



UNIVERSIDAD DE  
GUANAJUATO

UNIVERSIDAD DE GUANAJUATO

---

---

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN OPTICA A.C

GENERACION Y MEDIDA DE PULSOS OPTICOS  
DE PICOSEGUNDOS POR MEDIO DE  
UN LASER DE PIGMENTO CON RETROALIMENTACION DISTRIBUIDA

TESIS QUE PRESENTA

*Marcelo David Stuardo Castillo*

PARA OBTENER EL GRADO DE:  
MAESTRO EN CIENCIAS

LEON, GTO.

MARZO 1991

A mis padres:

Vicente y Margarita

A mis hermanos:

Roberto y Simón, Paco y Miguel,

Gerardo y Judith, Tere y Juvenal,

Vicente y Fernando.

A la familia García Quirino

En especial a Gloria Palacios

Por lo que representaron en mi vida: amor

## AGRADECIMIENTOS

Agradezco de manera especial al Dr. Javier Sánchez Mondragón y al Dr. Manuel Fernández Guasti el haber dirigido mi trabajo de tesis, por su confianza y amistad.

Agradezco al Dr. Emmanuel Haro Poniatowski las facilidades brindadas para que este trabajo se realizara en Laboratorio de Óptica Cuántica de la UAM-Iztapalapa, además de la amistad mostrada.

Agradezco al Dr. Vicente Aboites Manrique sus valiosos comentarios a cerca de este trabajo, además por la ayuda brindada en la terminación de éste.

Manifiesto mi sincero agradecimiento a todos los integrantes del laboratorio de Óptica Cuántica de la UAM-Iztapalapa: Carlos García, Agustín Silva, J. Luis Hernández, Augusto García, Santiago Camacho y Raúl Rangel.

Agradezco a mis compañeros del Área de Óptica Cuántica y Láseres del CIO: Cuauhtémoc Aguilera, Gabriel Arrollo, Hector Castro, Joel Cortes, Sabino Chávez, Apolinar Iribe, Antonio Meneses, Hector Moya, Rubén Ramos, Julio C. Sánchez, Vicente Sánchez, Luis A. Torres y Argeo Vázquez.

También agradezco a mis compañeros de estudios por su apoyo: Andrés Estrada, Alejandro Gil, Hugo Morales, Luis Murillo, Elías Pérez y Francisco Villa.

## INDICE

CAPITULO 1. INTRODUCCION	1
1.1 INTRODUCCION.....	1
1.2 LASER DE PIGMENTO CON RETROALIMENTACION DISTRIBUIDA (DFDL).....	4
1.3 TECNICAS PARA MEDIR PULSOS CORTOS.....	6
1.4 ESTRUCTURA DE ESTA TESIS.....	9
CAPITULO 2. SIMULACION NUMERICA DEL COMPORTAMIENTO TEMPORAL DEL DFDL	11
2.1 PIGMENTOS.....	12
2.2 ECUACIONES DE RAZON PARA UN DFDL.....	18
2.3 METODO NUMERICO DE SOLUCION.....	23
2.4 RESULTADOS NUMERICOS.....	25
CAPITULO 3. FUNCIONES DE CORRELACION	34
3.1 FUNCIONES DE CORRELACION DE N-ESIMO ORDEN.....	38
3.2 FUNCIONES DE AUTOCORRELACION DE N-ESIMO ORDEN..	40
3.3 FUNCION DE AUTOCORRELACION DE ORDEN DOS.....	41

