

## Láser de pigmento con retroalimentación distribuida: generación de pulsos ópticos de hasta 74 ps

M.D. ITURBE CASTILLO

*Fotónica y Física Óptica, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica  
Apartados postales 51 y 216, 72000 Puebla, Pue., México*

M. FERNÁNDEZ GUASTI

*Departamento de Física, Universidad Autónoma Metropolitana-Iztapalapa  
Apartado postal 55-534, 09340 México, D.F., México*

Y

J.J. SÁNCHEZ MONDRAGÓN\*

*Fotónica y Física Óptica, Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica  
Apartados postales 51 y 216, 72000 Puebla, Pue., México*

Recibido el 28 de enero de 1992; aceptado el 24 de noviembre de 1992

RESUMEN. En el presente trabajo se reporta un láser de pigmento con retroalimentación distribuida, el cual no requiere de una cavidad con espejos para su operación, resultando así un arreglo bastante compacto. Este sistema tiene la capacidad de sintonizar la longitud de onda de emisión en cierto rango de acuerdo con el pigmento que se utilice y obtener pulsos con una duración entre veinte y cien veces menor que los de bombeo, obteniendo así pulsos ópticos en la región de los picosegundos.

ABSTRACT. In this work we report a distributed feedback dye laser, whose working characteristics do not require of a mirror cavity, therefore producing a compact set up. This system has the ability of tuning the emission wavelength within a range that depends on the used dye and obtain pulses between twenty and hundred times less than the pump pulse, therefore producing pulses in the picosecond regime.

PACS: 42.55.Mv; 42.60.Bf

### 1. INTRODUCCIÓN

La posibilidad de generar pulsos en la región de los picosegundos y subpicosegundos es una de las ventajas de los láseres de pigmento [1], además de tener una emisión sintonizable en un rango amplio de longitudes de onda [2]. Generalmente para obtener sistemas láseres que emitan pulsos en la región de picosegundos se requiere que éstos tengan gran estabilidad entre sus componentes [3] y de algún medio intracavidad como absorbedores saturables, celdas Pockells, etc. [4].

---

\*Posición permanente en el INAOE y en sabático de la jefatura de Óptica Cuántica del CIO desde marzo de 1991.

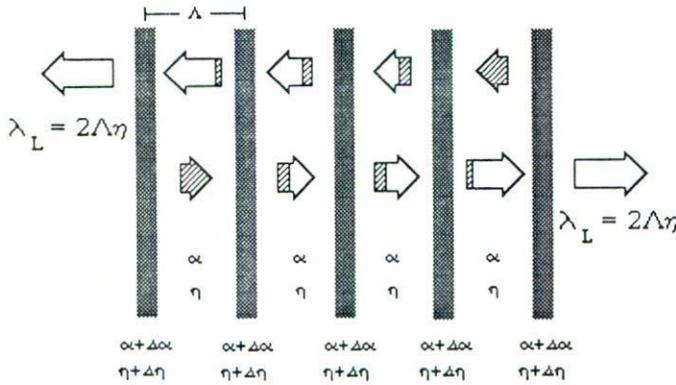


FIGURA 1. Ilustración mostrando oscilación láser en una estructura periódica.  $n$  = índice de refracción,  $\alpha$  = coeficiente de absorción,  $\Lambda$  = periodo entre franjas y  $\lambda_L$  = longitud de onda de la emisión láser.

Láseres de pigmento con retroalimentación distribuida (estos sistemas los llamaremos DF DL del acrónimo en inglés “Distributed Feedback Dye Laser”) son atractivos porque son sistemas pequeños y tienen la posibilidad de emitir pulsos con un ancho de banda estrecho y duración corta. El mecanismo de retroalimentación para la emisión láser se obtiene a través de la modulación espacial de la ganancia o del índice de refracción del medio activo, en vez de utilizar una cavidad resonante con espejos [5], como se muestra en la Fig. 1. Cualquiera que sea el tipo de modulación (índice de refracción o ganancia) el proceso que se da en el medio para la emisión láser es el mismo y a continuación lo explicamos. En la Fig. 1 se muestran dos ondas (representadas por flechas) viajando en direcciones opuestas. Como cada onda viaja en una estructura periódica, en cada interfase parte de la onda se transmite y parte se refleja. Debido a la ganancia del medio, hay una amplificación de las ondas en este trayecto. Esto crea el mecanismo de retroalimentación el cual está distribuido a lo largo de la longitud de la estructura periódica. La selección espectral ocurre debido a la selectividad a la longitud de onda por la estructura periódica, donde el espaciamiento entre dos máximos debe coincidir con un número entero de longitud de onda de la luz que se propaga, y así obtener interferencia constructiva.

Cualitativamente la emisión de pulsos cortos por parte de un DF DL se puede entender de la siguiente manera: a medida que las ondas que viajan en la estructura periódica aumenta de intensidad y por ende la emisión estimulada en el medio aumenta. La modulación periódica se desvanece debido a que la inversión de población se reduce por la emisión estimulada. Al desvanecerse la modulación periódica, las ondas ya no se encuentran confinadas en el volumen activo y exhiben una emisión muy intensa. El proceso se reinicia, pues al liberar la luz, la emisión estimulada disminuye y se crea otra vez la modulación periódica. Un análisis más detallado de este proceso sólo es posible a través de una simulación numérica [6,7].

Medidas directas de la duración temporal de un pulso óptico usualmente se realizan utilizando un detector conectado a un osciloscopio. Sin embargo, con esta técnica no es posible obtener información de pulsos más cortos de 200 picosegundos [8], debido a las limitaciones de los circuitos electrónicos.

Existen diversas técnicas alternativas para medir pulsos ópticos ultracortos [9,10,11]. En este trabajo la técnica empleada para medir la duración de pulsos cortos es vía autocorrelación en un cristal no lineal, generando una señal de segundo armónico proporcional al traslape del pulso con el mismo [12,13].

