



**UNIVERSIDAD NACIONAL  
AUTONOMA DE MEXICO**

---

---

**Facultad de Ciencias**

**Diseño y Construcción de un  
Laser de Pigmento**

**T E S I S**  
Que para obtener el Título de  
**F I S I C O**  
P r e s e n t a

**ROGER SEAN CUDNEY BUENO**

**México, D. F.**

**1985**



Universidad Nacional  
Autónoma de México



## **UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso**

### **DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

## INTRODUCCION

Poco después de que fuera inventado el láser en 1960 se decía que se había encontrado "un invento en búsqueda de aplicaciones". Hoy en día, a solo 25 años de su invención, el láser ha encontrado un sin fin de aplicaciones al grado tal que podríamos afirmar que después del transistor es el invento más importante de este siglo en cuanto a sus aplicaciones, inmediatas y futuras. Aunque al principio sólo se encontraban en laboratorios e industrias importantes (y alguna que otra película de James Bond) en la actualidad se hallan en lugares tan comunes como preparatorias, máquinas registradoras y tornamesas de discos compactos y es difícil pronosticar todas las otras áreas que lograrán invadir.

En México se hicieron hace unos 10 años algunos prototipos de láseres funcionales<sup>1,2,3,4,5</sup>, pero desgraciadamente por algún motivo se dejaron de fabricar. Recientemente se ha vuelto a despertar este interés en algunas instituciones, como la UAM-I con la creación del Laboratorio de Láseres, dirigido por el Dr. Godoy en donde se están fabricando láseres de corte de bióxido de carbono, y el Laboratorio de Optica Cuántica, dirigido por el Dr. Fernández en donde se están haciendo láseres de nitrógeno molecular y de pigmento.

Esta tesis trata de la construcción y descripción teórica de un láser sintonizable pulsado de pigmento bombeado por otro laser pulsado de nitrógeno, realizados en el laboratorio de Optica Cuántica de la UAM-Iztapalapa.

Esta tesis está dividida en siete capítulos que se resumen a continuación:

Capítulo 1.- Funcionamiento de un láser. Aquí se habla acerca de qué es un láser y qué procesos físicos intervienen en su funcionamiento, sea de pigmento o de cualquier otro medio. A grandes rasgos, se explican los fenómenos de emisión espontánea y estimulada, inversión de población y las diferentes formas de obtenerla, mecanismos de ensanchamiento espectral y la formación de modos de oscilación. Para el lector que esté familiarizado con la física de los láseres la lectura de este capítulo puede ser omitida sin pérdida de continuidad.

Capítulo 2.- Láser de pigmento: Datos generales. En este capítulo se da un breve recuento de la evolución de los láseres de pigmento y se discuten las propiedades estructurales y espectroscópicas de los pigmentos en sí, para acabar con el planteamiento de las ecuaciones que gobiernan la evolución temporal del pulso del láser de pigmento (ecuaciones de razón).

Capítulo 3.- Cavidad osciladora del láser de pigmento. Como el láser de pigmento tiene la particularidad de ser sintonizable su cavidad osciladora es muy diferente a la de un láser convencional. Se mencionan los montajes de selección de longitud de onda más comunes y se profundiza en el montaje usado en esta tesis, el montaje de rejilla en ángulo rasante. También se da en este capítulo una simulación por computadora de la evolución temporal del pulso del láser de pigmento en función del pulso de bombeo y de las características de la cavidad osciladora del láser de pigmento.

Capítulo 4.- Diseño y construcción del láser. Aquí se dan los

detalles técnicos del diseño y construcción del láser, como el montaje del sistema total (láser de bombeo y láser de pigmento), diseño de las monturas ópticas y la alineación de todas las componentes.

Capítulo 5.- Evaluación del láser. Se dan en este capítulo las propiedades principales del láser de pigmento, como su rango de funcionamiento, energía por pulso, duración, potencia, eficiencia, divergencia, etc. Además, se hace una comparación de los resultados obtenidos experimentalmente con los predichos por la simulación por computadora.

Capítulo 6.- Usos del láser de pigmento. El propósito de hacer un láser de este tipo, aparte de desarrollar una tecnología de construcción de laser en sí, es el de tener una herramienta para estudiar fenómenos no lineales de la interacción de la radiación con la materia. En este capítulo se explican brevemente las aplicaciones que tiene en este campo y en otros; específicamente, en holografía, espectroscopía, sondeo atmosférico, medicina y reacciones químicas inducidas.

## CAPITULO I

### FUNCIONAMIENTO DE UN LASER

Antes de describir el funcionamiento del láser de pigmento es conveniente mencionar brevemente los principios básicos de un láser cualquiera. En este capítulo se revisarán algunos conceptos de la interacción de la radiación con la materia para entender los conceptos generales de los láseres que serán utilizados en capítulos posteriores.

Si un fotón interacciona con un átomo (o molécula, pero nos referiremos solamente a los átomos para evitar repetir "átomo o molécula") que tenga un nivel de energía desocupado, uno de sus electrones podrá pasar a este nivel si la energía del fotón es igual a la diferencia de energía entre los dos niveles. De ser así, se dice que el átomo se encuentra en un estado excitado, pues ha absorbido un "cuanto" de energía. El átomo no puede permanecer en un estado excitado y tiene que decaer a un nivel inferior de energía. Este proceso de decaimiento puede ocurrir de dos formas:

a) espontáneamente, que significa que decae sin la presencia de un potencial perturbador externo, emitiendo otro fotón para cumplir con el principio de conservación de energía, y

b) estimuladamente, que significa que un campo externo (otro fotón) provoca la desexcitación. El fotón emitido en este proceso tendrá la misma energía (misma longitud de onda) y fase que el fotón incidente.

Este último proceso es la clave para obtener la radiación coherente del láser. Si el fotón incidente y el estimulado inciden en otros dos átomos excitados emergerán 4 fotones de la misma longitud de onda y fase; estos 4 pueden incidir en otros 4 átomos excitados dando 8 fotones idénticos y así sucesivamente. De aquí se puede ver que si pudiéramos tener un gran número de átomos en el estado excitado podríamos amplificar una onda incidente mediante emisión estimulada. Esto es exactamente lo que hace un láser; de hecho, la palabra LASER viene de tomar las iniciales de Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (Luz amplificada por emisión estimulada de radiación).

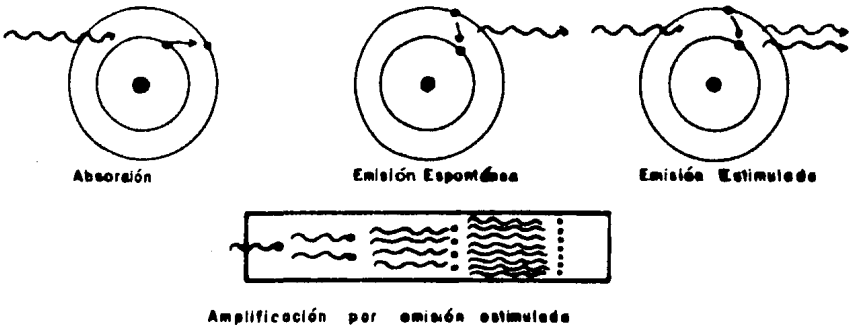
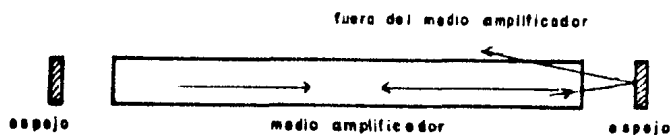


Fig. 1.1

Si seguimos este punto de vista simplista podemos pensar que lo conveniente es alargar lo más posible el medio que contiene los átomos excitados para obtener una mayor amplificación (ver fig. 1.1). En la práctica lo que se hace usualmente es colocar dos espejos de ambos lados del medio. Además de acortar muy,

considerablemente las dimensiones del láser, los espejos también definen una dirección privilegiada de propagación de los fotones sobre la línea que une los espejos, pues cualquier fotón que no viaje razonablemente paralelo a esta línea será eventualmente reflejado fuera del medio y no podrá provocar otras transiciones.



Definición de una dirección privilegiada

Fig. 1.2

Los procesos físicos de emisión espontánea y estimulada fueron propuestas por primera vez en 1917 por Einstein y parece extraño que un método en principio muy sencillo basado en ellos haya tenido que esperar unos 40 años para ser puesto en práctica. Sucede que el mismo medio también puede absorber radiación (por los átomos no excitados) y esta absorción está vinculada con la emisión estimulada. Si un átomo está en un estado energético  $m$  e interacciona con un campo de intensidad  $I$  de frecuencia  $\omega$ , la probabilidad de que se excite el átomo a un estado  $n$  está dada por  $B_{mn}(\omega)I(\omega)$ , donde asumimos que  $B_{mn}(\omega)$  es independiente de  $I$ . El átomo tiene una probabilidad  $A_{nm}$  de que decaiga espontáneamente y una probabilidad  $B_{nm}(\omega)I(\omega)$  de decaer estimuladamente. Einstein encontró que estos 3 coeficientes, que llevan su nombre, están relacionados entre sí de la siguiente manera:<sup>6</sup>

$$A_{nm} = B_{nm} \frac{h\omega^3}{\pi^2 c^3} \quad \text{y} \quad B_{mn} = B_{nm} \quad . \quad 1.1$$



Imaginemos ahora que podemos despreciar los efectos de emisión espontánea y nada más tenemos los efectos de absorción y emisión estimulada. Es fácil ver que como  $B_{21} = B_{12}$  será igual de probable que un átomo no excitado absorba un fotón incidente a que un fotón estimule el decaimiento de un átomo excitado, por lo cual se necesitará tener más átomos excitados que no excitados en el medio para que haya un efecto global de amplificación. Cuando se obtiene una mayor concentración de átomos en el estado excitado que en el estado base se dice que se ha obtenido una inversión de población.

Si un sistema se encuentra en equilibrio termodinámico la distribución de átomos en los diferentes niveles energéticos está dada por la estadística de Maxwell-Boltzmann,

$$N(\omega) = N_0 e^{-h\nu/kT},$$

1.2

donde  $N_0$  es la población en el estado base,  $T$  es la temperatura y  $k$  es la constante de Boltzmann. De aquí vemos que entre más grande es la energía menor es la concentración de átomos en estos estados, por lo que un láser no puede operar en equilibrio termodinámico. Es por esto que nunca se había observado radiación láser naturalmente; todos los medios atenúan en vez de amplificar, a menos de que artificialmente se consiga una inversión de población mediante un bombeo de energía al sistema, ya sea en la forma de excitación electrónica, química, luminosa, etc.

Además de requerir algún tipo de bombeo, el medio "laseable" necesita tener ciertas disposiciones de sus niveles de energía para

obtener una inversión de población. Aunque cada medio laseable tiene sus propias características y complicaciones se puede decir que básicamente hay dos sistemas de niveles de energía:

a) Sistema de 3 niveles

En el sistema de 3 niveles se bombea el átomo desde un estado base,  $n_0$ , a un estado  $n_2$ . Del estado  $n_2$  decae a un estado intermedio  $n_1$ , del cual puede decaer otra vez al estado base para así repetir el proceso. Para que este sistema sea eficiente el tiempo que tarda en pasar del estado  $n_0$  al  $n_2$  y de  $n_2$  a  $n_1$  debe ser mucho menor que el que tarda en pasar de  $n_1$  a  $n_0$ . De esta manera se puede obtener una despoblación rápida del estado base y una acumulación de átomos en el estado  $n_1$ . La radiación láser ocurre al decaer el átomo de  $n_1$  a  $n_0$ , con una frecuencia dada por<sup>7</sup>

$$\omega = \frac{E_1 - E_0}{\hbar} \quad . \quad 1.3$$

El laser de rubí, que fué el primer láser que se construyó, está basado en este sistema.

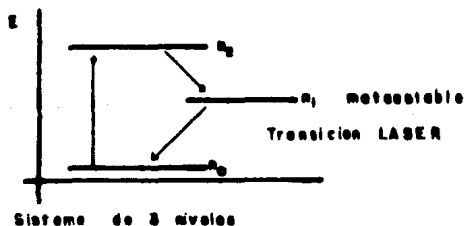
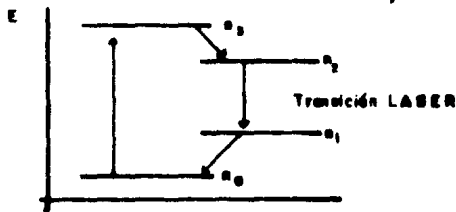


Fig. 1.3

b) Sistema de 4 niveles

El sistema de 3 niveles tiene el defecto de que requiere una gran intensidad de bombeo ya que el estado base debe ser despoblado rapidamente. Una alteración del sistema de 3 niveles es el de 4, que consiste nada más en tener otro nivel entre el estado base y lo que antes era  $n_2$ . De esta manera, si el tiempo de decaimiento de este nuevo nivel al estado base es corto se puede obtener una inversión de población entre los niveles intermedios sin alterar considerablemente la población de  $n_0$ , lo cual reduce la intensidad de bombeo necesaria. (ver fig. 1.4).



Sistema de 4 niveles

Fig. 1.4

Ensanchamiento espectral

Hasta ahora nada más se han mencionado niveles discretos de energía como si estos fueran deltas de Dirac. En realidad, cada nivel tiene una cierta anchura de energía, la cual en términos de longitudes de onda se traduce en anchura espectral. Hay varios mecanismos que producen este ensanchamiento y los podemos dividir en dos tipos:

a) Homogéneo. En los procesos de ensanchamiento homogéneo cada átomo por sí solo tiene un ancho, por lo que un fotón incidente tendrá una alta probabilidad de provocar una emisión estimulada si su longitud de onda se encuentra dentro del ancho espectral del átomo. Los procesos de este tipo obedecen una distribución de Lorentz,

$$g(\omega) = g_0 \frac{1}{(\Delta\omega)^2 + \delta\omega^2} \quad 1.4$$

donde  $g_0$  es el factor de normalización ( $\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) d\omega = 1$ ),  $\Delta\omega = \omega_0 - \omega$  donde  $\omega_0$  es el máximo de la distribución y  $\delta\omega$  es el ancho.

Hay fundamentalmente dos procesos homogéneos, el ensanchamiento por colisiones y el ensanchamiento natural.

El ensanchamiento por colisiones ocurre cuando el átomo sufre un gran número de colisiones mientras dura la interacción con el fotón incidente. Dada su naturaleza, este proceso es muy importante en medios líquidos.