CAPITULO 4. ARREGLO EXPERIMENTAL	45
4.1 LONGITUD DE ONDA DE EMISION DE UN DFDL.....	46
4.2 ARREGLOS EXPERIMENTALES PRELIMINARES.....	49
4.3 LABOR DE BOMBEO.....	55
4.4 DFDL CON PRISMA.....	57
4.4.1 Prisma.....	57
4.4.2 Base giratoria.....	60
4.4.3 Celda de cuarzo.....	60
4.4.4 Alineacion del DFDL.....	61
4.5 AUTOCORRELADOR.....	62
4.5.1 Interferometro.....	62
4.5.2 Sistema generador de segundo armónico....	63
4.6 SISTEMA DE DETECCION.....	63
CAPITULO 5. RESULTADOS EXPERIMENTALES.	66
5.1 CARACTERISTICAS DEL DFDL.....	67
5.2 GENERACION DE DFDL CON DIFERENTES PIGMENTOS....	69
5.3 EFECTO DE ALGUNOS PARAMETROS SOBRE EL DFDL.....	74
5.4 DETERMINACION EXPERIMENTAL DE LA DURACION DE LOS PULSOS.....	78
CAPITULO 6. CONCLUSIONES.	83
BIBLIOGRAFIA.	85

## CAPITULO 1

### INTRODUCCION

#### *1.1 Introduccion*

El tener fuentes de luz pulsadas nos permite estudiar fenómenos que ocurren a nuestro alrededor con más detalle. Así como con un destello de luz producido por una cámara fotográfica se puede captar en una película fotográfica aquellas acciones que ocurrieron durante el tiempo que duró el destello de luz, así mientras menos dure ese destello mejor se podrán captar aquellos procesos que ocurran a gran velocidad.

Muchos procesos físicos, químicos y biológicos ocurren a escalas de tiempo entre 0.1 y 100 picosegundos (1 picosegundo =  $10^{-12}$  segundos). Debido a esto fue hasta 1980 cuando estudios experimentales de estos procesos pudieron ser posibles, ya que antes no se contaba ni con la óptica ni con la electrónica capaz de resolver tales intervalos de tiempo.

Procesos en la región de los picosegundos (ps) pueden ser estimulados por excitación óptica y son también frecuentemente

acompañados por algún cambio de las propiedades ópticas de las muestras, tales como absorción, reflexión, índice de refracción, birrefringencia, fluorescencia, etc.. Métodos ópticos pueden ser empleados para investigarlos. La característica común de estos métodos es el uso de pulsos potentes ultracortos (1 a 100 ps). Tales pulsos pueden ser generados por láseres de modos amarrados, bombeo sincronizado, de retroalimentación distribuida, etc.

En comunicaciones los pulsos cortos representan mayor capacidad en la transmisión de información, ya que entre más cortos sean los pulsos es mayor el número de datos que se pueden transmitir en un determinado intervalo de tiempo, así se aumenta la transmisión de información.

Lo anterior nos lleva a un área de la óptica contemporánea conocida como fenómenos ultrarrápidos [Shapiro, 1977; Shank, Ippen y Shapiro, 1978; Hochstrasser, Kaiser y Shank, 1980; Eisinger *et al.*, 1982], la cual trata de la generación de pulsos cortos así como de su detección y aplicaciones. Actualmente las escalas de tiempo a las cuales se puede llegar por medio de pulsos ópticos es de unos cuantos femtosegundos (1 femtosegundo =  $10^{-15}$  segundos) [Valdmanis, Fork y Gordon, 1985].

Obtener pulsos ópticos cortos en un láser requiere de incluir un medio (absorbedor saturable, celda pockells, etc.) dentro del resonador mismo del láser [Ippen, Shank y Dienes, 1972; Fork, Greene y Shank, 1981; Smith *et al.*, 1985], además de requerir de una gran estabilidad mecánica en todas las componentes del láser [Meng *et al.*, 1990].

Usualmente en un sistema laser la retroalimentación necesaria para la acción laser es dada por un resonador el cual consiste de de dos o más espejos. Kogelnik y Shank (1971) mostraron que ésta retroalimentación puede ser generada por una modulación periódica del índice complejo de refracción del medio activo por dispersión (reflección) de Bragg sobre la estructura periódica y se puede emplear este principio en medios sólidos, líquidos, gaseosos y semiconductores. Estos sistemas son muy compactos y no requieren de gran estabilidad mecánica.