La manera en que un sistema óptico no lineal puede realizar una medida de la duración temporal de un pulso puede explicarse de la siguiente forma [14]. Supóngase que un pulso incidente de amplitud de campo  $E(t)$  se divide en dos pulsos de amplitud igual, después de viajar cada uno diferentes trayectorias en un interferómetro de Michelson, los pulsos  $E_1(t)$  y  $E_2(t + \tau)$  son combinados en un cristal no lineal, como se muestra en la Fig. 2. La cantidad de segundo armónico generado en el cristal estará dada por

$${}^{2\omega}E(t, \tau) = \{E_1(t) + E_2(t + \tau)\}^2, \quad (1)$$

donde se está despreciando un factor constante que representaría la eficiencia de generación de segundo armónico del cristal. La señal de salida  $S(\tau)$  de un detector, teniendo una respuesta temporal lenta con respecto a la frecuencia de oscilación  $\omega$  de  $E(t)$  y  $\tau$ , está dada por

$$S(\tau) = \int |{}^{2\omega}E(t, \tau)|^2 dt = {}^{2\omega}W(1 + 2G(\tau)), \quad (2)$$

donde  ${}^{2\omega}W$  es la energía del pulso de segundo armónico y  $G(\tau)$  es la función de autocorrelación de la intensidad del pulso, es decir

$${}^{2\omega}W = \int E^4(t) dt$$

y

$$G(\tau) = \frac{\int E^2(t)E^2(t + \tau) dt}{\int E^4(t) dt}$$

cuando el traslape es máximo  $\tau = 0$ ,  $G(\tau) = 1$ , por tanto  $S(\tau)/{}^{2\omega}W = 3$ , y cuando  $\tau$  es lo suficientemente grande tal que no haya ningún traslape entre  $E_1(t)$  y  $E_2(t + \tau)$  entonces  $S(\tau)/{}^{2\omega}W = 1$ . Medidas de la variación de  $S(\tau)/{}^{2\omega}W$  como una función de  $\tau$  da la duración temporal sobre la cual la energía del pulso está distribuida.

En este trabajo se reproducen los resultados experimentales que muestran la posibilidad de obtener emisión láser sintonizable de un pigmento, mediante un mecanismo de retroalimentación distribuida, bombeando el sistema con un láser de Nd:YAG triplicado en frecuencia, así como la medida del ancho temporal de los pulsos obtenidos de este sistema, por medio de una técnica de autocorrelación por segundo armónico.

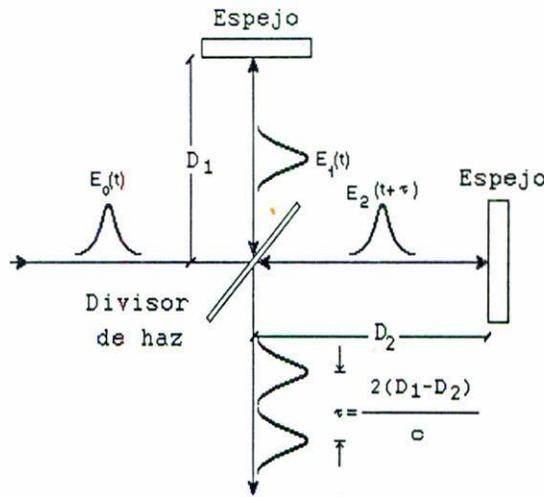


FIGURA 2. Arreglo típico de un interferómetro de Michelson.

La estructura de este trabajo es la siguiente: en la Sec. 2 se muestra la condición para la emisión láser de este tipo de sistemas. En la Sec. 3 se describen los primeros arreglos experimentales utilizados para tratar de obtener emisión láser, en la Sec. 4 se describe el arreglo experimental finalmente utilizado y el autocorrelador para caracterizar temporalmente los pulsos, en la Sec. 5 las características de la emisión láser bajo distintos parámetros, así como los resultados de las autocorrelaciones y por último, en la Sec. 6, se presentan algunas conclusiones.

## 2. CONDICIÓN DE EMISIÓN LÁSER DE UN DF DL

Para obtener emisión láser de un pigmento por medio de un mecanismo de retroalimentación espacialmente distribuida se debe crear una modulación, ya sea en la ganancia o en el índice de refracción del medio activo. Para ello es necesario crear un patrón de interferencia, sobre una solución de pigmento (con un índice de refracción  $n_s$ ), utilizando dos haces coherentes, de longitud de onda  $\lambda_p$ , los cuales a su vez proporcionarán el bombeo necesario para la excitación del medio.

Cuando los dos haces coherentes, que llamaremos de bombeo, de longitud de onda  $\lambda_p$  en el vacío, interfieren haciendo un ángulo  $2\theta$  entre ellos, forman un patrón de interferencia de periodo  $D$  dado por

$$D = \frac{\lambda_p}{2 \text{sen } \theta}. \tag{3}$$

Este patrón creará la modulación necesaria en el medio activo para la existencia de dos ondas contrapropagándose, llamados de emisión láser del pigmento, de longitud de onda  $\lambda$ , que cumplan con la condición [15]:

$$n_B \lambda = 2D, \tag{4}$$

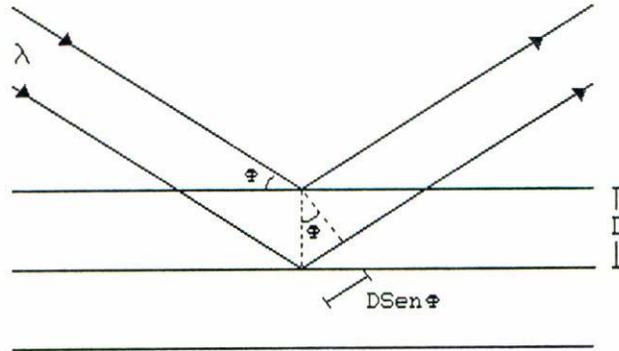


FIGURA 3. Condición de Bragg: Una estructura periódica reflejará especularmente luz de longitud de onda  $\lambda$  cuando se cumpla la condición  $2D \text{sen } \Phi = n_B \lambda$ , con  $n_B$  el orden de Bragg.