El ensanchamiento natural es el que se da por tener un tiempo finito de interacción. En otras palabras, como se está truncando en el tiempo una función senoidal habrá un ancho espectral debido a las relaciones de transformada de Fourier que hay entre los dominios temporales y espectrales, y está dada aproximadamente por

$$\tau \Delta\omega = 1 \quad 1.5$$

donde  $\tau$  es el tiempo de decaimiento.

Es obvio que todos los medios, con mayor o menor grado, sufren este proceso de ensanchamiento.

b) Inhomogéneo. Aquí el ensanchamiento se debe a que cada átomo puede emitir en una sola frecuencia definida pero esta frecuencia es diferente de átomo a átomo, i.e., los átomos excitados son selectivos respecto a los fotones que les pueden ocasionar emitir estimuladamente. La distribución aquí es gausiana,

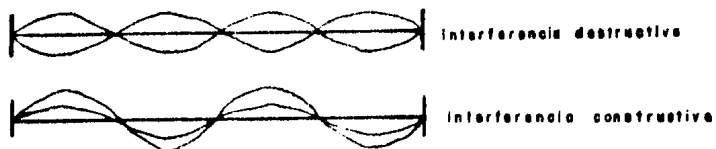
$$g(\omega) : g_0 e^{-\frac{\Delta\omega^2}{\delta\omega^2}} \quad 1.6$$

donde  $g_0$  es otra vez el factor de normalizacion. El ejemplo mas claro de este tipo de procesos es el ensanchamiento Doppler debido al cambio de frecuencia introducido por la velocidad relativa entre el fotón incidente y el átomo. Este efecto es típico de los medios gaseosos, pues en este caso las velocidades de los átomos son muy altas.

#### Cavidad resonadora

Es posible seleccionar dentro de estos anchos espectrales frecuencias particulares (que también tendrán un cierto ancho) mediante una cavidad resonadora adecuada. La cavidad no es más que la región comprendida entre los dos espejos del láser.

La cavidad favorecerá a aquellas ondas que tengan una interferencia constructiva con ellas mismas. Esto se dará cuando la fase de la onda en cualquier punto sea la misma independientemente de la cantidad de vueltas que haya dado, por lo que la onda se debe reproducir después de una vuelta completa (ver fig. 1.5).



### Formación de modos

Fig. 1.5

Entonces la longitud de onda debe cumplir

$$m\lambda = 2L \quad 1.7$$

donde  $m$  es un entero y  $L$  la longitud óptica de la cavidad. A las ondas que tengan estas longitudes se les llama modos longitudinales. Substituyendo  $\lambda = c/v$  y restando entre dos modos sucesivos encontramos la separación de modos,

$$\Delta\nu = c/2L \quad 1.8$$

Las longitudes de onda en la que podrá emitir un láser son los modos longitudinales que se encuentren dentro de la parte del ancho espectral del medio que haya sido bombeado por arriba del umbral de oscilación de la cavidad.

## CAPITULO 2

### TEORIA DEL FUNCIONAMIENTO DE UN LASER DE PIGMENTO

#### Introducción

El descubrimiento de que los pigmentos podían servir como medio activo en un láser se dió independiente y casi simultaneamente en 1966 por dos equipos. Por un lado, Sorokin y Lankard<sup>8</sup> detectaron emision estimulada en cloro- aluminio- talocianina al ser bombeado por un láser de rubí de pulso gigante; colocaron este pigmento en un resonador y obtuvieron una emisión de luz laser centrado en 7555 Å. Por otro lado, Schäfer y Volze<sup>8</sup> encontraron ganancias muy altas en 3,3'-diethyltricarbocianina (también al ser bombeado por un láser de rubí de pulso gigante) y lograron hacer un láser al metalizar ligeramente las paredes de la celda de flujo donde estaba el pigmento de manera que funcionara como resonador. Además, observaron que variando la concentración del pigmento podían cambiar la longitud de onda en 60 nm.

Después de estos descubrimientos se encontró una gran variedad de pigmentos que sirven como medio laseable; se utilizaron otros métodos de bombeo (láser Nd:YAG doblado, laser de UV, lámparas de destello) y se extendió el rango de longitud de onda hasta el cercano ultravioleta.

En 1967, Soffer y Mc Farland<sup>8</sup> substituyeron uno de los espejos por una rejilla de difracción, permitiendo una selección de

longitud de onda sin tener que variar la concentración del pigmento. La anchura de banda obtenida con este nuevo resonador se redujo considerablemente y desde entonces se han propuesto muchas configuraciones de selección de longitud de onda con rejilla, introduciendo a veces otros elementos como prismas, etalones y hasta otra rejilla. Recientemente Littman<sup>9</sup> ha encontrado una manera extremadamente sencilla de obtener un láser de pigmento de un solo modo longitudinal usando únicamente una rejilla.

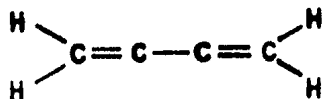
También se han hecho láseres de pigmento continuos, pero requieren de una alta potencia de bombeo, dada por lo general por un láser de argón de 1 a 20 watts. Estos láseres presentan problemas distintos a los pulsados, como son la absorción de los estados tripletes (se explicará más adelante), el calentamiento excesivo y la formación de dímeros.

En lo que queda de este capítulo se mencionarán las propiedades espectroscópicas de los pigmentos y cómo son utilizadas para obtener radiación coherente. Solamente se ahondará en los procesos físicos que intervienen en nuestro caso particular de un láser de pigmento pulsado bombeado por un láser de nitrógeno molecular.

#### Propiedades de los pigmentos.

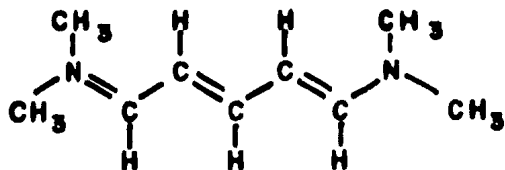
Los pigmentos son compuestos orgánicos con enlaces dobles conjugados, es decir, con enlaces covalentes dobles entre átomos de carbono separados por un enlace simple. Por ejemplo, en la molécula de butadieno,





el enlace entre los dos CH separa a dos enlaces dobles.

Los pigmentos son moléculas casi planas, con una distribución electrónica de enlaces  $\pi$  mas o menos constante en toda la cadena que tiene enlaces conjugados.<sup>8</sup> (Ver fig. 2.1)



electrones  $\pi$



### Molécula de pigmento

Fig. 2.1

Los electrones  $\pi$  tienen su punto de máxima probabilidad por arriba y por abajo de la cadena, a una distancia más o menos igual a la mitad de la de los enlaces, por lo que un electrón  $\pi$  se encuentra en un potencial electrostático cuasiconstante en toda la cadena. Esto nos lleva a que podemos simplificar el problema de encontrar eigenvalores de energía del pigmento si consideramos que tenemos un electrón  $\pi$  libre en un pozo de potencial del largo de la cadena. Los eigenvalores vienen dados por<sup>8</sup>

$$E_n = \frac{n^2 h^2}{8L^2 m}$$

2.1

donde  $h$  es la constante de Planck,  $L$  es la longitud de la cadena,  $m$  es la masa del electron y  $n \in \mathbb{N}$ . Si hay  $N$  electrones, por ser fermiones los primeros  $N/2$  estados de una molécula en su estado base estarán ocupados y por consiguiente la energía mínima de excitación será

$$E_{exc} = \frac{h^2}{8mL^2} (N+1)$$

2.2

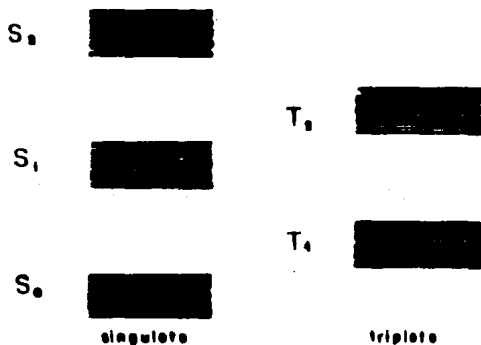
Vemos que, a primera aproximación, la longitud de onda de emisión de una molécula de pigmento depende solamente de su longitud y cantidad de electrones  $\pi$ . Este modelo, llamado "Modelos de gas de electrones libres", es obviamente una descripción exageradamente simplista del problema real; sin embargo, los valores que arroja concuerdan aproximadamente con los valores experimentales y además da una idea clara de los procesos físicos de absorción y emisión en los pigmentos.

Como ya se ha dicho, los espectros de emisión y absorción de los pigmentos tienen una anchura de banda muy grande, de aprox. 50 nm., y el modelo que acabamos de exponer nos da solamente valores discretos de  $\lambda$ . Como son moléculas largas y con muchos enlaces (a diferencia de la mayoría de los medios laseables) existen una gran cantidad de modos de vibración y de rotación para cada nivel principal, lo cual ensancha los espectros. Si además consideramos que las moléculas de pigmento se encuentran disueltas en algún

medio (agua, alcohol, etc.) la interacción de los campos de las moléculas del solvente con el pigmento ensancha cada uno de estos subniveles, dando lugar a espectros cuasicontínuos.

Por lo dicho anteriormente, los espectros dependerán no solo del pigmento sino de su disolvente, concentración y temperatura; dando con esto un mayor margen de longitudes de onda posibles.

Otro factor decisivo en la forma del espectro es el espín del electrón excitado. Si el espín es antiparalelo al espín total de la molécula, se dice que está en un estado singulete. Si por el contrario, son paralelos, se dice que está en un estado triplete. Las leyes de selección de la mecánica cuántica nos dicen que  $\Delta s=0$  en una transición electrónica, por lo que son permitidas las transiciones de singulete a singulete y de triplete a triplete, pero no de singulete a triplete ni viceversa, por lo que los niveles de energía se dividen en dos sistemas separados (ver fig. 2.2).



**Bandas de energía**

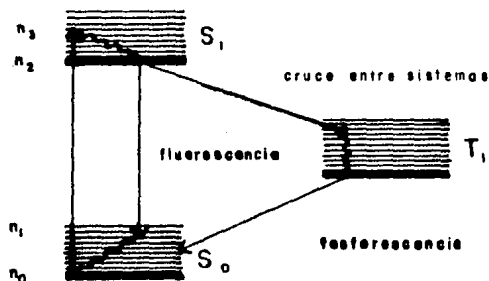
Fig. 2.2

En el caso del sistema de los singuletes un electrón puede ser excitado del estado base,  $S_0$ , a un nivel vibracional cualquiera de  $S_1$ . De aquí el electrón baja muy rápidamente hasta el nivel vibracional más bajo de  $S_1$ , en un tiempo del orden de  $10^{-14}$  s. Esto es importante, ya que es posible excitar un electrón a varios niveles vibracionales altos y mantener estos niveles prácticamente deshabitados.

Al estar en el estado más bajo de  $S_1$ , el electrón puede decaer espontáneamente a un nivel vibracional de  $S_0$  en un tiempo  $\tau_1$ , que es del orden de  $10^{-9}$  s. El fotón emitido de la transición  $S_1 \rightarrow S_0$  tendrá una energía menor al usado en la transición  $S_0 \rightarrow S_1$ , i.e., su longitud de onda se correrá hacia el rojo, debido a que parte de la energía se usó para excitar modos de vibración en  $S_1$ . A este tipo de emisión se le llama fluorescencia. Al igual que en el caso anterior, el electrón decae rápidamente al nivel vibracional más bajo de  $S_0$ . Pueden haber transiciones entre  $S_1$  y  $T_1$  (cruce entre sistemas), debido a colisiones, y de ahí se pueden poblar los demás niveles tripletes. También es posible que ocurra una transición radiativa entre  $T_1$  y  $S_0$  aunque, por estar prohibido por las reglas de selección, será poco probable, dando un tiempo de vida  $\tau_2$  muy grande para el estado  $T_1$  (entre  $10^3$  y 1 segundo). Por ser casi imposible de conseguir una transición de  $T_1$  a  $S_0$  se dice que el estado  $T_1$  es metaestable. Este proceso de emisión se llama fosforescencia.

## Láser de pigmento

De lo visto anteriormente la primera impresión es que los pigmentos son sistemas de 3 niveles, siendo el nivel  $T_1$  el estado metastable y los estados  $S_1$  y  $S_0$  los estados superior y base, respectivamente. Resulta ser que esta transición es tan improbable que se necesitaría una concentración de moléculas más grande que la que puede aguantar cualquier solvente para que hubiera una amplificación significativa. En realidad la transición láser es la de la fluorescencia (del nivel vibracional más bajo de  $S_1$  a un nivel de  $S_0$ ) y podemos ver al láser de pigmento como un sistema de 4 niveles en donde los estados  $n_3$  y  $n_4$  dejan de ser estados bien definidos y pasan a ser bandas difusas (ver fig. 2.3).



### Procesos de emisión

Fig. 2.3

La presencia de los estados triplete es contraproducente para

el láser, pues se pueden acumular en el estado  $T_1$  una cantidad considerable de moléculas que hubieran servido para amplificar. Además, las bandas de los estados tripletes son muy anchas y por lo general la energía de separación entre ellas coincide con la energía de los fotones de la fluorescencia por lo que absorben parte de la radiación láser. De hecho, tan nefasta es su presencia que impide el funcionamiento de láseres continuos para algunos pigmentos. Afortunadamente, en nuestro caso particular de un medio bombeado con un haz de ultravioleta de 4.5 ns de duración su efecto es despreciable, como veremos más adelante.

#### Ecuaciones de razón

La cantidad de fotones de radiación coherente dependerá de la cantidad de moléculas excitadas a los diferentes estados, de los coeficientes de Einstein de las transiciones involucradas y del tiempo de permanencia de los fotones en el medio. A su vez, las poblaciones de los diferentes niveles dependerán de la cantidad de fotones en la cavidad, de la intensidad de bombeo y de otros parámetros. De aquí se puede ver que la evolución temporal del pulso y de las poblaciones estará regida por un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas. Esto es cierto para cualquier láser en general, y estas ecuaciones se conocen como "ecuaciones de razón".