La obtención de oscilación laser en un pigmento por medio de un sistema con retroalimentación distribuida se debió a Shank, Bjorkholm y Kogelnik en 1971, y la observación de que estos sistemas producían un tren de pulsos del orden de picosegundos fué realizada por Z. Bor hasta 1979.

En un principio se utilizaron láseres de rubí [Shank, Bjorkholm y Kogelnik, 1971; Chandra, Takeuchi y Hartmann, 1972], Nd:YAG duplicado en frecuencia [Éfediev y Rubinov, 1975] y nitrógeno [Rubinov et al., 1977; Bor, 1979] para bombear estos sistemas (con duración de los pulsos de bombeo de unos cuantos nanosegundos). Posteriormente se han usado láseres de Nd:YAG [Szabó, Bor y Müller, 1983] y excímero (pulsos de bombeo de unos cuantos picosegundos) [Szatmári y Schäfer, 1983] pudiendo en algunos sistemas obtener pulsos de unos cientos de femtosegundos [Szatmári y Rácz, 1987].

El propósito de esta tesis fue la de obtener emisión laser con un sistema de retroalimentación distribuida en un pigmento y caracterizar temporalmente los pulsos obtenidos.



## 1.2 Laser de pigmento con retroalimentación distribuida (DFDL)

Los medios activos con una banda de emisión ancha son de interés ya que uno puede tener una sintonía en la longitud de onda de emisión y en particular porque se pueden obtener pulsos de luz extremadamente cortos [French y Taylor, 1989], es por eso que fue de interés obtener radiación laser de un medio activo como el de los pigmentos, utilizando un sistema de retroalimentación distribuida (este sistema lo llamaremos DFDL del acrónimo en inglés "Distributed Feedback Dye Laser"). Estos sistemas son además muy compactos y estables.

En un DFDL la modulación del índice de refracción complejo es creada al bombear al pigmento con un patrón de franjas formado por la interferencia de dos haces coherentes. Esta modulación crea una selectividad en la frecuencia e introduce la retroalimentación necesaria para la oscilación laser. Dando lugar la emisión de radiación con una longitud de onda  $\lambda_L$  dada por

$$\lambda_L = 2 n_s \Lambda \quad (1.1)$$

donde  $n_s$  es el índice de refracción de la solución a la longitud de onda  $\lambda_L$  y  $\Lambda$  es la separación de las franjas del patrón de interferencia, y está dado por

$$\Lambda = \lambda_p / 2 \text{ Sen}\theta \quad (1.2)$$

donde  $\lambda_p$  es la longitud de onda del haz de bombeo y  $\theta$  es la mitad del ángulo al cual interfieren los haces.

Sustituyendo esta última expresión en (1.1) obtenemos que

$$\lambda_L = n_s \lambda_p / \text{Sen } \theta \quad (1.3)$$

El como se obtienen los dos haces que interfieren nos lleva a varios arreglos, los cuales pueden consistir de : 1) una rejilla de difracción; 2) divisor de haz; 3) o un prisma.

Dadas las limitaciones que se tuvieron tanto en conseguir rejillas de difracción de una frecuencia alta (aproximadamente 2440 líneas/mm) y de componentes ópticas, se decidió utilizar un prisma para obtener los haces que interfieren en la solución de pigmento [Chandra, Takeuchi y Hartmann, 1972]. Para un sistema que utiliza un prisma la longitud de onda de emisión laser se encuentra dada por

$$\lambda_L = n_s \lambda_p / n_p \text{ Sen } \theta \quad (1.4)$$

donde  $n_p$  es el índice de refracción del prisma a la longitud de onda  $\lambda_p$ .