(condición de Bragg para un ángulo de  $90^\circ$ ), donde  $n_B$  es un entero que representa el orden de Bragg (Fig. 3). Sustituyendo el valor obtenido de  $d$  de la Ec. (3) en la Ec. (4) se tiene que la longitud de onda de emisión de la estructura periódica,  $\lambda_L$ , al salir de un medio de índice de refracción  $n_s$  al vacío es

$$\lambda_L = n_s \lambda = \frac{n_s \lambda_p}{n_B \text{sen } \theta} \tag{5}$$

Cuando se utiliza un prisma para crear los dos haces que interferirán, entonces la condición de emisión láser queda dada por

$$\lambda_L = \frac{n_s \lambda_p}{n_B n_p \text{sen } \theta} \tag{6}$$

donde  $n_p$  es el índice del prisma [21]. Aquí  $\theta$  no es realmente el ángulo al cual interfieren los haces en la solución, pero debido a que experimentalmente se enfocan los haces en la superficie de la celda donde está contenido el colorante, no existe una diferencia apreciable con el ángulo determinado considerando todas las interfases que los haces tienen que atravesar en la realidad.

Esta última ecuación nos establece la relación que debe existir entre los diferentes parámetros para poder obtener experimentalmente emisión láser, como son: la longitud de onda del haz de bombeo  $\lambda_p$ , el ángulo al cual deben interferir los haces  $\theta$  y el índice de refracción de la solución de pigmento  $n_s$ , de tal manera que el valor obtenido de  $\lambda_L$  quede dentro del rango de fluorescencia del pigmento utilizado.

### 3. EXPERIMENTOS PRELIMINARES

Dentro de los arreglos reportados en la literatura acerca de sistemas DF DL [16-20], algunos utilizaban como fuente de bombeo láseres de nitrógeno, debido a esto y a la experiencia

que se tenía en el diseño y construcción de láseres de nitrógeno, los primeros intentos para obtener emisión de un DFDL que se realizaron en este trabajo fueron utilizando como bombeo láseres de nitrógeno.

Los láseres utilizados fueron láseres de nitrógeno diseñados y construidos en la UAM-Iztapalapa, con energías de 1 y 3 mJ por pulso. A estos sistemas se les midió su longitud de coherencia, la cual resultó ser de menos de 1 mm. La longitud de coherencia es un parámetro importante ya que nos da un límite máximo para la diferencia de camino óptico que puede existir entre dos haces para que puedan interferir. El valor medido de la longitud de coherencia de los láseres de nitrógeno exigía que los caminos ópticos recorridos por los dos haces que crearían el patrón de interferencia tuvieran una diferencia menor a 1 mm. Para ello se comenzó utilizando como divisor de haz una rejilla de difracción, de 30000 líneas/pulgada, para que los caminos ópticos recorridos por los haces fueran los mismos. Al utilizar los órdenes difractados +1 y -1, sólo aquellas partes del haz que han sido difractadas en el mismo punto en la rejilla son llevadas a interferir, sin embargo la energía de cada uno de los haces así obtenidos no fue suficiente para excitar al pigmento.

Dado que los láseres de nitrógeno como fuente de bombeo no tenían suficiente longitud de coherencia y la energía de los pulsos no era suficiente para excitar al pigmento, se montó el mismo arreglo antes descrito utilizando ahora como bombeo un láser de Nd:YAG duplicado en frecuencia (532 nm), con una energía por pulso de 80 mJ, sin obtenerse tampoco resultados satisfactorios. El problema principal se debió a que no se tenían los elementos ópticos adecuados para obtener sobre la solución de pigmento a los dos haces superpuestos, debiendo enfocar cada uno de los haces por medio de lentes cilíndricas diferentes, lo cual dificultaba la obtención de un buen traslape entre ellos para que se produjera un patrón de interferencia sobre el pigmento con la longitud y visibilidad adecuada.

Podemos concluir que de los dos experimentos mencionados, la baja longitud de coherencia y energía del primer láser de bombeo no permitió obtener emisión láser. Del segundo experimento, a pesar de que ahora sí se contaba con la longitud de coherencia y energía suficientes, no se consiguió obtener un patrón de interferencia con la longitud adecuada, debido a la falta de un sistema que asegurara que existía un buen traslape entre los haces de bombeo, ya que éstos tienen un ancho de aproximadamente 100  $\mu\text{m}$ , en la solución de pigmento.

Así que contando con el láser de Nd:YAG como sistema de bombeo, era necesario encontrar un mecanismo donde se tuviera la capacidad de controlar el traslape entre los haces que crearían el patrón de interferencia en el pigmento. Este mecanismo de control resultó ser un arreglo que utilizaba como divisor de haz un prisma [21,22] montado en una base con tres movimientos ortogonales.