Siguiendo la línea y notación de Svelto,<sup>7</sup> las ecuaciones de

razón para un láser de pigmento son

$$N_0 + N_1 + N_T = N_k \quad 2.3$$

$$\dot{N}_1 = W N_0 + (B_k N_0 - B_e N_1) q - N_1 / \tau_1 \quad 2.4$$

$$\dot{N}_T = k_{ST} N_1 - (N_T / \tau_T) \quad 2.5$$

$$\dot{q} = q(V (B_k N_1 - B_e N_0 - B_T N_T) - 1 / \tau_c) \quad 2.6$$

donde  $N_0, N_1, N_T$  son cantidades de moléculas/cm<sup>3</sup> que están en el estado  $S_0, S_1$  y  $T_1$  respectivamente,  $N_k$  es la cantidad total de moléculas/cm<sup>3</sup>,  $W$  es el bombeo óptico,  $B_k$  y  $B_e$  son los coeficientes de Einstein de absorción y emisión estimulada,  $\tau_0, \tau_T$  son los tiempos de vida de emisión espontánea de los niveles  $S_1$  y  $T_1$ ,  $k_{ST}$  es la razón de cruce entre sistemas,  $q$  es la cantidad de fotones del pulso que se está produciendo,  $V$  es el volumen del medio activo,  $B_T$  es el coeficiente de absorción entre  $S_0$  y  $T_1$  y  $\tau_c$  es el tiempo promedio que dura un fotón adentro de la cavidad. Es claro que por la presencia de la ec.2.3 en este planteamiento sólo permite que una molécula se encuentra o en el estado  $S_0, S_1$  o  $T_1$ ; los efectos de otros estados ( $S_2, T_2$ , etc.) se desprecian. Además, se está asumiendo que la radiación es monocromática, lo cual está muy lejano de la realidad. Sin embargo, se pueden obtener resultados bastante satisfactorios con este modelo.

Primero analizaremos los efectos del estado triplete. De la ec.2.5 tenemos

$$\dot{N}_T \ll k_{ST} N_1$$

$$\therefore N_T \ll k_{ST} \int_0^T N_1 dt \approx N_1(t) t k_{ST}$$

$$\therefore N_T/N_1 \ll t k_{ST} \text{ en el punto m\u00e1ximo del pulso.}$$

Para la rodamina 6G,  $k_{ST} \approx 8 \times 10^6 \text{ sec}^{-1}$  y en el punto m\u00e1ximo del pulso de bombeo  $t \approx 5 \times 10^{-9} \text{ sec}$ ,

$$\therefore N_T/N_1 \ll 0.04, \quad 2.7$$

por lo que podemos despreciar los efectos del estado triplete y nuestro problema se reduce a resolver 2 ecuaciones acopladas,

$$\dot{N}_1 = W(N_2 - N_1) + q(B_{21}(N_2 - N_1) - B_{12}N_1) - N_1/\tau_1 \quad 2.8$$

$$\dot{q} = q(V((B_{12} + B_{21})N_1 - B_{21}N_2) - 1/\tau_c) \quad 2.9$$

Podemos obtener informaci\u00f3n valiosa de estas ecuaciones sin tener que resolverlas. Por ejemplo, en el umbral el medio ni amplifica ni absorbe radiaci\u00f3n, por lo que  $\dot{q}=0$ ; de ah\u00ed que la inversi\u00f3n cr\u00edtica  $N_{1c}$  est\u00e9 dada por

$$N_{1c} = \frac{1}{B_{12} + B_{21}} \left( \frac{1}{\tau_c V} + B_{21} N_2 \right) \quad 2.10$$



Como la inversión máxima posible es de  $N_1$ , tenemos

$$B_c > \frac{1}{N_1 \tau_c V} \quad 2.11$$

Esta ecuación nos dice que hay un valor mínimo del coeficiente de emisión para que pueda haber amplificación, no importa qué tan intensamente bombeemos el medio. Vista de otra manera, esta desigualdad nos da la mínima concentración del pigmento.

### CAPI TULO 3

#### CAVIDAD OSCILADORA DEL LASER DE PIGMENTO

Normalmente, la longitud de onda de un láser depende casi totalmente del medio activo; alteraciones de la cavidad osciladora sólo producen cambios muy pequeños en  $\lambda$ . Por ejemplo, un láser de HeNe oscilará en  $6328 \text{ \AA}$ , no importa cómo estén separados los espejos. La forma de la cavidad sólo afectará a la potencia total y el ancho de banda debido a la formación de modos.

Si se introduce un pigmento a una cavidad convencional se obtendrá (si bombeamos por arriba del umbral) una emisión de baja pureza espectral, debido al gran ancho de las bandas de energía. Para conseguir una emisión más coherente es necesario que la cavidad osciladora sea muy selectiva en cuanto a longitud de onda. De hecho, si se pudiera hacer una cavidad que variara continuamente su longitud de onda de resonancia el enorme ancho de banda de los pigmentos podría ser utilizado para hacer un láser sintonizable (ver fig 3.1).

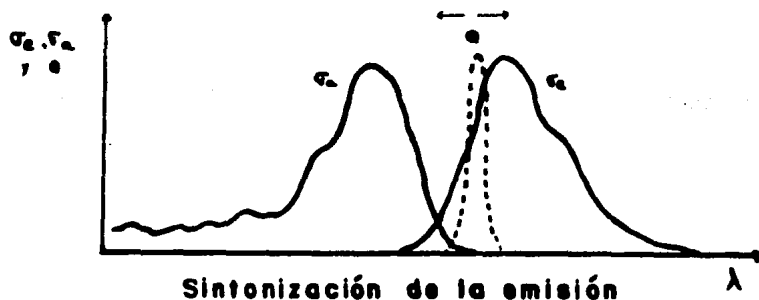


Fig. 3.1

Existen muchas configuraciones que logran esto, pero aquí solo mencionaremos las principales para después adentrar en la que se usó en este láser, que es el oscilador de rejilla en ángulo rasante.

Cabe mencionar aquí que gracias al ensanchamiento altamente homogéneo del pigmento la población invertida puede ser utilizada en su totalidad (sin considerar emisión espontánea) para cualquier longitud de onda dentro del ancho de emisión, dando como resultado final una gran eficiencia que puede llegar a ser del orden de 50%.

#### Configuración de montaje Littrow

En 1971 Hänsch<sup>9,10</sup> construyó un láser de pigmento sintonizable cambiando uno de los espejos del oscilador por una rejilla de difracción de la manera que se ve en la fig. 3.2.

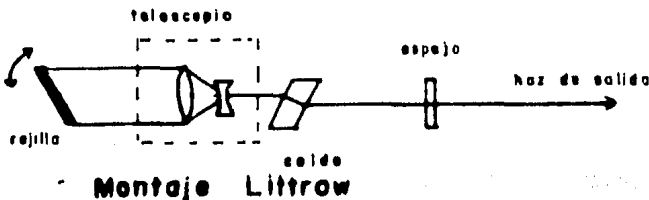


Fig. 3.2

La ecuación de difracción de una rejilla nos dice que<sup>11</sup>

$$d(\sin \theta_d - \sin \theta_i) = m\lambda, \quad 3.1$$

donde  $d$  es la separación entre líneas de la rejilla,  $\theta_i$  y  $\theta_d$  son los ángulos de incidencia y difracción con respecto a la normal y  $m$  es el orden de difracción. Si pedimos que el haz que incide sobre la rejilla se difracte de manera que regrese por donde venía estamos imponiendo que  $\theta_d = -\theta_i$ , por lo que la ec. 1 se reduce a

$$-2d \operatorname{sen} \theta = m\lambda, \quad 3.2$$

por lo que  $m$  es negativo. Si tomamos el primer orden, nos queda

$$2d \operatorname{sen} \theta = \lambda. \quad 3.3$$

Cuando una rejilla cumple con esta condición se dice que está en un montaje Littrow.

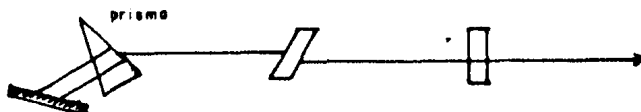
De la ec. 3.3 vemos que dado un ángulo de inclinación de la rejilla solamente una longitud de onda regresará a la región de la celda donde está la inversión, y por lo tanto será la única que sufrirá una amplificación significativa respecto al resto de la fluorescencia.

En la fig. 3.2 se incluye también un expansor, y esto es debido a que la resolución de una rejilla es directamente proporcional a la cantidad de líneas que se iluminen. Además, la alta intensidad del láser eventualmente degradaría a la rejilla en el punto de incidencia. Es este elemento el que hace que la configuración de Hänsch sea costosa y difícil de usar, pues se requiere una buena alineación del expansor, pero ligeramente fuera

de eje para poder evitar la formación de otra cavidad osciladora entre el expansor y el espejo. De todas maneras, este montaje (con algunas modificaciones) se sigue usando en varios sistemas comerciales.

#### Configuración de prismas (Stokes)

Stokes<sup>10</sup> utilizó el mismo principio de Hänisch para la selección de  $\lambda$  excepto que en vez de utilizar un telescopio como expansor, utilizó un prisma, como se ve en la fig. 3.3.



#### Expansión por prisma

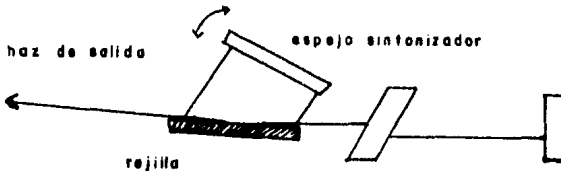
Fig. 3.3

Aquí la forma y la colocación del prisma evitan que se forme otra cavidad; aparte, el prisma introduce una expansión unidimensional a diferencia del caso anterior en donde es bidimensional. Esto permite la utilización de rejillas largas y delgadas que reducen el costo y la precisión necesaria en la inclinación de la rejilla. Tiene la desventaja de no expandir notablemente al haz y de tener altas pérdidas por reflexión. Se han hecho muchas modificaciones a este montaje como colocar varios prismas en tandem, colocar el prisma en ángulo rasante y, como en el caso del montaje de Hänisch, también se sigue utilizando

comercialmente.

### Configuración de ángulo rasante<sup>13</sup>

En los dos casos anteriores se usa algún instrumento para expandir el haz antes de incidir en la rejilla. En la configuración de ángulo rasante la rejilla se coloca de tal forma que el haz la cubra totalmente sin necesidad de expandirlo (ver fig. 3.4).



### Montaje de ángulo rasante

Fig. 3.4

Para lograr esto el ángulo de incidencia respecto al plano de la rejilla debe ser de casi  $90^\circ$  (de ahí el nombre de "ángulo rasante"). Como en este caso es imposible o muy ineficiente obtener la retroreflexión por montaje Littrow, se usa una rejilla con una separación de líneas adecuada para que el primer haz difractado sea más o menos perpendicular a la rejilla y se coloca un espejo aproximadamente paralelo a la rejilla de modo que solamente la luz que haya sido difractada paralela al espejo sea regresada por la misma trayectoria de donde provenía. Es importante notar que en esta configuración, a diferencia de las

anteriores, la luz es difractada dos veces en cada vuelta completa. Este montaje es muy atractivo por su sencillez y por su poder de resolución por lo que fué escogido para nuestro laser.

Si sustituimos  $\theta_i \approx 90^\circ$  en la ec. 3.1 obtenemos

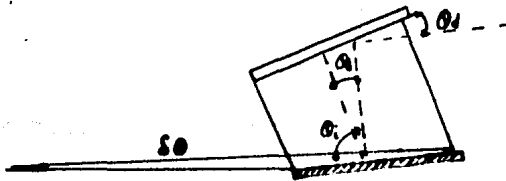
$$\text{sen } \theta_d = 1 - \frac{m\lambda}{d} \quad . \quad 3.4$$

Para que haya un haz difractado es necesario que  $-1 < \text{sen } \theta < 1$ , por lo que  $m < 0$ . Escogiendo el primer orden,

$$\text{sen } \theta_d = 1 - \frac{\lambda}{d} \quad . \quad 3.5$$

Como se va a trabajar en todo el espectro visible queremos usar una rejilla que difracte la parte central del espectro (450 nm) perpendicularmente, o sea que  $\text{sen } \theta_i = 0$ . De la ec. 3.4 la separación de líneas debe ser igual a la longitud de onda, por lo que la cantidad de líneas por milímetro de la rejilla debe cumplir

$$\# \text{ líneas/mm} = \frac{1}{\lambda} \approx 1800 \quad . \quad 3.6$$



Relación de ángulos

Fig 3.5

En la ec. 3.5  $\theta_d$  se refiere al ángulo en que es difractado el

haz de la rejilla respecto a la normal; de la figura 3.5 podemos ver que es el mismo ángulo que forma el espejo con la rejilla, por lo que  $\lambda$  en función del ángulo de inclinación del espejo es

$$\lambda = d(1 - \text{sen } \theta_i) \quad 3.7$$

y la dispersion es

$$\frac{d\lambda}{d\theta_i} = d \cos \theta_i \quad 3.8$$

Hay dos factores importantes que limitan la anchura de banda de este montaje. El primero es el ancho dado por el tamaño finito de la rejilla. La resolución de una rejilla se define como

$$R = \frac{\Delta}{\Delta\lambda} \quad 3.9$$

y se encuentra que "

$$R = N|m| \quad 3.10$$

donde  $N$  es el número de líneas en la rejilla. Si trabajamos en el orden  $-1$  y observamos que  $N = L_r/d$ , donde  $L_r$  es el largo de la rejilla, tenemos para una rejilla de 5 cm. una resolución de 90,000. Por ejemplo, para una  $\lambda$  de 550 nm. tendremos un ancho de banda mínimo de .006 nm.

El otro factor importante es la divergencia del haz proveniente de la celda y la del haz reflejado por el espejo.



Littman y Metcalf<sup>13</sup> encontraron que la anchura en este caso esta dada aproximadamente por

$$\Delta \lambda = \frac{\sqrt{2} \lambda^2}{\pi L_c (\sin \theta_i - \sin \theta_d)} \quad , \quad 3.11$$

por lo que

$$R = \frac{\pi L_c (\sin \theta_i - \sin \theta_d)}{\sqrt{2} \lambda} \approx \frac{\pi L_c (1 - \sin \theta_d)}{\sqrt{2} \lambda} \quad 3.12$$

Substituyendo en 3.4

$$R = \frac{\pi L_c}{\sqrt{2} d} \quad 3.13$$

que es aproximadamente 2.2 veces la resolución máxima de la rejilla debido a su tamaño finito.