Como vemos existen varias formas para obtener sintonía en un sistema de este tipo: a) variando el índice de refracción del solvente  $n_s$ ; b) cambiando la longitud de onda del bombeo  $\lambda_p$ ; cambiando el material del prisma utilizado, o sea cambiando  $n_p$ ; y d) por medio de una variación en el ángulo  $\theta$  al cual interfieren los haces.

### 1.3 Técnicas para medir pulsos cortos

La demostración de que un sistema de DFDL produce pulsos cortos en la región de los picosegundos será el tema del capítulo siguiente, en esta sección solo se considerarán las técnicas para caracterizar temporalmente estos pulsos.

Los medios usuales para determinar la evolución temporal de un laser son un detector y un osciloscopio. Este conjunto en los mejores casos tienen tiempos de resolución de hasta 200 ps. Lo que nos dice que para resolver pulsos de menor duración este sistema se vuelve inadecuado.

Se pueden usar detectores conocidos como "streak cameras" las cuales alcanzan a resolver hasta 1 ps [Diels, 1989], pero cuyos costos las hacen sistemas difícilmente accesibles. Actualmente se sigue investigando para hacer que estos sistemas alcancen tiempos de resolución aún menores.

Se pueden emplear técnicas indirectas para medir los pulsos y son las que actualmente se utilizan para la caracterización temporal de pulsos del orden de femtosegundos. Estas técnicas son conocidas como de correlación ya que la información se obtiene a partir de un traslape espacial de los pulsos a medir.

Mencionaremos en primer lugar la técnica de fluorescencia de dos fotones en la cual la información de la estructura de los pulsos se determina a partir del patrón de fluorescencia registrado fotográficamente al propagar contrariamente los pulsos en un medio líquido el cual exhibe ese efecto no-lineal. Se puede usar para ello un arreglo como el mostrado en las figura 1.1. Como