#### 4. ARREGLO EXPERIMENTAL

El arreglo utilizado para obtener emisión láser de un pigmento mediante un sistema de retroalimentación distribuida, consistió en un láser de Nd:YAG, marca Lumonics modelo 1200, triplicado en frecuencia (355 nm); una lente cilíndrica de cuarzo, de 12 cm de distancia focal; un prisma de sílica fundida de ángulo recto, donado al laboratorio por el INAOE; una celda de cuarzo, marca Hellma de  $10 \times 10 \times 50 \text{ mm}^3$ , donde se colocaba

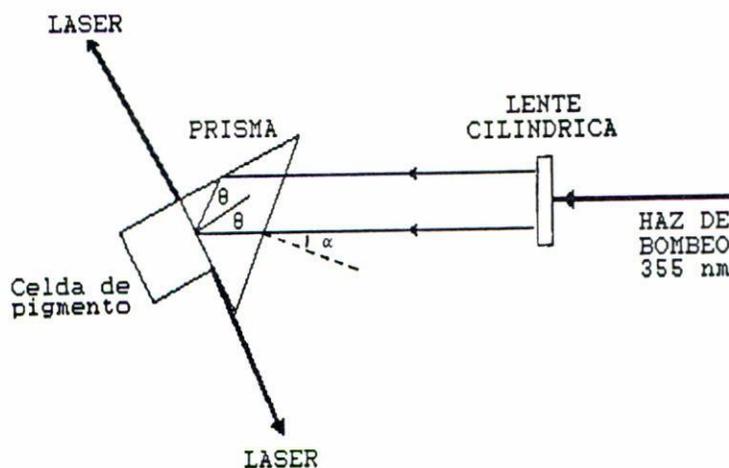


FIGURA 4. Arreglo experimental utilizado.

la solución de diversos pigmentos marca Exciton; y una base giratoria, marca Newport Corporation de  $0.001^\circ$  de precisión.

El haz de bombeo pasaba a través de una lente cilíndrica que permitía enfocararlo en una línea, antes de enfocarse el frente de onda se divide al incidir en el interior del prisma en dos de sus caras, aquellas que forman un ángulo recto, donde una parte del haz era reflejada totalmente mientras que la otra porción sólo se refractaba para incidir sobre la celda que contenía la solución de pigmento, así se obtenían los dos haces que formarían el patrón de interferencia (Fig. 4).

Debido a que los pigmentos son medios que tienen una banda de emisión muy ancha (50 nm, aproximadamente) permiten la sintonía en la emisión, y como se ve en la Ec. (6) se puede tener sintonía en este sistema por medio de un cambio en: 1) índice de refracción del solvente; 2) índice de refracción del prisma; 3) longitud de onda del haz de bombeo y 4) el ángulo  $\theta$  al cual interfieren los haces.

El parámetro que permitió la selección en la longitud de onda de emisión de una manera sencilla fue el ajuste angular, el cual se controlaba por medio de la base giratoria, cambiando así la orientación del prisma con respecto al haz de bombeo y por lo tanto variando  $\theta$ .

El monitoreo de la longitud de onda de emisión para los diferentes pigmentos utilizados se realizó con un espectrómetro marca Photon Technology International con una resolución de 0.5 nm.

El comportamiento temporal de los pulsos de bombeo se midió con un fotodiodo Hamamatsu tipo PIN S1722-02, con ventana de sílica fundida y un rango espectral de 190 hasta 1060 nm, acoplado a un osciloscopio Tektronics de 350 MHz de ancho de banda, el sistema completo detector-osciloscopio, tenía un tiempo de resolución de hasta 3 ns.

El sistema de autocorrelación consistió en hacer pasar el haz del láser obtenido por un interferómetro de Michelson y después a un cristal no lineal, este último fue un cristal de KDP deuterado cortado para dar una señal de segundo armónico por ajuste angular del tipo 1.

El interferómetro utilizado permitía en un principio crear una diferencia de caminos

ópticos entre los dos haces de 14 mm, lo cual sólo permitían medir pulsos cuyo ancho medio de la correlación fuera menor a 46 ps. Por lo tanto fue necesario aumentar ese rango, para ello se modificó el interferómetro colocando uno de sus espejos en una base con movimiento milimétrico a lo largo de un eje, permitiendo una diferencia de hasta 25 mm en los caminos ópticos. Además se tenían todavía otros 5 mm para aumentar la longitud recorrida entre los haces, debido a que el otro brazo del interferómetro, donde estaba colocado el otro espejo, era también móvil.

El haz del DFDL entra al interferómetro de forma colimada, lo cual se logró colocando una lente, de distancia focal de 5 cm, entre la celda que contenía el pigmento y el interferómetro.

Una vez que se obtenían los haces a la salida del interferómetro, éstos se superponían. Mediante una lente de cuarzo (distancia focal 7.5 cm) se enfocó el haz sobre un cristal no lineal. Se utilizó al principio un cristal de ADP [23,24], pero la señal de segundo armónico obtenida era muy débil, aunque la base donde se encontraba colocado el cristal permitía un ajuste angular bastante fino: 1' de precisión. Por esta razón se cambió de cristal por uno de KDP deuterado (marca EG&G) en el cual la señal de segundo armónico era aproximadamente 10 veces más intensa que la obtenida con el cristal anterior, pero donde el ajuste angular se tenía que hacer literalmente a mano, sin ninguna referencia.

La señal obtenida de segundo armónico y haz fundamental era filtrada y enfocada sobre un fotodiodo tipo PIN, el cual se conectaba a un integrador donde la señal era amplificada y promediada sobre varios pulsos.

El integrador, marca Stanford Research, permitía obtener solamente la lectura de la señal de segundo armónico por medio de un ajuste del cero del equipo, eliminando así aquella señal no proveniente de la generación de segundo armónico. Esto se realizó ajustando a cero la lectura del integrador cuando se desintonizaba angularmente al cristal, por tanto no había segundo armónico generado. Una vez hecho esto la señal se amplificó 20 veces, por medio de un ajuste de la sensibilidad del integrador. El integrador estaba además sincronizado a la emisión del láser con un retraso de 1  $\mu$ s, y por medio de una ventana en el integrador, de 30 ns, era registrada la señal proveniente del fotodiodo. El ancho de esta ventana se escogió así debido a que con ella se obtuvo la lectura más alta, por parte del integrador, en la detección de segundo armónico. El arreglo utilizado para obtener la correlación y la detección de los pulsos se muestra en la Fig. 5.