Es importante notar aquí que en la ec. 3.13 no se hace una mención explícita de la divergencia de  $\theta_i, \delta \theta_i$ , pues esta ecuación fué derivada tomando en cuenta el límite teórico de  $\delta \theta$  que impone la difracción. Si quisiéramos evaluar la resolución en términos de medidas experimentales de  $\theta_i$  y  $\delta \theta$  usamos simplemente la ec. 3.8,

$$\Delta \lambda = d \cos \theta_i \delta \theta \quad 3.14$$

Si definimos  $\gamma_i = \pi/2 - \theta_i$  y consideramos que  $\theta_i \approx \pi/2$  entonces

$$\Delta\lambda = 4\lambda\Delta\varphi;$$

3.15

En términos de R,

$$R = \frac{\text{sen } \theta_d - 1}{4\Delta\varphi};$$

3.16

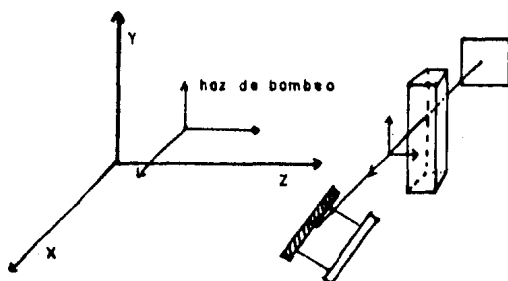
Estas expresiones de  $\Delta\lambda$  han sido tomadas siguiendo la convención FWHM (Full Width at Half Maximum) en donde por  $\Delta\lambda$  se entiende el ancho de banda para el cual la intensidad es la mitad de la máxima, pues en principio el ancho cuando la intensidad a decaído monotonicamente a cero es infinita.

Además de la rejilla hay otros procesos que reducen el ancho espectral. La propia ganancia del medio activo es selectiva respecto a  $\lambda$  y se han observado anchos de banda que rebasan los límites anteriores debido a este fenómeno. Otro mecanismo importante es el de la formación de modos en la cavidad. Por lo general la separación de estos modos es mas corta que el ancho dado por la rejilla y, en estos casos se observa que el laser oscila en varios modos. Debido a que el tamaño de la cavidad no está bien definida por la presencia de la rejilla es difícil decir cual debe ser la separación entre modos. De hecho, Fernández<sup>M</sup> encontró que la separación entre modos no es siempre regular y propone mecanismos de competencia de modos debido a efectos no lineales del propio pigmento. Se hablará con más detalle de esto en el capítulo 6.

Es posible conseguir con este arreglo emisión en un solo modo restringiendo las dimensiones de la cavidad y bajando la concentración del pigmento.<sup>13</sup> Desgraciadamente, no es fácil barrer continuamente los modos con este tipo de arreglo y lo que normalmente se hace para lograr esto es colocar un etalón adentro de la cavidad.<sup>10,12</sup> En los láseres en donde se requieren cambios continuos de  $\lambda$  muy finos todo el oscilador se coloca en una celda hermética en donde se varía la presión del aire o de algún otro gas para producir cambios extremadamente pequeños del índice de refracción y por ende de  $\lambda$ .<sup>10,12</sup> Sin embargo, recientemente Littman<sup>9</sup> ha construido un oscilador de rejilla en ángulo rasante que es todo un homenaje a la sencillez y a la austeridad, pues no usa más que dos espejos, una rejilla y una celda pequeña de pigmento, pero es capaz de barrer continuamente parte del espectro en un solo modo. Es de suponerse que este arreglo tenga una gran importancia en el futuro.

## Polarización

En una cavidad de ángulo rasante la polarización juega un papel importante en su eficiencia. En nuestro caso particular el pigmento es bombeado transversalmente (haz de ultravioleta perpendicular al eje óptico del oscilador) por un láser no polarizado (ver fig. 3.6).



### Polarización de los haces

Fig. 3.6

De la figura podemos ver que el haz de ultravioleta podrá estar polarizado en los ejes "x" y "y" (y combinaciones de ellos) y que el láser de pigmento podrá estar polarizado en los ejes "y" y "z". El haz del oscilador tenderá a polarizarse en el único eje común, el eje "y", si no hay rotación molecular.

Por otro lado, cuando la separación entre líneas en una rejilla se vuelve pequeña, como en nuestro caso, la naturaleza vectorial del campo electromagnético de la luz se vuelve importante y la rejilla difracta diferente a las dos polarizaciones. En nuestro caso en particular, difracta más eficientemente la luz polarizada en la dirección "z" que en la de "y".

Hay varias formas de darle la vuelta a este problema. Una de ellas es introducir un retardador de  $\lambda/2$  entre la celda<sup>14</sup> y la rejilla de modo que gire la luz proveniente de la celda  $90^\circ$  y para girarlo otra vez a su polarización original antes de regresar a ella. Otra forma es girar la rejilla y el espejo  $90^\circ$  alrededor del eje óptico de modo que el espejo se encuentre arriba de la

rejilla. El primer método resulta inconveniente por la presencia de otro elemento óptico, que además de subir el costo del láser introduce reflexiones y pérdidas adicionales, y el segundo método es inconveniente por la dificultad de construir mecanismos estables en esa posición.

Si el tiempo de difusión rotacional es pequeño comparado con el tiempo que dura el pulso entonces la polarización quedará determinada por la rejilla.<sup>8,14</sup>

Evolución del pulso en el oscilador

En el capítulo anterior se vio que el umbral de inversión para que la cavidad empiece a oscilar está dada por la ec. 2.10,

$$N_{ic} = \frac{1}{B_a + B_s} \left( \frac{1}{\tau_c V} + B_a N_t \right)$$

Sin embargo, por lo general la probabilidad obtenida experimentalmente de que una molécula sea excitada comúnmente se expresa por la sección eficaz,  $\sigma$ , y no por el coeficiente B. Según Svelto<sup>7</sup> tenemos

$$\sigma = \frac{B V}{c}$$

3.17

Además, necesitamos una expresión para el tiempo de vida promedio que un fotón permanece en la cavidad,  $\tau_c$ . Esto depende de la longitud de la cavidad, la velocidad que tiene la luz en ella y de la cantidad de veces promedio que recorre la cavidad. Supongamos que en la cavidad no hay ganancia ni pérdidas laterales, sino simplemente pérdidas por la transmisión de los espejos; entonces la cantidad de fotones obedecerá la ec.

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{q}{\tau_c} \quad , \quad 3.18$$

cuya solución es

$$q = q_0 e^{-t/\tau_c} \quad , \quad 3.19$$

Por otro lado, por cada vuelta completa del oscilador sólo queda una fracción  $R$  de los fotones iniciales, donde  $R$  es el producto de las reflectancias de los espejos y rejilla, por lo que para

$$t = 2\pi \frac{l}{c} \quad 3.20$$

la cantidad de fotones se reduce a

$$\frac{q}{q_0} = R^m \quad , \quad 3.21$$

donde  $m$  es la cantidad de vueltas completas en el oscilador. Como

es el tiempo en que la cantidad de fotones decae a  $1/e$ , despejando  $m$  de la ec. 3.21 y substituyendo en la ec. 3.20 se encuentra

$$\tau_c = -\frac{2L}{c} \frac{1}{\ln R} \quad 3.22$$

Substituyendo las ecuaciones anteriores en la 2.10 obtenemos

$$N_{ic} = \frac{1}{\alpha_2 \sqrt{2}} \left( \alpha_2 N_i - \frac{\ln R}{2L} \right) \quad 3.23$$

Para encontrar el bombeo necesario para producir esta inversión se tendrían que resolver las ecs. 2.8 y 2.9, pero esto no se puede hacer analíticamente. Sin embargo, si recordamos que estamos en un pseudo-sistema de 4 niveles podemos tomar la aproximación de que el nivel  $N_1$  solo se desexcita por emisión espontánea, por lo que se necesita una densidad de fotones absorbidos por unidad de tiempo  $W_{ab}$

$$W_{ab} = N_1 / \tau_f \quad 3.24$$

Como el pigmento también tiene una sección eficaz de absorción para el haz de bombeo tenemos

$$W_{ab} = W \sigma N_0 \approx W \sigma N_1 \quad 3.25$$

Substituyendo la ec. 3.25 en la 3.24 y recordando que  $E=hc/\lambda$ , podemos expresar la intensidad umbral  $I_c$  por

$$I_c = \frac{N_t}{N_t} \frac{hc}{\lambda} \frac{1}{\tau_f \varphi_0} . \quad 3.26$$

Substituyendo la ec. 3.23,

$$I_c = \frac{\varphi_0}{\varphi_0 (\varphi_e + \varphi_0)} \left( 1 - \frac{\ln R}{2L \varphi_0 N_t} \right) \frac{hc}{\lambda \tau_f} \quad 3.27$$

Simulación por computadora.

Hasta ahora no se ha mencionado ni la forma ni la duración del pulso de este oscilador en función del pulso de excitación y los demás parámetros de la cavidad. Para esto se ha hecho una simulación por computadora resolviendo iterativamente las ecs. 2.8 y 2.9 con diferentes parámetros. Se usó el método de Euler con un incremento de tiempo de 0.001 ns por iteración. A continuación se muestran los resultados.





Fig. 3.7

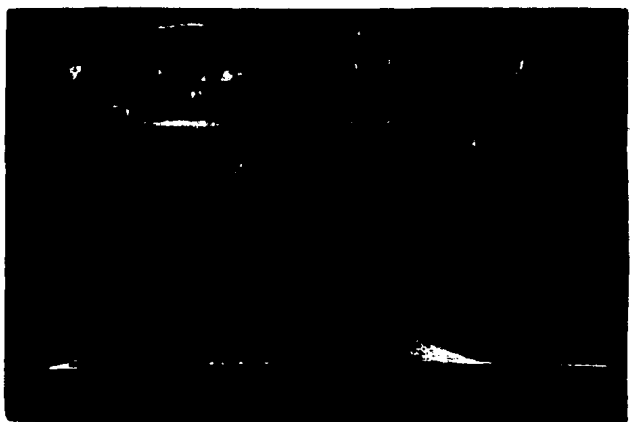


Fig. 3.8



Fig. 3.9

**Simulacion per computadora**

En la fig. 3.7 podemos notar que el pulso del láser de pigmento sigue aproximadamente al de bombeo en su etapa inicial y luego decae aproximadamente en forma exponencial; además, su duración es siempre ligeramente menor a la de bombeo.

En la fig 3.8 vemos el caso cuando el bombeo es de menor intensidad; aquí se observan dos efectos:

- 1) El ancho del pulso se reduce. Esto se debe a que sólo una porción del pulso de bombeo está por arriba del umbral, por lo que el pigmento "ve" un pulso de bombeo más corto.

- 2) El máximo del pulso se corre a la derecha. Como el pulso de bombeo alcanza el umbral cerca de su máximo la oscilación del pigmento empieza muy tarde. El pulso del pigmento puede seguir después de que el bombeo haya descendido por abajo del umbral puesto que las moléculas en el estado  $S_1$  permanecen excitadas debido al tiempo de fluorescencia razonablemente largo.

En la fig. 3.9 caemos en el extremo opuesto al de la figura anterior. Aquí el bombeo es tan intenso que la población del estado  $S_1$  es mucho mayor al de  $S_0$ , dificultando así el bombeo de más moléculas al estado excitado, por lo que se alcanza una potencia máxima de salida, no importa qué tan intenso sea el haz de bombeo. Cuando esto sucede se dice que el medio está saturado.

También se puede apreciar que después de su máximo el pulso del pigmento desciende repentinamente, para subir otra vez y así sucesivamente, como si fuera un oscilador amortiguado. Esto se da porque la intensidad del pigmento es tan grande que desexcita a las moléculas en el estado  $S_1$ ; al tener un tiempo de vida de cavidad muy corto la intensidad del pigmento decrece rápidamente.

Como la intensidad del haz del pigmento disminuye y la población del estado base aumenta se puede volver a poblar el estado  $S_1$ , y se vuelve a repetir el mismo proceso.

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DEL LASER

A grandes rasgos todo el sistema se puede dividir en el láser de bombeo y el láser de pigmento apropiadamente dicho, como se muestra en la fig. 4.1

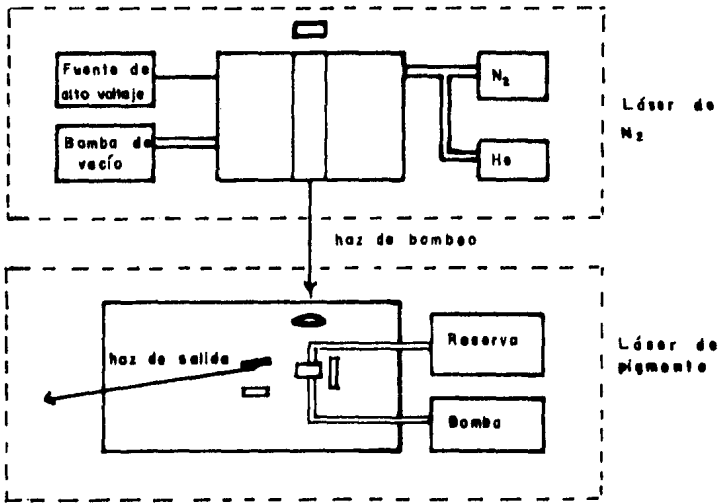


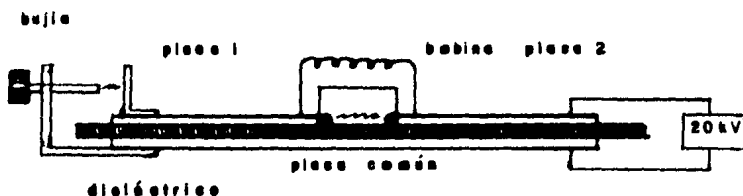
Diagrama esquemático del láser de pigmento

Fig. 4.1

Láser de bombeo

Debido a su sencillez, bajo costo, alta potencia y a sus pulsos cortos, se usó como bombeo un láser de nitrógeno pulsado

que emite una radiación de 337 nm (ultravioleta). Consta de dos condensadores planos hechos de lámina de aluminio entre los que circula una mezcla de nitrógeno y helio a baja presión, como se muestra en la fig. 4.2.