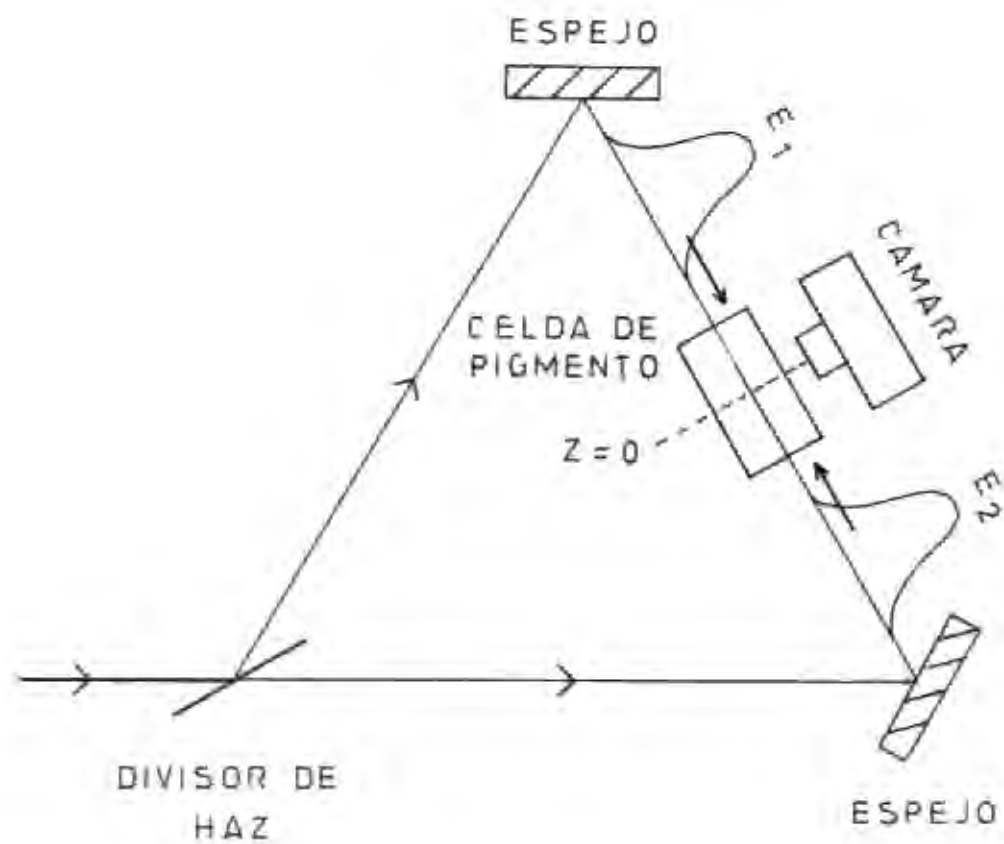


FIGURA 1.1 Arreglo experimental para realizar la autocorrelación de pulsos por medio de la técnica de fluorescencia de dos fotones.

mencionamos el patrón de fluorescencia es grabado en una película fotográfica y luego se toma su traza con un microdensitómetro para determinar su duración temporal [Weber, 1966; Armstrong, 1967; Giordmaine et al., 1967].

En este caso la densidad de luz registrada tendrá un comportamiento dado por la función

$$f(\tau) = 1 + 2 G(\tau) \quad (1.5)$$

con

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

donde E es el campo eléctrico de los pulsos y  $\tau$  es un retraso temporal de uno de ellos.

Otra técnica conocida como de generación de segundo armónico sirve también para determinar las características temporales de los pulsos. El arreglo básico consiste en dividir el haz en dos, pasando uno de ellos por una trayectoria fija y el otro por una variable, combinándose después en un cristal no-lineal que producirá el segundo armónico del haz fundamental. La potencia promedio de segundo armónico del haz combinado es grabada como una función del retraso del haz que recorre una trayectoria variable. Hay varias formas de dividir y recombinar los haces, de realizar el retraso óptico y de llevar a cabo la detección. Todo esto nos lleva a varios esquemas particulares.

Para crear el retraso óptico de uno de los haces se utilizan por lo general diferentes tipos de interferómetros, siendo el más comúnmente usado el de Michelson.

La función de correlación que se obtiene con la técnica de generación de segundo armónico es igual a la obtenida por fluorescencia de dos fotones, aunque se puede obtener una correlación conocida como de "segundo armónico sin fondo" y de donde solo se obtiene la función de correlación  $G(\tau)$ .

Se puede también obtener con esta técnica un despliegue de la correlación en tiempo real o por medio de segundo armónico no-colineal obtener la correlación de un pulso sencillo.

#### 1.4 Estructura de esta tesis

En el capítulo 2 se presenta un modelo del laser de pigmento con retroalimentación distribuida en el tratamiento de ecuaciones de razón para determinar las características temporales de éste, es aquí donde podemos decir que éste tipo de sistemas son una fuente de de pulsos del orden de picosegundos, en las condiciones que experimentalmente se obtendrá.

En el capítulo 3 se presenta un análisis teórico de las funciones de correlación dando énfasis a la que se obtiene con la técnica de generación de segundo armónico colineal.

En el capítulo 4 mostraremos el arreglo y equipo experimental utilizado para obtener radiación laser por medio de DFDL, así como para medir los pulsos obtenidos del DFDL.

En el capítulo 5 se mostrarán los resultados experimentales obtenidos tanto del DFDL como de las correlaciones usadas para

caracterizar temporalmente los pulsos, estando estos entre 60 y 100 ps.

Finalmente se presentan las conclusiones de este trabajo así como las perspectivas para trabajos complementarios o a futuro.

## CAPITULO 2

### SIMULACION NUMERICA DEL COMPORTAMIENTO TEMPORAL DEL DFDL

El análisis teórico de un sistema laser con retroalimentación distribuida en un pigmento ha llevado a diversos tratamientos para determinar el comportamiento temporal: uno de ecuaciones de razón y otro semiclásico.