## 5. RESULTADOS EXPERIMENTALES

El láser de bombeo, Nd:YAG, consta de una etapa osciladora y una amplificadora, siendo sólo utilizada la etapa osciladora en los experimentos descritos a continuación. La energía por pulso de este láser se midió entre 50 y 100 mJ para una frecuencia, en la emisión de los pulsos, entre 1 y 10 Hz, respectivamente. El ancho temporal de los pulsos se midió, con el osciloscopio Tektronics, entre 7.5 y 8 ns. La divergencia del haz era de 1 mrad con un diámetro a  $1/e^2$  en intensidad de 8 mm. La longitud de coherencia, medida con un interferómetro de Michelson, fue de 4.5 mm.

Las características de la emisión obtenida por el DFDL fueron las siguientes:

i) La distribución espacial de la emisión era de forma alargada, teniendo dos tipos de

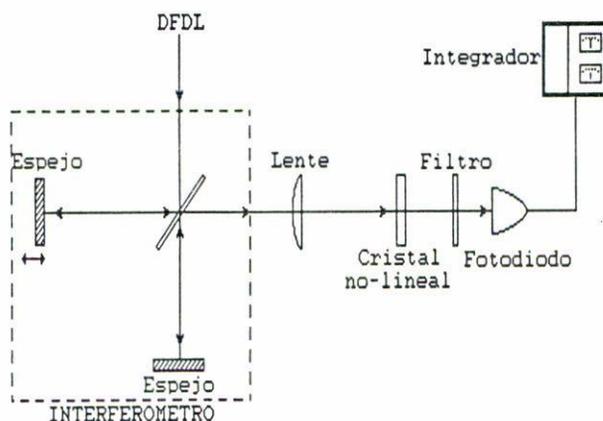


FIGURA 5. Sistema utilizado para realizar la autocorrelación de los pulsos del DFDL.

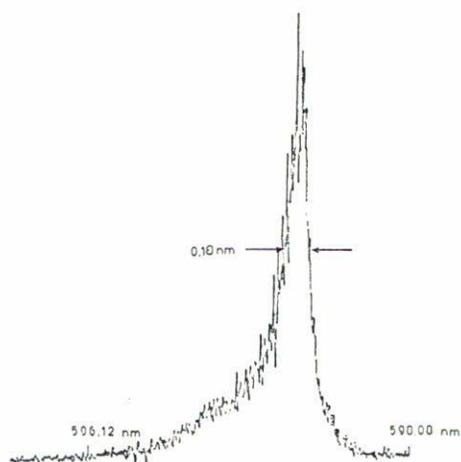


FIGURA 6. Ancho espectral de la emisión del DFDL a 600 nm emitido por la rodamina 6G, tomado con un espectrómetro doble de un metro, marca Spex.

divergencia, la divergencia en la dirección horizontal fue de 45 mrad y en la dirección vertical de 9 mrad. Esta observación se realizó midiendo la sección transversal de la emisión a 84 cm de la celda que contenía al pigmento.

ii) El ancho espectral del DFDL, correspondiente a una longitud de onda de emisión de 600 nm utilizando rodamina B, fue de 0.18 nm (Fig. 6). La medida se realizó con un espectrómetro doble, marca Spex, de 1 m de distancia focal.

iii) La emisión observada del DFDL era no polarizada, aunque en algunos trabajos [25, 26] se menciona que esto depende de la viscosidad del solvente, la polarización y longitud de onda del haz de bombeo utilizado. En este trabajo no se hicieron experimentos para corroborar estos resultados.

iv) La energía de los pulsos emitidos por el DFDL no pudo ser cuantificada con los

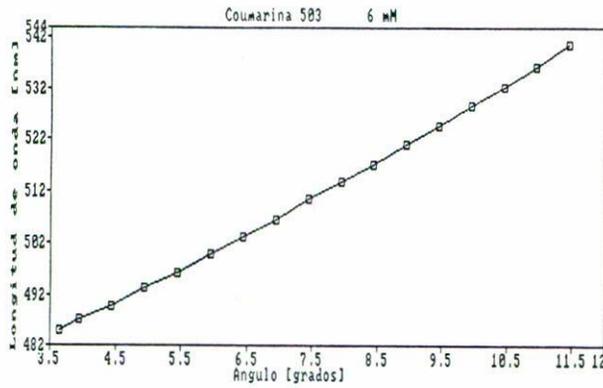


FIGURA 7. Longitud de onda de emisión contra ángulo para coumarina 503.

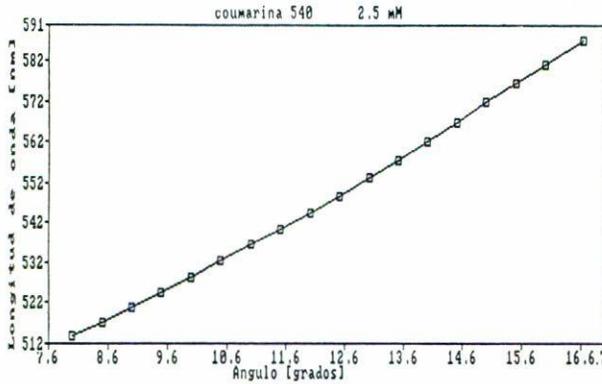


FIGURA 8. Longitud de onda de emisión contra ángulo para coumarina 540.

instrumentos disponibles en el laboratorio y, aunque se trató de obtener por medio de medidas indirectas, los resultados obtenidos no fueron satisfactorios.

Para mostrar la capacidad de selección de longitud de onda del DF DL se utilizaron cuatro pigmentos diferentes cuyas concentraciones adecuadas para obtener la emisión del DF DL fueron aquellas reportadas en el catálogo de pigmentos de Exciton para una longitud de onda de excitación de 337 nm [27].