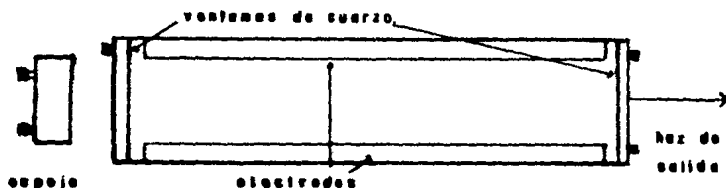
**Circuito del láser de  $N_2$**

Fig. 4.2

Uno de los condensadores se carga mediante una fuente de alto voltaje rectificado y, como se ve en la fig. 4.2, al tener los dos condensadores una placa común y una unión eléctrica a través de la bobina en las otras placas los dos quedan cargados al mismo potencial. Cuando el voltaje entre la placa común y la placa del condensador 1 llegan a un determinado valor salta una chispa por una bujía, descargando el condensador 1. En este momento la placa del condensador 2 "siente" una gran diferencia de potencial con el condensador 1 y tiende a descargarse en ella. Aunque en principio la corriente podría fluir por la bobina que los conecta, la velocidad del proceso es tan alta que se comporta como una

impedancia infinita, conduciendo la descarga a través del gas. Este tipo de circuito produce pulsos de corriente muy intensos y cortos y se conoce como "circuito Blumlein".<sup>16,14</sup>

El paso de los electrones excita a las moléculas de  $N_2$  y se estimula radiación en el plano de la descarga. Como el  $N_2$  es superradiante no es imprescindible utilizar una cavidad osciladora para obtener una alta potencia; tan grande es la amplificación por unidad de longitud que la reflexión del 4% de las ventanas de cuarzo es suficiente para amplificar considerablemente la señal, siempre y cuando estén bien alineadas. Como este láser emite radiación en ambos sentidos se colocó un espejo para dirigir la energía en una sola dirección (ver fig. 4.3).



**Cavidad del láser de  $N_2$**

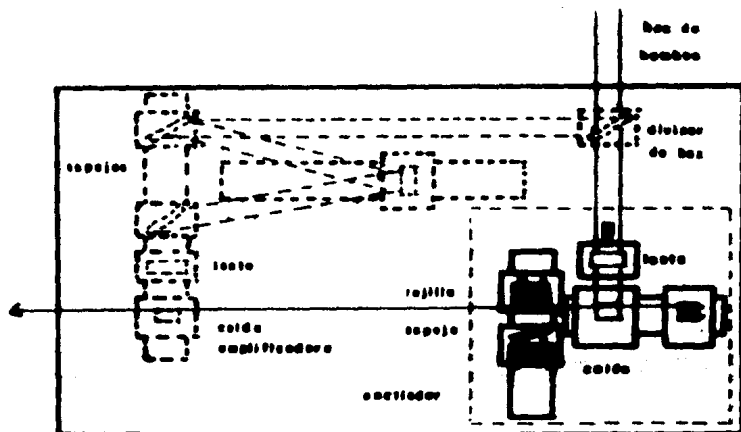
Fig. 4.3

La introducción del helio al  $N_2$  es para evitar la formación de arcos de manera que se obtenga una descarga pareja entre los electrodos de los condensadores.

## Oscilador

### a) Montaje general

Se diseñó el oscilador de tal forma que permitiera grandes cambios de posiciones de algunas componentes sin variar considerablemente la alineación de las demás componentes. Como se muestra más adelante, esto resultó ser muy práctico para determinar separaciones óptimas de los espejos, inclinaciones adecuadas de la rejilla, etc., de una forma rápida. Además, el tamaño del láser es menos de 1/4 parte de toda la placa en que está montado; esto se hizo previendo futuras ampliaciones, como la implantación de una celda amplificadora. Todas las componentes se montaron en carros deslizables que a su vez corren sobre rieles a modo de obtener deslizamientos rectilíneos precisos.



**Montaje del láser de pigmento**

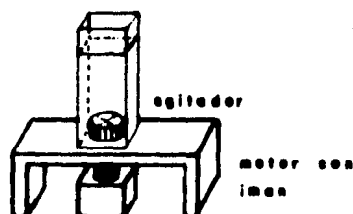
Fig. 4.4

Como se ve en la figura 4.4, uno de los rieles tiene la celda por donde fluye el pigmento y el espejo fijo y el otro tiene la rejilla de difracción y el espejo de sintonización; esto se hizo para poder ajustar la longitud de la cavidad sin tener que volver a alinear el sistema. La única componente óptica que no se montó en un riel es la lente cilíndrica para enfocar el haz de bombeo.

La base, los rieles, carros deslizables y todas las monturas no comerciales fueron fabricados en aluminio.

#### b) Circulación del pigmento

Los pigmentos se degradan eventualmente debido a varios factores, principalmente a la presencia de impurezas y a la excitación constante por el haz de bombeo, por lo que para alargar la vida de la solución es necesario circularla constantemente en un medio que no se disuelva con ella. Adarte, la temperatura de la solución aumenta con cada pulso, por lo que para mantener estable la emisión es necesario cambiar el elemento de fluido bombeado entre cada pulso. La forma más sencilla de hacerlo es usar un agitador de teflón de acoplamiento magnético adentro de una celda de cuarzo, como se muestra en la fig. 4.5.

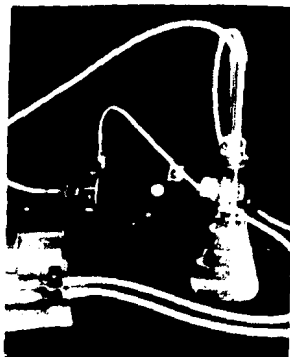


### **Agitación por acoplamiento magnético**

Fig. 4.5



Para pulsos intensos y/o para repeticiones elevadas este método deja de ser bueno y es necesario recurrir a un sistema de circulación de pigmento, como se hizo en este caso (ver fig. 4.6).



### Sistema de circulación

Fig. 4.6

Se usó una celda de flujo de 1X1X5 cm, una bomba centrífuga de teflón de acoplamiento magnético de flujo variable marca Cole Palmer y un matraz Erlenmeyer de 150 cc sellado como reserva de líquido. No es posible usar cualquier tipo de manguera para hacer las conexiones, ya que pueden contaminar al pigmento. Lo más recomendable es manguera de teflón, pero debido a que no se consigue en México (ni de importación) se usó manguera de silicón, que también es bastante inerte a la mayoría de los solventes que se usan normalmente. De hecho, esta manguera es mucho más flexible que el teflón, por lo que es preferible usarlo cuando sea posible; sin embargo, no puede ser usado con DMSO o con DMF.

No se colocó la bomba sobre la placa del láser, pues las vibraciones alteran, aunque sea de una forma inobservable a simple

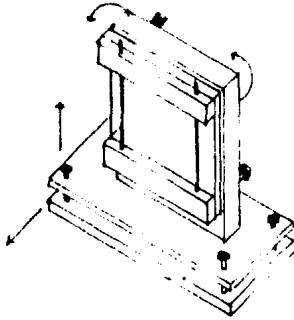
vista, las separaciones entre las componentes del laser, afectando su estabilidad.<sup>14</sup> De hecho, para minimizar la transferencia de vibraciones al oscilador a través de las mangueras el sistema de circulación se dividió en dos partes (interna y externa) unidos por tubería de vidrio. Estos tubos se sujetaron con siliflex en una pieza de aluminio y ésta se atornilló rigidamente a la placa (ver fig. 4.6).

El volumen total de solución que requiere el sistema para trabajar es de aproximadamente 200 cc. La reserva se llena lo más posible para evitar la oxidación e hidratación de la mezcla.

### c) Rejilla

Se usó una rejilla holográfica de 1800 líneas/mm con una inclinación ("blaze") adecuada para difractar eficientemente en ángulo rasante alrededor de 500 nm. de 1x5 cm, marca PTR. Como se vió en el capítulo anterior, en ángulo rasante el orden -1 sale aproximadamente perpendicular a la rejilla, por lo que los rieles se colocaron a 90° entre sí (ver fig. 4.4). Su montura se hizo de manera que se pudieran realizar los siguientes movimientos

- 1) Desplazamiento vertical
- 2) Desplazamiento en una dirección horizontal
- 3) Giros alrededor de 3 ejes ortogonales (ver fig. 4.7).



## Montura de la rejilla

Fig 4.7

### d) Espejo sintonizador

Dado que esta pieza define la longitud de onda se usó una montura comercial de alta calidad. Puede girar alrededor de un eje vertical y uno horizontal, cada giro controlado por un micrómetro de ajuste "burdo" y otro de ajuste fino. El cambio de  $\lambda$  introducido por el micrómetro fino es de aproximadamente  $13\text{\AA}/\text{mm}$ , dando avances de  $0.13\text{\AA}$  por división mínima.

Se usó un espejo de aluminio de 2" pulido a  $\lambda/10$ . Es importante que sea plano el espejo, pues pequeñas curvaturas pueden introducir una divergencia que afecta la resolución espectral.

### e) Lente cilíndrica

Se utilizó una lente cilíndrica de cuarzo de 2" de diámetro y de 7.5 cm de distancia focal. Para posicionar la lente perpendicular al haz de bombeo se usó una mesa giratoria pequeña, y para avanzar o retroceder la lente con la montura anterior se usó una mesa de desplazamiento fino.

El montaje final quedó como se muestra en la fig. 4.8.

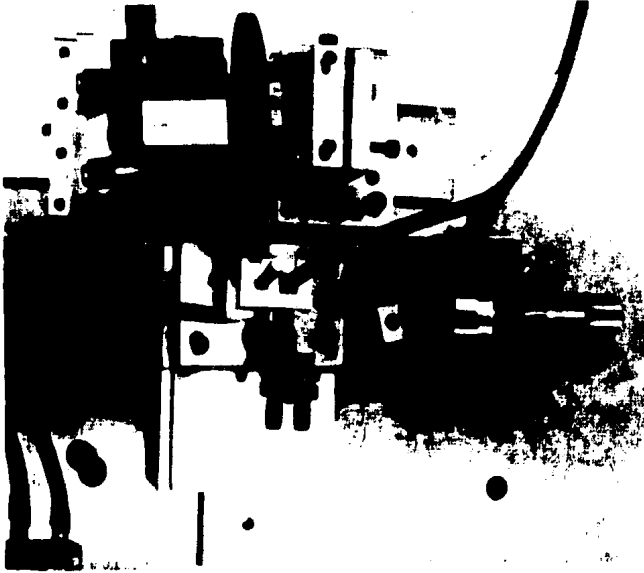


Fig. 4.8

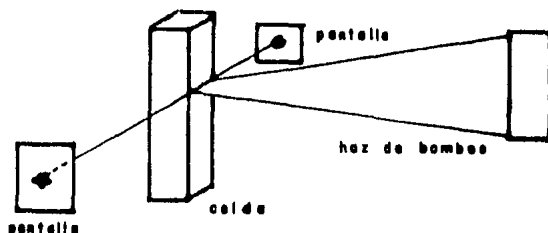
### Alineación

Para poder sacar la mayor eficiencia y calidad posible es necesario seguir un orden al alinear. Los pasos que se siguieron se mencionan a continuación.

1) Alineación de la base del láser de pigmento respecto al láser de bombeo. Aquí lo que se busca es que la lente cilíndrica refleje parte del haz de bombeo por su misma trayectoria.

2) Alineación de la celda respecto al haz de bombeo. Lo mismo que en el caso anterior, pero atravesando la lente.

3) Enfoque del haz de bombeo sobre la celda. Con el carro de desplazamiento horizontal se ajusta la distancia entre la lente y la celda de tal forma que se enfoque el haz justo adentro de la celda. En este momento se debe observar un punto intenso de la fluorescencia a ambos lados de la celda (ver fig. 4.9).



### Enfoque del haz de bombeo

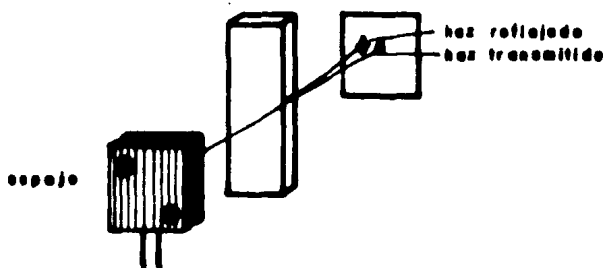
Fig. 4.9

Si el haz es perpendicular a las caras de las celdas por donde sale el haz, la pequeña reflexión de ellas (4%) es suficiente como para que empiece a amplificarse la fluorescencia, creándose un especie de "osciladorcito" sin selección de longitud de onda. Esto debe evitarse, pues da lugar a competencia de modos de oscilación, aumentando el ruido o imposibilitando el funcionamiento del laser. Para evitar la formación de esta cavidad sencillamente se inclina ligeramente la celda para que no quede perfectamente perpendicular al haz.

Al enfocar perfectamente el haz de bombeo se encontró una doble mancha; no es perfectamente clara su razón de ser, pero lo más probable es que se deba a una mala alineación del láser de

nitrógeno en sí. Al desenfocar ligeramente el pulso de bombeo desaparecía la segunda mancha. De hecho, el láser funciona mejor si el haz de bombeo esta ligeramente desenfocado; esto se debe a que, aunque la intensidad baja, el medio activo es mayor.

4) Alineación del espejo fijo. Con el espejo fijo se regresa la fluorescencia de uno de los lados por el medio activo y se ajusta de tal forma que el haz que emerge del otro lado salga a la misma altura que la fluorescencia. Al estar trabajando tan cerca de la cara de la celda adonde incide el bombeo se crean dos haces, uno transmitido y otro reflejado, y estos pueden ser identificados por su cambio de dirección al ajustar el espejo fijo. Se encontró que el haz que concentra más la fluorescencia es el reflejado con una incidencia casi perfectamente rasante (ver fig. 4.10).



**Formación de dos haces**

Fig. 4.10

5) Alineación de la rejilla. Se ajusta la rejilla de tal forma que la fluorescencia concentrada incida aproximadamente perpendicular a sus líneas y a un ángulo no muy rasante ( $80^\circ$ ). Se ajusta la inclinación de la rejilla de manera que los haces

difractado y reflejado se encuentren en el mismo plano.

6) Alineación del espejo sintonizador. Se busca el orden difractado por la rejilla sobre el espejo y este se gira hasta que es regresado por al mismo lugar. En este momento se debe tener emisión láser en algún color dentro de la curva de emisión del pigmento, y se debe poder observar en el orden 0 de la rejilla. Para mejorar este haz se itera entre este paso y el paso 5) hasta encontrar el mejor haz. Luego se repiten estos pasos pero aumentando el ángulo de incidencia en la rejilla. Después se pasa otra vez por los pasos anteriores para hacer ajustes finos.

