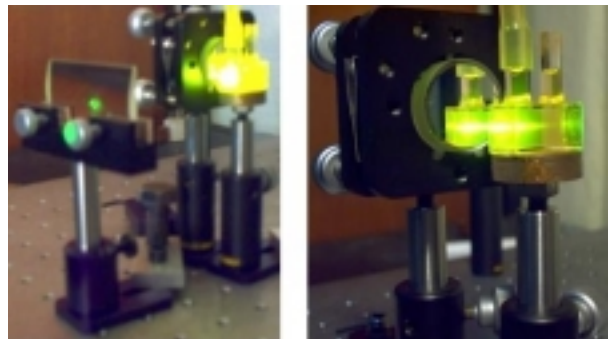


Figura 11. Dispositivo experimental para el armado del láser de colorante

Resumiendo, en términos de elementos láser tenemos:

- bombeo : láser verde (532 nm)
- medio láser: colorante R6G
- cavidad: espejo plano y pared de la celda

Para permitir que el haz de láser tuviera una mayor penetración en el colorante, realizamos pruebas con diferentes concentraciones de éste, usando como solvente alcohol etílico. La muestra base de colorante tenía una concentración de 10^{-4} M, la cual disminuimos a concentraciones de 5×10^{-5} M y 1.5×10^{-5} M.

Esperábamos observar un haz láser en la longitud de onda donde medimos el máximo de intensidad cuando levantamos el espectro de emisión del colorante.

El inconveniente de la cavidad no pudo ser salvado por lo cual no pudimos obtener el láser de colorante, aunque sí se observó una buena fluorescencia.

CONCLUSIONES

En este trabajo se obtuvieron resultados satisfactorios en cuanto al estudio y caracterización del láser Nd:YAG, destacando entre ellos la obtención de una eficiencia lineal y una distribución de modos transversales de oscilación que coinciden con el cuadrado de los polinomios de Hermite.

A partir del Nd:YAG obtuvimos un láser con una longitud de onda de 532 nm (por generación de 2º armónico) cuya potencia de salida es cuadrática con la corriente de bombeo. Analizamos, también, la distribución de intensidad del verde en función del ángulo de incidencia. Obtuvimos para esto una distribución que se ajusta con un sinc^2 resultando el máximo de intensidad para incidencia normal.

Del estudio de la radiación del colorante orgánico obtenemos que el máximo de emisión se encuentra para $\lambda=575$ nm. Como resultado obtenemos una curva que no es simétrica respecto del máximo de intensidad debido a que se superponen el espectro de emisión y el de absorción, que son antisimétricos.

Al trabajar con el láser verde en régimen Q-Switch obtenemos pulsos en un rango de frecuencias que va desde 0,2 KHz a 3 KHz con una intensidad de salida de un orden de magnitud mayor que la obtenida en el régimen continuo del láser.

La imposibilidad de construcción un láser de colorante se basó en la falta de elementos apropiados para construir una cavidad resonante que permitiera más de un pasaje del haz a través del medio láser. Creemos que esto se solucionaría teniendo un espejo de reflectividad parcial para la longitud de onda del colorante con el cual es posible armar la cavidad antes mencionada.

AGRADECIMIENTOS

-Mario Marconi, Docente del Departamento de Física de la UBA, por su infinita paciencia y colaboración.

-Miguel La Rotonda, Docente del Departamento de Física de la UBA, por ser nuestra guía a lo largo de la experiencia y por su constante colaboración y preocupación por nuestros avances.

BIBLIOGRAFÍA

1-Laser Fundamentals. W.Silfast, Cambridge U. Press, 1996

2-Lasers. A. Siegman, University Science, Mill Valley, CA 1986.

3-Solid State Laser Engineering. W. Koechner, Prentice Hall, NY 1992