Los pigmentos utilizados fueron: coumarina 503, coumarina 540, rodamina 6G y rodamina B. Las concentraciones a las cuales se encontraban disueltos los pigmentos en etanol,  $n_d = 1.36$ , fueron de 6.0 mM, 2.5 mM, 2.5 mM y 4.0 mM, respectivamente.

En las Figs. 7, 8, 9 y 10 se muestra la gráfica de longitud de onda de emisión contra ángulo obtenida para los diferentes pigmentos. Como vemos con estos pigmentos se puede cubrir la región entre 485 y 645 nm. Debemos apuntar que la intensidad de emisión para los diferentes ángulos variaba, obteniéndose la máxima intensidad en el máximo de la emisión fluorescente del pigmento correspondiente. El ángulo mostrado en las gráficas (que llamaremos  $\alpha$ , Fig. 4, es más fácil de medir experimentalmente) es aquel que forman la normal de la cara más larga del prisma y el haz de bombeo, cuya relación con el ángulo

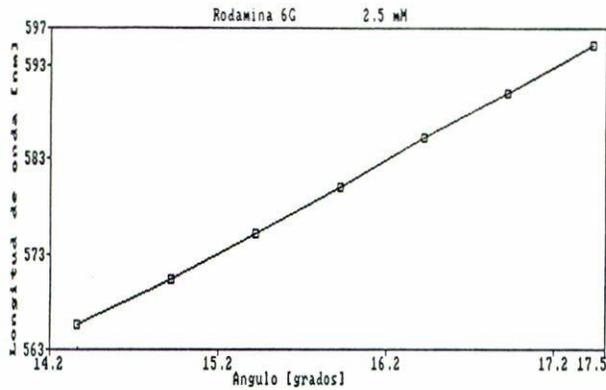


FIGURA 9. Longitud de onda de emisión contra ángulo para rodamina 6G.

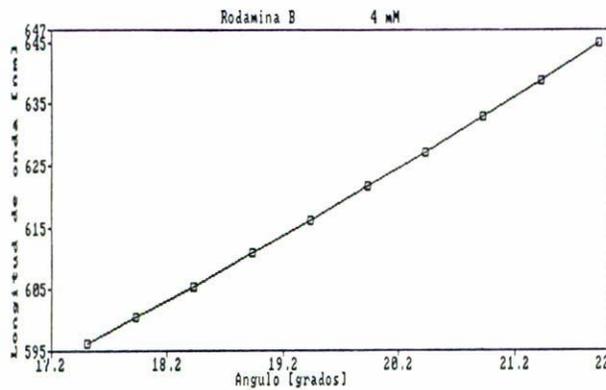


FIGURA 10. Longitud de onda de emisión contra ángulo para rodamina B.

$\theta$  en las ecuaciones anteriores es:

$$\alpha = \text{sen}^{-1}[n_p \text{sen}(45^\circ - \theta)], \tag{7}$$

donde el ángulo de  $45^\circ$  resulta en los cálculos al asumir que se está utilizando un prisma de ángulo recto.

Como se mencionó anteriormente, existen varios parámetros con los cuales uno puede cambiar la longitud de onda de emisión del DF DL, para un pigmento determinado. Era de interés observar cómo afectaba un cambio de la concentración del pigmento en la longitud de onda y rango de emisión del DF DL, que aunque no es un parámetro que aparezca explícitamente en la Ec. (6) es importante para determinar las características de la emisión láser. Para esto se utilizó rodamina 6G con una concentración menor a la utilizada anteriormente, siendo ésta ahora de 1 mM en etanol. El rango de emisión disminuyó cubriendo sólo 9 nm y se corrió un poco la emisión hacia el rojo con respecto a un mismo ángulo en la emisión anteriormente observada. En cuanto a las características espaciales de la emisión, ésta era de menor calidad ya que ahora la intensidad de la emisión láser era menor a la de la fluorescencia. La gráfica de la longitud de onda contra ángulo se muestra en la Fig. 11.

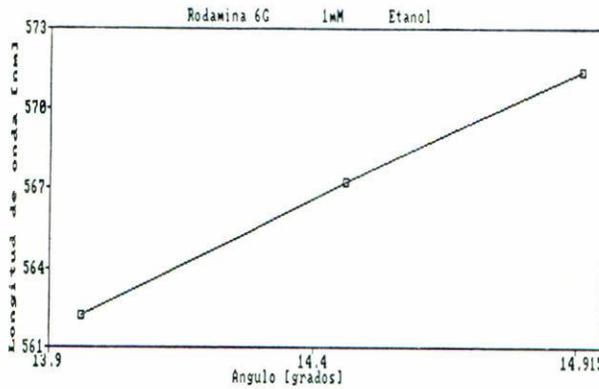


FIGURA 11. Longitud de onda de emisión contra ángulo para rodamina 6G con una concentración de 1 mM.

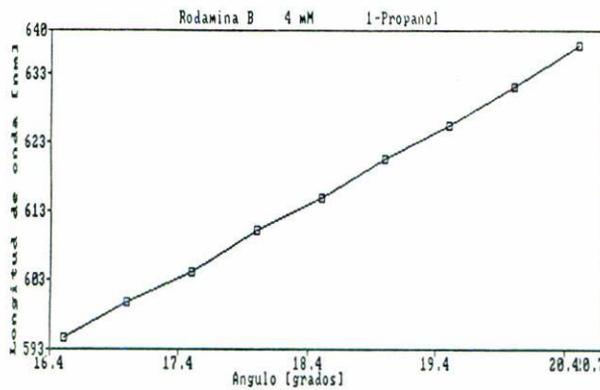


FIGURA 12. Longitud de onda de emisión contra ángulo para rodamina B en 1-Propanol.