Aparte del haz del orden cero hacen otros, dos de la reflexión en ambas caras de la celda de flujo y posiblemente otro de un orden mayor de la rejilla.

Es recomendable alinear con la mayor repetición de bombeo posible para visualizar mejor los cambios.

## CAPITULO 5

### EVALUACION DEL LASER

#### Láser de bombeo

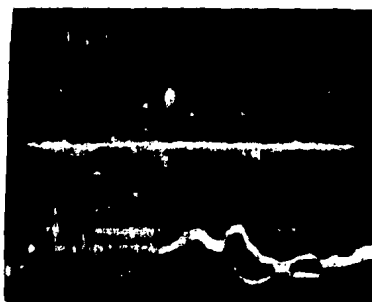
a) Energía por pulso. Para realizar las medidas de la energía emitida por pulso tanto del láser de bombeo como del pigmento se usó un medidor piezoeléctrico marca Gentec, modelo ED-100, que produce un voltaje de 112 V/J. Los pulsos del detector se observaron con un osciloscopio Tektronix modelo 485.

Se encontró que la energía variaba entre 0.4 y 0.8 mJ, dependiendo de la repetición del láser. Para un rango de repetición bastante grande ( $\approx 2$  a 10 Hz) la energía por pulso se mantenía en aproximadamente 0.6 mJ. Sin embargo, por razones de sencillez de montaje no se utilizó la totalidad del haz de UV para bombear el pigmento, aprovechándose menos de una tercera parte del total.

Para medir la forma de los pulsos fue necesario cambiar el detector dada la poca duración de ellos. Se usó un fotodiodo ultrarápido de silicio marca EG&G, modelo FND-1000, con una ventana de suorasil, con menos de 1 ns. de respuesta inicial ("risetime"). Se usó el mismo osciloscopio para observar los pulsos (velocidad máxima de barrido: 1 ns por división).

La forma del pulso era, como se asumió en el capítulo 3, aproximadamente gaussiana, como se ve en la fig. 5.1





1-2-54

## Pulso del láser de $N_2$

Fig. 5.1

Debido a la alta velocidad de barrido no fué posible obtener fotografías de pulsos individuales sino solamente pulsos integrados. Podemos ver que el ancho temporal FWHM es de aproximadamente 4.5 ns. De observaciones individuales se detectó una fluctuación entre 4 y 6 ns.

Cabe notar que algunos pulsos presentaban un segundo máximo secundario, mucho más pequeño que el primero, separado aproximadamente 5 ns. del principal. Parece ser que no era un efecto real, sino una pequeña oscilación del detector y/o osciloscopio.

De las dos mediciones anteriores vemos que la potencia por pulso fluctuaba entre 90 y 110 kW.

### Láser de Pigmento

#### a) Generales

- 1) Solución. Para todas las mediciones se usó rodamina 6G,

marca Sigma, diluida en etanol absoluto marca Baker, con una concentración de  $5 \times 10^{-3}$  molar. Esta solución se debe manejar con cuidado, ya que es muy probable que sea cancerígeno.

Las secciones eficaces de emisión y absorción de la rodamina se dan en la fig. 5.2.<sup>7</sup>

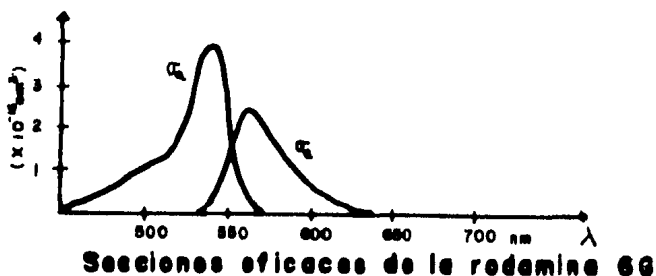


Fig. 5.2

2) Rango de funcionamiento. Se observó radiación coherente entre 574 y 610 nm (de verde púrpura hasta un anaranjado rojo). Esta medición se hizo con un monochromador Czerny-Turner calibrado a 632.8 nm.

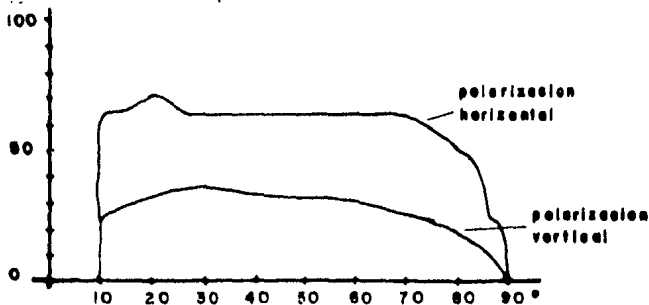
Es fácil de entender este rango si observamos la fig. 5.2: No hay radiación láser mientras que  $G_a$  sea mayor o un poco menor a  $G_e$ , pues en las longitudes de onda donde esto sucede los fotones son absorbidos en vez de ser amplificados. Del otro lado del máximo de  $G_e$  la  $G_a$  es totalmente despreciable, por lo que sí puede haber radiación coherente en el rojo, aunque no lo haya para longitudes de onda en el verde con la misma sección eficaz.

3) Divergencia. La divergencia del haz fue de 2.5 mrad. Esta medición se hizo variando la longitud de la cavidad, sin encontrar modificaciones significativas.

4) Ángulo rasante. El ángulo de incidencia  $\theta_i$  para la mayoría

de las observaciones fue de 87.4°

5) Eficiencia de la rejilla. Se midió la relación de intensidades entre el haz incidente y el difractado en el orden -1 con un exposímetro Lunasix, dando los siguientes resultados



### Eficiencia de la rejilla

Fig 5.3

Vemos que en ángulo rasante la eficiencia de las dos polarizaciones es dramáticamente diferente. Se midió la relación de intensidades de las dos polarizaciones de la fluorescencia y se encontró que no estaba polarizada significativamente en ninguna dirección, por lo que se esperaba que la polarización del láser se definiera por las eficiencias de la rejilla. Se encontró que esto era efectivamente el caso, habiendo una polarización horizontal con una razón de extinción de 17:1:1.

Sabiendo la eficiencia se puede calcular el tiempo de residencia en la cavidad. Según la ec 3.22 tenemos

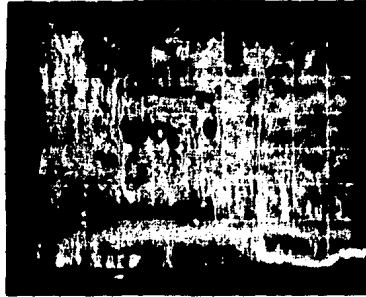
$$\tau_c = - \frac{2l}{c} \frac{1}{\ln R} = .15 \text{ ns}$$

con  $R=1$  y  $l=8.5$  cm. (tamaño de la cavidad a la mitad de la rejilla).

Este dato se usó en la simulación por computadora.

b) Forma del pulso. Comparación con la simulación.

La forma del pulso fué, como se muestra en la figura 5.4, casi gaussiana del lado izquierdo y exponencial del lado derecho, con un ancho temporal de 4 ns, ligeramente menor al de bombeo (esto se apreció mejor en las observaciones individuales que en la fig. 5.4).

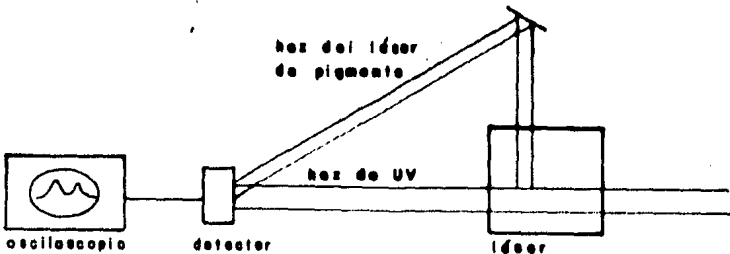


**Pulso del láser de pigmento**

Fig. 5.4

En este caso también aparece el segundo máximo.

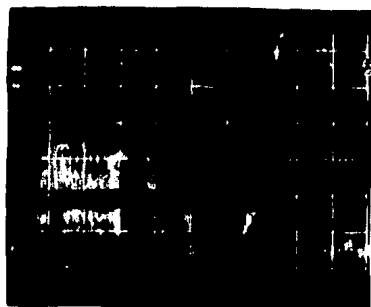
Es interesante notar la similitud entre esta figura y la figura de la simulación de computadora para pulsos de baja intensidad, fig. 3.8. Para hacer la comparación completa se encimaron en el detector tanto el haz de bombeo como el de pigmento retrasando éste del primero mediante un camino óptico más largo (ver fig. 5.5).



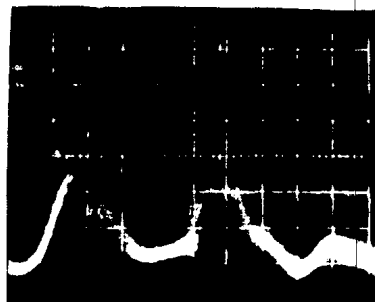
**Separación temporal de los pulsos**

Fig 5.5

El retraso del pulso de bombeo debido al camino óptico es simplemente  $t_{ret} = \Delta l/c$ , donde  $\Delta l$  es la diferencia de caminos ópticos. Como  $\Delta l$  fué de 132 cm.,  $t_{ret} = 4.4$  ns. De esta manera se podían distinguir los dos pulsos y medir exactamente el retraso real del pico del haz de pigmento respecto al de UV, sin necesidad de usar otro detector.



a)



b)

### Retraso del pulso del láser de pigmento

Fig. 5.6

De la fig. 5.6a podemos ver que hay un retraso aparente de 6 ns, dando un retraso real de 1.6 ns entre pulsos.

Para medir el retraso con bombeos de menor intensidad se colocaron placas de vidrio (que absorben UV) a la salida del láser de bombeo. Se encontró un retraso aparente de 8 ns, correspondiente a un retraso real de 3.6 ns (ver fig 5.6b).

De aquí es claro que el pulso del pigmento se atrasa respecto al de bombeo a medida que la intensidad de este baja, como predice la simulación por computadora.

c) Energía del pulso

Se hicieron mediciones de la energía por pulso y se obtuvieron valores de  $13.3 \mu\text{J}$  en la  $\lambda$  de máxima emisión ( 585 a 595 nm.). Como la duración de cada pulso era de aproximadamente 4 ns, la potencia era del orden de 2.5 a 4 kW.

La energía real suministrada como bombeo fué de  $100 \pm 20 \mu\text{J}$ , dando una eficiencia de 15.5 %, lo cual es bastante bueno.

#### d) Ruido

Se alineó el láser de manera que se viera a simple vista la menor cantidad de fluorescencia (ruido) alrededor del haz coherente; sin embargo, fué imposible suprimirla en su totalidad. Esto era de esperarse, ya que en los primeros instantes del pulso no existe una depuración del haz por la rejilla. Además, los haces reflejados por las caras de la celda, que sí tienen forzosamente que viajar a través de la rejilla antes de emerger, tenían menos ruido que el haz del orden cero. En los casos en donde se requiera gran pureza espectral sin que importe mucho la potencia uno de estos haces podría ser utilizado.

Para verificar esta hipótesis se dividió el haz del orden cero en la parte coherente y el ruido mediante una rejilla y se encimaron los pulsos de la misma forma que en el inciso b). Se encontró que efectivamente el ruido dura menos que el pulso y además que el pico del laser ocurre aproximadamente 1.3 ns después del pico del ruido.

Aquí es importante hacer notar qué es el pico del ruido. Si no hubiera emisión estimulada la curva del ruido sería mucho más ancha, ya que correspondería a la de la fluorescencia. Al haber

emisión estimulada el pulso coherente utiliza moléculas en el estado  $S_1$  que normalmente hubieran decaído espontáneamente, reduciendo así la duración de la fluorescencia.

En el caso de este láser el pulso inicial no es muy importante, ya que va a incluir en el futuro una celda amplificadora. Retrasando el pulso de bombeo entre el oscilador y el amplificador se puede lograr amplificar solamente la parte coherente (ver fig. 4.4).

#### e) Ancho de banda

Para medir el ancho de banda se pasó el haz a través de un etalón de espacio variable, marca Burleigh, modelo VS-25, obteniéndose patrones de círculos concéntricos que fueron registrados directamente en película fotográfica (ver fig. 5.7).



Fig. 5.7

Podemos notar en esta foto que hay varias bandas de círculos concéntricos y todas tienen el mismo número de círculos, aunque la separación de ellos disminuye conforme se alejan radialmente del centro. Las bandas son diferentes órdenes de interferencia y los círculos en ellas son distintos modos longitudinales del haz.

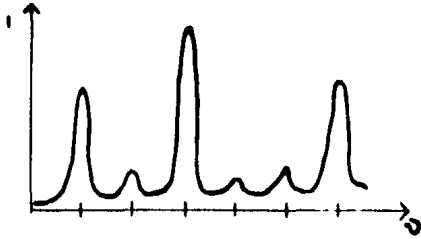
En el apéndice se demuestra que la separación  $\Delta\nu$  entre los diferentes modos se puede conocer directamente de estas fotos mediante la fórmula

$$\Delta\nu = \frac{c}{2h} \frac{D_m^2 - D_{m'}^2}{D_m^2 - D_{m+1}^2} \quad 5.1$$

donde  $h$  es la separación entre los espejos del etalón y  $D_m$  y  $D_{m'}$  son los distintos radios de orden  $m$  de los modos entre los cuales se quiere medir  $\Delta\nu$ . Si sustituimos en la ec. 5.1 los diámetros del primer y último modo obtenemos el ancho de banda de cada pulso. Esto se hizo en varias fotografías y se obtuvo un valor promedio de  $34 \pm 3$  GHz. Como  $\Delta\nu = \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2}$  obtenemos para  $\lambda = 580$  nm (la longitud de onda en la cual se realizaron las mediciones)  $\Delta\lambda = 2.04 \cdot 10^{-1}$  nm. Es interesante notar aquí que el ancho de banda predicho teóricamente por la ec. 3.14 al sustituir los datos experimentales de  $\theta_i$  y  $\delta\theta$  es  $\Delta\lambda = 0.06$  nm, que es ligeramente mayor al encontrado. Esto se debe a la competencia de la formación de los distintos modos, como se señaló en el capítulo 3.