Otro parámetro que se varió fue el índice de refracción de la solución. Se utilizó para ello ahora como solvente 1-Propanol, cuyo índice  $n_d$  es de 1.382 y se utilizó para disolver rodamina B con una concentración de 4mM. En ésta el rango de emisión no cambió, pero se corrió 8 nm hacia el rojo, esto debido a la dependencia lineal entre la longitud de onda y el índice de refracción (Fig. 12).

La caracterización temporal de los pulsos no podía ser realizada por medio de un conjunto fotodetector-osciloscopio, sino por medio de una técnica de correlación, como mencionamos anteriormente.

La técnica de correlación utilizada es conocida como autocorrelación por medio de la generación de segundo armónico. Esta permite obtener la información temporal del pulso por medio de la intensidad generada del segundo armónico.

Como sistema de detección se empezó utilizando un fotodiodo (Hamamatsu S1722-02) conectado a un osciloscopio, marca Tektronix con un ancho de banda de 350 Mhz, para determinar la intensidad de segundo armónico generado por la autocorrelación en el cristal no lineal. Sin embargo la lectura obtenida de segundo armónico (en intensidad) directamente del osciloscopio era muy pequeña, y no existía una clara diferencia entre la señal con segundo armónico y sin él.

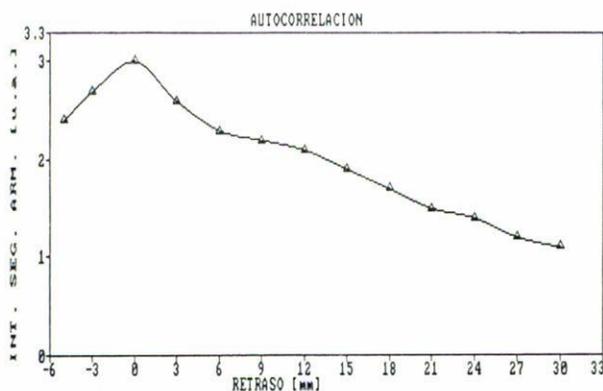


FIGURA 13. Autocorrelación obtenida para pulsos emitidos por el DFDL utilizando rodamina B (4 mM en etanol) y una frecuencia de excitación de 5 Hz.

De lo expuesto anteriormente se sabe que debería existir un contraste de 3 a 1 entre la señal de máxima intensidad de segundo armónico y la mínima, pero al realizar la correlación con el sistema de detección antes descrito no se obtuvo nunca tal contraste. Lo cual no daba ninguna certeza de que la correlación fuera adecuada.

Posteriormente, la señal del fotodiodo se llevó a un sistema integrador (en inglés "Box Car"), de donde se pudo obtener una buena señal en la detección de segundo armónico producido por la autocorrelación, esto debido a que el integrador permitió amplificar la señal proveniente del fotodiodo, quitar la señal de fondo (aquella luz que no provenía del segundo armónico generado) y promediar sobre varios pulsos.

Para que el integrador realizara lo anterior se sincronizó con la emisión del láser de Nd:YAG, dándole un retraso de  $1 \mu\text{s}$ , el tiempo de muestreo del integrador se escogió de 30 ns, ya que con éste se obtuvo la máxima lectura en la intensidad de segundo armónico detectado, por último la señal se amplificó de 10 a 20 veces y se promedió sobre 30 pulsos. En el sistema integrador se puede fijar la línea de referencia. Esta se escogió de tal manera que la lectura fuera cero cuando se desintonizaba el cristal angularmente, por tanto no se producía segundo armónico.

Dado que la energía de los pulsos del láser de bombeo aumenta al incrementar la frecuencia de emisión, se realizaron dos correlaciones a diferentes frecuencias para observar el efecto de la energía de bombeo en la duración de los pulsos.

Las frecuencias de emisión de los pulsos de bombeo para realizar las correlaciones fueron de 2 Hz y 5 Hz. El pigmento utilizado fue rodamina B a una concentración de 4 mM, disuelto en etanol. La longitud de onda de emisión del DFDL fue de 600 nm.

La correlación obtenida por medio de generación de segundo armónico es de orden dos y por lo tanto es simétrica, para tratar de comprobar esto se realizó una correlación que mostrase este comportamiento. Pero debido a las limitaciones, en cuanto al retraso que se podía realizar, en el interferómetro, sólo fue posible obtener un retraso de 5 mm antes de obtener la intensidad máxima en segundo armónico (Fig. 13). Esta correlación se obtuvo a una frecuencia de bombeo de 2 Hz utilizando rodamina B.

Los datos obtenidos en las correlaciones fueron ajustados a una gaussiana, ya que la

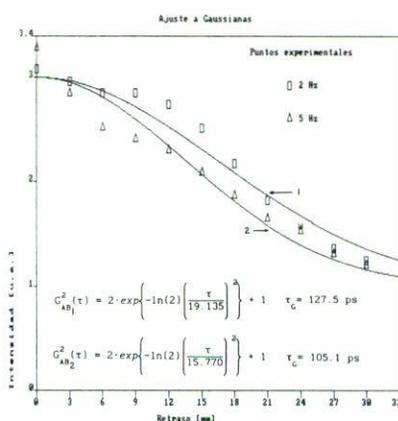


FIGURA 14. Ajuste a gaussianas de las correlaciones obtenidas del DFDL utilizando rodamina B a frecuencias de bombeo de 2 y 5 Hz.

correlación obtenida no da información sobre la forma de los pulsos. En la Fig. 14 se muestran estos ajustes para dos condiciones experimentales.