También se observó que los modos tienen una distribución un poco rara: la separación que tienen no es la correspondiente a la que predice la ec. 1.8 y además cada modo de gran intensidad tiene asociado otros modos secundarios alrededor, como se muestra en la fig. 5.8.





**Modos del láser de pigmento**

Fig. 5.6

Además, la separación entre los modos principales no es constante en algunas de las fotografías. Más adelante se da una posible explicación de este fenómeno, basado en la creación de un espejo de fase conjugada en el interior de la celda de flujo (ver "generación de ondas de fase conjugada", capítulo 6).

## CAPITULO 6

### APLICACIONES DEL LASER DE PIGMENTO

Dada su alta potencia y que puede ser sintonizado en un espectro muy amplio, no es de extrañarse que el láser de pigmento tenga un gran número de aplicaciones. A continuación se presenta una lista, que de ninguna manera es exhaustiva, de los usos que se le dan actualmente y que pueden ser dados al prototipo de esta tesis.

Los temas que se mencionan son: óptica no lineal, holografía, espectroscopía de alta resolución, sondeo atmosférico, aplicaciones médicas y reacciones químicas inducidas.

#### Óptica no lineal

Hay 4 ecuaciones fundamentales del electromagnetismo, las ecuaciones de Maxwell,

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad 6.1$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad 6.2$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad 6.3$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad 6.4$$

Se puede ver que hay más variables que ecuaciones, por lo que se necesita introducir otras relaciones para dejar al sistema determinado. Estas son las ecuaciones constitutivas del medio y

son

$$\bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \bar{P} \quad 6.5$$

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H} \quad 6.6$$

Normalmente, se aproxima a

$$\bar{D} = \epsilon_0 \bar{E} + \chi \epsilon_0 \bar{E} = \epsilon \bar{E} \quad 6.7$$

donde  $\chi$  es la constante de la susceptibilidad eléctrica. Si se supone que el medio es no magnético, isotrópico y libre de cargas, al sustituir las ecs. 6.4, 6.5, 6.6 y 6.7 en 6.3 y usando una identidad operacional encontramos que<sup>17</sup>

$$\nabla^2 \bar{E} - \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} \mu_0 \epsilon_0 = 0 \quad 6.8$$

que es la ecuación de onda. Como es lineal, sus soluciones cumplen con el principio de superposición; es decir, si el campo  $\bar{E}$  está compuesto por la suma de  $\bar{E}_1$ ,  $\bar{E}_2$ , etc., estos son independientes entre sí.

Sin embargo,  $\chi$  no es rigurosamente constante respecto a  $\bar{E}$ . Si dividimos a  $\bar{P}$  en una parte lineal y otra no lineal

$$\bar{P} = \bar{P}_{lin} + \bar{P}_{no\ lin} \quad 6.9$$

nos queda<sup>17</sup>

$$\nabla^2 \bar{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial t^2} \quad 6.10$$

Esta ecuación no es lineal y las ondas están acopladas entre sí.

Hay una gran variedad de efectos ópticos debidos a la naturaleza no lineal de la polarización. No son muy apreciables con fuentes de luz ordinarias, pues por lo general los medios presentan susceptibilidades no lineales pequeñas, pero con la alta intensidad del láser no solo es posible observarlos sino llegar al extremo de que sean mayores que los efectos lineales. Aquí se explicarán algunos de ellos.

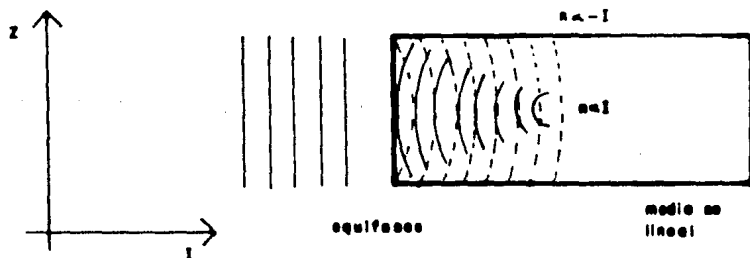
#### a) Autoenfocamiento

El índice de refracción de un medio está dado por<sup>11</sup>

$$n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r} \quad 6.11$$

Si  $\epsilon_r$  depende de la intensidad del campo eléctrico entonces  $n$  también será función de  $I$ .

Supongamos que un haz gaussiano con líneas de equifase paralelas de un láser incide en un medio no lineal. Como el perfil radial de la intensidad no es constante, el medio tendrá un índice de refracción dependiente de la distancia radial del centro del haz (ver fig. 6.1).



### Autoenfocamiento

Fig 6.1

Como la velocidad del haz en un medio es  $c/n$ , el haz recorrerá más en un radio dado que en otro en un intervalo de tiempo  $dt$ , cambiando la forma de las líneas de equifase de rectos a curvos. En el siguiente intervalo  $dt$  el medio volverá a curvar el haz en la misma dirección y así sucesivamente. El signo del radio de curvatura dependerá de cómo cambia  $n$  con la intensidad; el haz pasará a ser convergente si  $n$  aumenta con  $I$ , y divergente si sucede lo contrario.

b) Generación de ondas de fase conjugada

Cuando una onda arbitraria penetra en un medio inhomogéneo su forma y equifases varían de una forma errática. En general la onda se podrá expresar como

$$\psi = A(r) e^{i(\omega t - \vec{k}(r) \cdot \vec{r})} \quad , \quad 6.12$$

donde  $A(r)$  es la amplitud de la onda y  $\vec{k}(r)$  es el vector de onda. Si se invierte el signo de la dependencia temporal,

$$\psi' = A(r) e^{-i(\omega t + \vec{k}(r) \cdot \vec{r})} \quad 6.13$$

se obtiene una onda idéntica a la anterior pero viajando como si el tiempo se invirtiera (ver fig. 6.2)



Fig. 6.2

Se dice que  $\psi'$  es la onda de fase conjugada de  $\psi$ .

Si se bombea un medio no lineal con dos haces antiparalelos de gran intensidad y de la misma  $\omega$  y se inyecta un haz de prueba al medio se puede demostrar que se genera un cuarto haz que es la conjugación de fase del haz de prueba (ver fig 6.3).

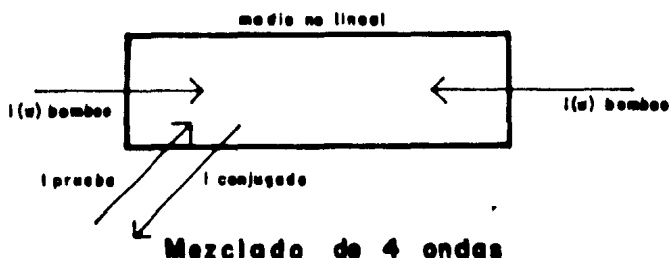


Fig. 6.3

El acoplamiento no lineal entre las ecuaciones de onda de los diferentes haces permite que parte de la energía de los haces de bombeo se destine a la generación de la cuarta; de hecho, no sólo se genera esta onda sino que también es amplificado el haz de prueba. A esta forma de generación de fase conjugada se le conoce como "mezclado de cuatro ondas" (4WM, de 4 Wave Mixing). En el caso en que la frecuencia de onda de prueba es la misma que la de bombeo se cae en el caso de "mezclado degenerado de cuatro ondas" (D4WM, de Degenerate 4 Wave Mixing). Si la frecuencia del haz de prueba es  $\omega_p = \omega + \Delta\omega$ , entonces su conjugada tendrá  $\omega_c = \omega - \Delta\omega$ .<sup>16,17</sup>

Es interesante y práctico hacer una analogía entre D4WM y la holografía. En un holograma se registra un patrón de interferencia entre un haz de referencia y otro, que se llama haz del objeto

(ver fig. 6.4).

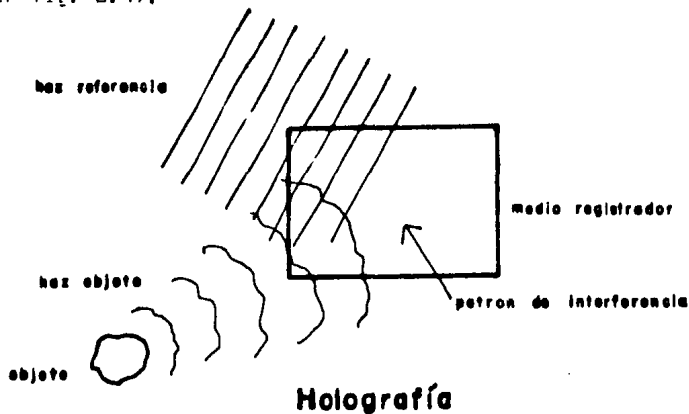


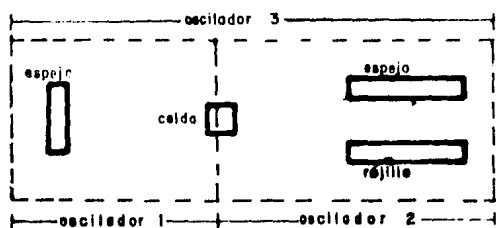
Fig 6.4

Lo más común es registrar este patrón en un material fotosensible, como película fotográfica. Si se revela la película y se ilumina con el mismo haz de referencia entonces el patrón de interferencia de la película difractará el haz incidente de tal forma que reconstruirá el haz del objeto. Si por lo contrario, se ilumina el holograma con el conjugado del haz de referencia obtendremos el conjugado del haz del objeto.

En el caso de D4WM se puede pensar que uno de los haces de bombeo y el haz de prueba forman un patrón de interferencia en el medio creando franjas con mayor o menor polarización y por lo tanto índice de refracción. El haz de bombeo restante, por ser antiparalelo, es el conjugado del otro. Podemos decir entonces que el patrón de interferencia en el medio difracta a uno de los haces de bombeo, generando así la conjugada de la onda de prueba. La gran diferencia entre holografía convencional y D4WM es que el patrón de interferencia se realiza en tiempo real, i.e., no se tiene que "revelar" el medio. Esto puede tener un gran impacto en la tecnología de procesamiento de datos y en la creación de

transistores y compuertas lógicas ópticos.<sup>17</sup>

El láser de pigmento es ideal para estudiar este tipo de fenómenos, pues aparte de su potencia puede ser sintonizado a una una de las frecuencias de transición en un vapor utilizado como medio no lineal, donde la susceptibilidad no lineal aumenta notablemente. Además, es muy factible que adentro de la cavidad misma se estén generando ondas de fase conjugada por 4WM, provocadas por el laser viajando en ambas direcciones. De ser así, la celda del pigmento se vuelve un espejo de fase conjugada, dividiendo el láser en dos osciladores acoplados (ver fig. 6.5).



### Formación de osciladores acoplados

Fig 6.5

En este caso los modos de oscilación que satisfacen las condiciones a la frontera de las 3 cavidades (los dos osciladores y el láser como un todo) simultáneamente, dando modos con separaciones irregulares. Fernández<sup>18</sup> detectó estos modos con la separación adecuada, por lo que se cree que efectivamente se está produciendo 4WM en la celda.

Este tema es muy nuevo y requiere de más investigación tanto teórica como experimental, y de hecho es una de las razones principales por las que se construyó este laser.



### c) Generación de armónicos y mezclado paramétrico

Un haz de luz monocromática de frecuencia  $\omega$  puede generar en un medio anisotrópico que carezca de simetría bajo inversión una onda de frecuencia  $2\omega$ . También es posible generar armónicos de orden mayor (existen sistemas comerciales que generan hasta el cuarto armónico) o mezclar dos haces monocromáticos de frecuencias  $\omega_1$  y  $\omega_2$  en un medio no lineal y obtener un haz de frecuencia  $\omega_1 + \omega_2$  o  $\omega_1 - \omega_2$  dependiendo del material y ciertas condiciones de orientación (mezclado paramétrico).

Además de ser de gran interés científico, estos fenómenos tienen una aplicación directa muy importante, pues permiten cubrir rangos del espectro inalcanzables por los pigmentos de una forma continua y monocromática.

## 2) Holografía

### a) Holografía pulsada

Con pulsos de láser de tan poca duración, como lo son los de este láser, se pueden obtener hologramas de objetos en movimiento y sin necesidad de usar una mesa para evitar vibraciones. De esta manera es posible analizar dinámicamente la evolución de la deformación o vibración de un objeto o ser viviente (holografía estroboscópica), o para analizar procesos rápidos, como ondas de choque y aerosoles, entre otras cosas (ver fig. 6.6)<sup>19</sup>



## Holografía pulsado

Fig. 6.6

Tradicionalmente se han usado láseres de rubí para el efecto por emitir pulsos muy intensos ( $\approx 1$  joule). Aunque este láser de pigmento ni se acerca a este valor es posible obtener con él hologramas si sólo se expone un área reducida y si se utiliza una película rápida, como la SO-253. Los láseres de rubí son extremadamente caros, por lo que resultaría muy conveniente poder remplazarlos por láseres de pigmento.

### b) Holografía de contorno

Si un holograma es grabado con una longitud de onda  $\lambda_1$ , y luego es iluminado con una  $\lambda_2$  diferente la imagen obtenida sufrirá magnificaciones y desviaciones dependiendo de la diferencia de longitudes de onda. Si el holograma es recolocado exactamente en su posición original y se observa tanto el objeto como la imagen del holograma simultáneamente se verán franjas de interferencia relacionadas con la distancia entre el punto de observación y la zona observada. Se demuestra que para cada par de franjas la diferencia de distancia está dada por<sup>19</sup>

$$\Delta z = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda}$$

De esta manera se crea una imagen similar a la de un mapa topográfico, y de ahí el nombre de holografía de contorno (ver fig. 6.7).



**Holografía de contorno**

Fig. 6.7

Al poder variar continuamente la longitud de onda con el láser de pigmento se puede cambiar la resolución de los niveles ecuidistantes.

### 3) Espectroscopía de alta resolución

Esta es tal vez la aplicación más difundida del láser de pigmento. Antes de su invención, la única forma de obtener haces espectralmente puros para realizar espectroscopía de absorción era purificando una fuente de luz blanca (o alguna fuente más monocromática, si se deseaba trabajar en un pequeño rango de frecuencias) mediante un monocromador. Esto es poco práctico, ya

que el costo de un monocromador se eleva muchísimo conforme aumenta su resolución y porque la intensidad espectral es inversamente proporcional a su resolución. Con el láser de pigmento se pueden obtener mejores resoluciones y, gracias a su ensanchamiento altamente homogéneo, una intensidad casi independiente de la resolución, dando una enorme intensidad por unidad de ancho de banda (intensidad espectral).

Con el láser de pigmento se han podido estudiar fenómenos de dispersión con secciones eficaces muy pequeñas, como dispersión Raman ( $\sim 10^{-24}$  cm<sup>2</sup>) y dispersión Raman resonante ( $\sim 10^{-26}$  cm<sup>2</sup>).<sup>8,20</sup>

Una de las técnicas de espectroscopía en donde los láseres de pigmento son totalmente indispensables es en la espectroscopía de saturación.<sup>21</sup> Aquí lo que se pretende hacer es eliminar lo mejor posible los efectos del ensanchamiento Doppler al estudiar líneas de absorción de un gas. Si el haz láser es suficientemente intenso puede saturar la absorción de las moléculas de gas que tengan una velocidad que maximice la sección eficaz en la longitud de onda del láser.

Después de saturar el medio un segundo haz con la misma longitud de onda se inyecta en el medio. Si entra antiparalelo al primero interactuará con otras moléculas distintas, pues verá a las moléculas saturadas anteriormente viajar en el sentido contrario, provocando un cambio Doppler de la frecuencia del haz de prueba. Las únicas moléculas que interactuarán con los dos haces serán aquellas cuya componente de velocidad en la dirección del haz es cero y en este caso el haz de prueba pasa sin atenuarse por el medio debido a la saturación por el haz de bombeo. Al variar la longitud de onda del láser se monitorea la potencia de salida del haz de prueba; al encontrar el máximo se encuentra la

libre de efecto Doppler. Este método aumenta considerablemente la resolución de las medidas y se usa, entre otras cosas, para estudiar estructuras hiperfinas.<sup>6, 2)</sup>

#### 4) Sondas atmosféricas

Un haz láser que se propaga por la atmósfera sufre cambios, especialmente atenuaciones debidas a la dispersión Rayleigh de los constituyentes mayoritarios del aire y a la dispersión Mie de las partículas de mayor tamaño, como los aerosoles. Aparte de estos procesos está el de absorción de algún átomo o molécula que tenga una transición correspondiente a la  $\lambda$  del haz.

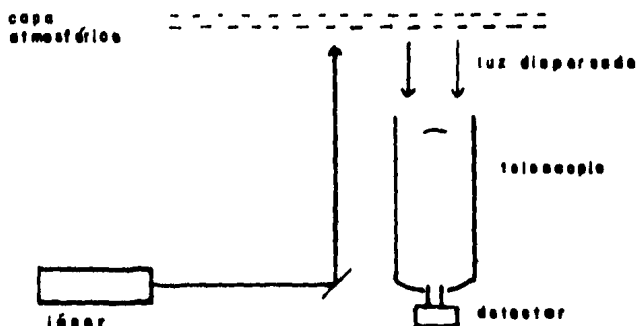
Si se manda un haz con exactamente la longitud de onda de alguna transición de un constituyente atmosférico que se quiera monitorear y se detecta el haz en otro punto se puede medir la atenuación debido a la absorción y dispersión Rayleigh y Mie. Un segundo haz con una  $\lambda_1$  ligeramente diferente al del primero emitido un instante después sufrirá la misma dispersión pero no será absorbida. Comparando las intensidades recibidas de los dos haces se puede obtener la cantidad total de átomos del constituyente en cuestión entre el láser y el detector. A esta técnica se le conoce como absorción diferencial por razones obvias (ver fig. 6.8).<sup>20</sup>



### Absorción Diferencial

Fig. 6.8

Una variante de este método es el LIDAR (Light Detection and Ranging) en donde lo que se mide es la luz dispersada por el constituyente hacia el láser (ver fig. 6.9)



L I D A R

Fig. 6.9

Al tener el detector al lado del láser se obtiene una resolución espacial de la concentración del constituyente (o lo se desea medir) si se analiza la señal detectada en función del tiempo transcurrido desde la emisión del pulso. Además, de esta manera no es necesario colocar el detector en otro lugar que en muchos casos sería difícil o imposible.

Es claro que en este caso se requiere un láser de enorme potencia y un detector de gran sensibilidad y bajo ruido. Pese a estos inconvenientes se ha logrado detectar pequeñas concentraciones de litio y sodio a más de 110 km.<sup>22</sup> de altitud, perfiles de presión y temperatura hasta la misma altura<sup>23</sup> y vapor de agua hasta 9 km,<sup>24</sup> medido en plena luz de día.

## 5) Aplicaciones médicas

Los láseres de pigmento prometen mucho en el área de la medicina, especialmente en tratamientos para el cáncer. Las células cancerígenas son distinguibles de las sanas y es posible preparar un tinte que sea absorbido por las células malas y no por las buenas. Al irradiar con un láser de pigmento sintonizado en el pico de absorción una zona cancerígena entintada previamente se destruyen las células malas sin alterar el tejido sano. Existen muchas variantes de esta técnica, pero la mayoría se basan en la destrucción selectiva de tejidos, como el "bisturi óptico", que permite realizar cirugía totalmente esterilizada y sin sangre, cirugía oftálmica, fotocoagulación de hemorragias, etc.<sup>8</sup>

## 6) Reacciones químicas inducidas

Existen muchas reacciones químicas que requieren de energía para iniciarse o como catalizador. Para aplicaciones finas en donde sólo se quieren inducir algunas reacciones, o para reacciones que necesitan una alta densidad espectral se pueden usar los láseres de pigmento. Como ejemplos podemos citar estudios de alteraciones del DNA, de recombinación del oxígeno con hemoglobina y formación de moléculas con átomos o iones excitados.<sup>8</sup>

## CAPITULO 7

### CONCLUSIONES

Se ha diseñado y construido un láser de pigmento pulsado sintonizable con características que se encuentran resumidas a continuación:

Rango de funcionamiento:	574 a 610 nm.
Energía por pulso:	13.3 $\mu$ J.
Duración del pulso:	4 ns
Potencia por pulso:	2.5 a 4 kW.
Eficiencia:	15.5%.
Ancho de banda:	0.04 $\pm$ 0.01 nm.
Polarización:	Horizontal (17:1)
Divergencia:	2.5 mrad.

Cabe decir aquí que este láser puede funcionar en otras longitudes de onda, simplemente cambiando el pigmento, y que la potencia en la que emite es función de la potencia del haz de bombeo.

Este láser ya es capaz de ser utilizado en algunas de las aplicaciones mencionadas en el capítulo 6. De hecho, prontamente serán realizados experimentos de óptica no lineal con él.

También se ha desarrollado un modelo que describe adecuadamente la evolución del pulso del láser. Este modelo será usado posteriormente para facilitar el diseño de nuevas versiones de láseres de pigmento.

Hay una serie de mejoras que se le desean hacer a este láser, como reducir el ancho de banda hasta conseguir emisión en un solo modo longitudinal, aumentar su potencia y eficiencia y, como ya se



ha mencionado antes, introducir una segunda celda amplificadora; para lograr los objetivos mencionados es necesario contar con un láser de bombeo más potente, como un láser de excímero, u otro láser de  $N_2$  de mayor potencia, que ya se encuentra en construcción. Otro objetivo muy importante en cuanto al desarrollo de una tecnología de láser de pigmento que sea práctico para México es el de fabricar otro prototipo (o modificar el actual) con puras componentes nacionales.

## APENDICE

### DERIVACION DE LA FORMULA DEL ETALÓN

Un etalón consta de un par de espejos semirreflejantes separados entre sí. Supongase que un haz de longitud de onda  $\lambda$  entra a un ángulo al etalón, como se muestra en la figura A.1.

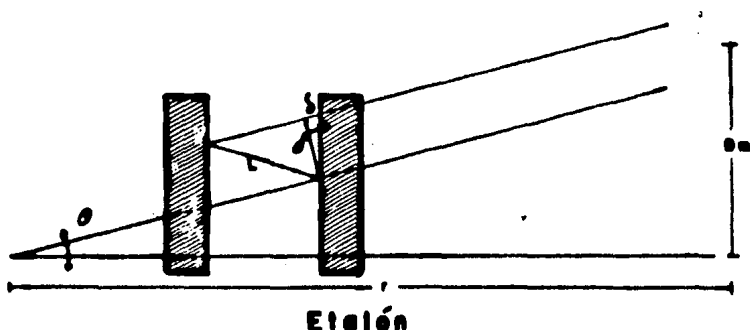


Fig. A.1

Como los espejos son semirreflejantes habrá tanto reflexión del haz incidente como transmisión de las múltiples reflexiones. Para facilitar la derivación (sin pérdida de generalidad) se tomarán en cuenta sólo los primeros dos haces transmitidos.

De la fig. A.1 vemos que la diferencia de caminos ópticos  $\Delta x$  entre los dos haces es  $\Delta x = 2l - \delta$ . Después de algunas manipulaciones geométricas se encuentra que

$$L = \frac{h}{\cos \theta} \quad \text{y} \quad \delta = 2h \tan \theta \sin \theta, \quad \text{A.1}$$

por lo que

$$\begin{aligned} \Delta x &= \frac{2h}{\cos \theta} - 2h \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \\ &= 2h \cos \theta \end{aligned} \quad \text{A.2}$$

Para que haya interferencia constructiva entre los dos haces se debe cumplir

$$\Delta x = m\lambda \quad \text{A.3}$$

donde  $m$  es un número entero, por lo que

$$2h \cos \theta = m\lambda \quad \text{A.4}$$

y de ahí que la separación de frecuencias entre dos modos para un mismo orden viene dada por

$$\delta\nu = \frac{cm}{2h} \tan \theta \sec \theta \delta\theta \quad \text{A.5}$$

Para poder evaluar esta ecuación es necesario saber el valor de  $m$ . Esto se puede obtener comparando los ángulos de dos ordenes contiguos de un mismo modo. De la ec. A.4 vemos que

$$\frac{m}{\cos \theta_m} = \frac{m+1}{\cos \theta_{m+1}}$$

por lo que

$$m = \frac{\cos \theta_m}{\cos \theta_{m+1} - \cos \theta_m} \quad \text{A.6}$$

Substituyendo en la ec. A.5 se obtiene

$$\delta\nu = \frac{c}{2h} \frac{\tan \theta_m \delta\theta}{\cos \theta_{m+1} - \cos \theta_m} \quad \text{A.7}$$

De la fig. A.1 vemos que

$$\tan \theta = \frac{d}{r}, \quad \cos \theta \approx 1 - \frac{d^2}{2r^2}, \quad \delta\theta = \frac{\delta d}{r} \quad \text{A.8}$$

Substituyendo estas expresiones en A.7 se obtiene el resultado final,

$$\delta\nu = \frac{c}{h} \frac{D_m \delta D}{D_m^2 - D_{m+1}^2} \approx \frac{c}{2h} \frac{D_m^2 - D_m'^2}{D_m^2 - D_{m+1}^2} \quad \text{A.9}$$

## REFERENCIAS

- 1.- L. R. Berriel. "Láser de He-Ne". Tesis de licenciatura de la Facultad de Ciencias, UNAM, 1968.
- 2.- J. M. Siqueiros. "Láser de rubí de pulso gigante". Tesis de licenciatura de la Facultad de Ciencias, UNAM, 1968.
- 3.- R. Escudero, "Láser de rubí modulado en Q", Tesis de licenciatura de la Facultad de Ciencias, UNAM, 1969.
- 4.- A. Morales, "Láser de argón pulsado", Tesis de licenciatura de la Facultad de Ciencias, UNAM, 1971.
- 5.- J. E. A. Landgrave, "Láser de He-Cd", Tesis de licenciatura de la Facultad de Ciencias, UNAM, 1973.
- 6.- R. Feynman, "Lectures on Physics", Vol. 1, Addison-Wesley Publishing Co., Reading, 1975.
- 7.- D. Svelto, "Principles of Lasers", Plenum Press, New York, 1976.
- 8.- F. P. Schafer, "Dye Lasers", de la serie "Topics in Applied Physics", Vol. 1, Springer-Verlag, New York, 1977.

- 9.- m.g. Littman, "Single Mode Pulsed Tunable Dye Laser", Appl. Opt., Vol 23, p.4465 (1984).
- 10.- Molectron, "Dye Lasers", pamfieto comercial.
- 11.- M. Born y E. Wolf, "Principios of Optics", Pergamon Press Oxford, 1980
- 12.- Lambda Physik, "Dye Lasers", pamfieto comercial.
- 13.- M.G.Littman y H.J.Metcalf, "Spectrally Narrow Pulsed Dye Laser Without Beam Expancer". Appl. Opt., Vol. 17, p.2224 (1978).
- 14.- M. Fernandez, "Phase Conjugation in Calcium Vapour and Related Non-Linear Phenomena", Tesis doctoral de la Universidad de Oxford, 1983.
- 15.- A. Porta, "Láser de  $N_2$  a presión atmosférica", Mem. del III SIM. de Instrumentación. C.U., Sep. 1984S.
- 16.- J. Walker, "Nitrogen Laser". Scientific American. Junio. 1974.
- 17.- R. A. Fisher, "Optical Phase Conjugation", Academic Press New York, 1983.
- 18.- A. Yariv y J. Auyeung, "Transient Four Wave Mixing and Time Holography in Atomic Systems", IEEE J. of Opt. Electronics, Vol. OE-15, p. 234 (1979).

19.- R. J. Collier et al, "Optical Holography", Academic Press, New York, 1971.

20.- E. D. Hinkley, "Laser Monitoring of the Atmosphere" de la serie "Topics in Applied Physics", Vol. 14, Springer-Verlag, Berlin, 1976.

21.- J.E. Lawler et al, "Cooler-Free Intermodulated Photogalvanic Spectroscopy", Phy. Rev. Lett., Vol. 42, p. 1046.

22.- J. P. Jegou, "Etude Experimentale et Theorique des Metaux Alcalins dans la Haute Atmosphere (70-110 km.)", Tesis de doctorado de estado de L'Universite de Paris VI, 1982.

23.- A. Hauchecorne y M. L. Chanin, "Density and Temperature Profiles Obtained by LIDAR between 35 and 75 km", Geo. Phys. Lett., Vol. 7, p. 565 (1980).

24.- C. Cahen, "LIDAR Monitoring of the Tropospheric Water Vapour Mixing Ratio", Procc. IAMAP Symp., Hamburgo, 1981.