Para el caso de una frecuencia de bombeo de 2 Hz se obtuvo que la correlación se ajusta a una gaussiana de ancho total a media intensidad (FWHM) de 127.56 ps. Lo que, de acuerdo con la relación que existe entre el ancho de la correlación y el ancho de un pulso gaussiano,  $\tau_p = 0.7071\tau_G$  (donde  $\tau_p$  es ancho del pulso y  $\tau_G$  es el ancho de la correlación), da un ancho en los pulsos producidos por el DFDL de 90.2 ps. Para una frecuencia de 5 Hz se obtuvo una correlación de ancho 105.15 ps lo que corresponde a pulsos de 74.35 ps.

De lo anterior podemos concluir que a medida que la energía de bombeo aumenta, los pulsos producidos por el DFDL tienden a ser más cortos temporalmente. Estos resultados son consistentes con simulaciones numéricas que hemos realizado. La correlación así obtenida es un promedio en la duración de los pulsos que intervinieron en la autocorrelación. Sin embargo existe un límite para la energía de los pulsos de bombeo ya que llega un momento en que satura al pigmento decreciendo la intensidad de emisión láser obtenida.

El producto del ancho frecuencial y la duración de los pulsos ( $\Delta\nu \Delta\tau$ ) fue de 131 y 108 para una frecuencia de bombeo de 2 y 5 Hz, respectivamente, lo que muestra que todavía los pulsos obtenidos están bastante lejos de ser limitados en Fourier ( $\Delta\nu \Delta\tau \geq 0.4413$ ).

## 6. CONCLUSIONES

En este trabajo se obtuvo emisión láser mediante un mecanismo de retroalimentación distribuida, al interferir dos haces provenientes de un láser de Nd:YAG triplicado en frecuencia, en un pigmento. Este sistema permite la sintonización en la longitud de onda de manera sencilla, la duración de los pulsos se reduce de 8 ns a 74 ps, es decir, un factor de aproximadamente dos órdenes de magnitud.

La generación de pulsos ultracortos sintonizables en frecuencia permite acceder al estudio espectroscópico en sistemas con relajamientos muy rápidos. Asimismo, la capacidad de transmisión de información aumenta a medida que se utilizan pulsos más cortos, de

ahí el interés tecnológico de estos sistemas. Actualmente estamos estudiando algunas aplicaciones en estas direcciones.

El estado actual en la generación óptica de pulsos ultracortos se encuentra alrededor de 6 fs [4]. Estos pulsos se obtienen en cascada de compresiones de un pulso originalmente ancho. Nuestro trabajo está encaminado a desarrollar en México estas técnicas de compresión.

#### AGRADECIMIENTOS

M.D. Iturbe Castillo y J. Sánchez Mondragón agradecen a E. Haro Poniatowski y M. Fernández Guasti, así como al personal del laboratorio de óptica cuántica de la UAM-Iztapalapa, su colaboración y el generoso acceso a sus medios experimentales para la realización de este trabajo y que nos permite satisfacer nuestra propuesta personal al proyecto CONACYT-Espectroscopia Subnatural I.

#### REFERENCIAS

1. French y Taylor, *Laser Focus World* **25**, (1989) 59.
2. Manuel Fernández G. y Raúl Rangel R., *Rev. Mex. Fís.* **36** (1990) 118.
3. T. Meng *et al.*, *Rev. Mex. Fís.* **36** (1990) 335.
4. W. Rudolph y B. Wilhelmi, *Light Pulse Compression*, London, Harwood Academic Publishers (1989).
5. H. Kogelnik y C.V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **18** (1971) 152.
6. I.N. Duling y M.G. Raymer, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-20** (1984) 1202.
7. M. Sargent *et al* *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-16** (1980) 465.
8. N.M. Lawandy, *Appl. Phys.* **27** (1982) 177.
9. J-C. Diels, E.W. Van Stryland y D. Gold, en *Picosecond Phenomena*, C.V. Shank, E.P. Ippen y S.L. Shapiro, eds., New York, Springer Verlag (1979).
10. J.A. Giordmaine *et al.*, *Appl. Phys. Letters* **11** (1967) 216.
11. E.P. Ippen y C.V. Shank, en *Ultrashort Light Pulses*, S.L. Shapiro, ed., New York, Springer Verlag (1977).
12. M. Maier, W. Kaiser y A. Giordmaine, *Appl. Phys. Letters* **17** (1966) 1275.
13. J.A. Armstrong, *Appl. Phys. Letters* **10** (1967) 10.
14. A.J. Demaria, en *Progress in Optics IX*, E. Wolf, ed., New York, North-Holland Publishing Company (1971).
15. C. Kittel, *Introduction to solid state Physics*, USA, John Wiley & Sons Inc. (1975).
16. Z. Bor, B. Rács, L. Kozma, A.N. Rubinov, T. Sh. Efediev, *Opt. Commun.* **24** (1978) 265.
17. Z. Bor, *Opt. Commun.* **29** (1979) 103.
18. Z. Bor, *IEEE J. Quant. Electron.* **QE-16** (1980) 517.
19. J. Jasny, *Opt. Commun.* **53** (1985) 238.
20. T. Sh. Efediev, V.M. Katarkevich y A.N. Rubinov, *Opt. Commun.* **55** (1985) 347.
21. S. Chandra, N. Takeuchi y S.R. Hartman, *Appl. Phys. Lett.* **21** (1972) 144.
22. T. Sh. Efediev y A.N. Rubinov, *Sov. J. Quant. Electron.* **5** (1975) 478.
23. M. Yamada, Memorias del duodécimo Congreso de la Academia Mexicana de Ingeniería.
24. R. Rangel R., Tesis de Maestría, UAM-I (1989).
25. G. Szabó, Z. Bor y A. Müller, *Appl. Phys.* **39** (1983) 99.
26. V. Masilamani, L. Pozzi y F. Docchio, *Appl. Phys. B* **37** (1985) 35.
27. Exciton, Chemical Co., Panfleto comercial (1984).