El tratamiento de ecuaciones de razón [Bor, 1980; Bor *et al.*, 1982] se ajusta bien cuando la duración de los pulsos del laser de bombeo son del orden de unos cuantos nanosegundos y la longitud del medio excitado es de unos cuantos milímetros, pero cuando se utilizan pulsos de bombeo más cortos entonces es necesario recurrir al tratamiento semiclásico [Sargent *et al.*, 1980; Duling y Raymer, 1984; Süsse y Weidner, 1985] en el cual también se pueden incluir efectos tales como el de "hole burning". El tratamiento semiclásico da una idea más precisa de lo que sucede en el medio activo al ir evolucionando hasta producir los pulsos. Sin embargo nos lleva a un conjunto de ecuaciones diferenciales en



derivadas parciales, tanto en la posición como en el tiempo acopladas, las cuales resultan más complejas de resolver que las obtenidas con un tratamiento de ecuaciones de razón.

En la primera sección se describe como es que un pigmento sirve como medio activo para un laser. En la segunda sección se obtendrán las ecuaciones de razón que rigen este tipo de lasers y en la sección siguiente se describirá la manera en que se resolvieron numéricamente las ecuaciones, así como los parámetros utilizados del sistema.

En la última sección se mostrarán los resultados obtenidos de la simulación numérica, así como la influencia de algunos parámetros en las características temporales de los pulsos.

## 2.1 Pigmentos

Los pigmentos son compuestos orgánicos que tienen una alta absorción en la parte visible del espectro, ya que poseen varios enlaces dobles conjugados. Un enlace doble consta de un enlace  $\sigma$  y un enlace  $\pi$ . Los electrones de un enlace  $\sigma$  se caracterizan por poseer funciones de onda con simetría rotacional con respecto a la dirección del enlace, es decir, a la línea que conecta a los dos núcleos que intervienen en el enlace. Los electrones de los enlaces  $\pi$  se caracterizan por funciones de onda con un nodo en el núcleo y con simetría rotacional a lo largo de una línea que pasa por los núcleos y es normal al plano subtendido por los orbitales de los enlaces del carbono. Si dos dobles enlaces están separados por un enlace sencillo, los dobles enlaces son llamados conjugados.

Los espectros de absorción de los pigmentos pueden explicarse a un nivel semicuantitativo en base a un modelo simple: Todos los átomos de la cadena conjugada de la molécula están contenidos en un mismo plano y unidos por enlaces  $\sigma$ , mientras que los electrones  $\pi$  tienen un nodo en el plano de la molécula, a lo largo de toda la cadena conjugada. Así el potencial electrostático que sienten los electrones  $\pi$  se puede considerar como constante, en una primera aproximación, en la longitud  $L$  de la molécula, es decir los electrones se mueven en un pozo de potencial de ancho  $L$ . La solución para este potencial es un conjunto de niveles con energía  $E_n$  dada por

$$E_n = \frac{n^2 h^2}{8 m L^2} \quad (2.1)$$

con  $n = 0, 1, 2, \dots$ ,  $h$  la constante de Planck y  $m$  la masa de los electrones .

De acuerdo al principio de exclusión de Pauli, cada estado solo puede estar ocupado por dos electrones. Así, si tenemos  $N$  electrones, los primeros  $N/2$  estados estarán llenos, y los estados superiores vacíos. La absorción de un fotón de energía

$$\Delta E = h c / \lambda \quad (2.2)$$

lleva a un electrón de un estado lleno a uno vacío. La banda de mayor longitud de onda corresponde a la transición desde el estado lleno más alto al estado vacío más bajo, lo que corresponde a un cambio de energía

$$\Delta E_{mn} = \frac{h^2}{8 m L^2} (N + 1) \quad (2.3)$$

o sea

$$\lambda_{\max} = \frac{8 m c}{h} \frac{L^2}{N + 1} \quad (2.4)$$

Esto indica que la posición de la banda de absorción de un pigmento está determinada solo por la longitud de la cadena y el número de electrones  $n$  que contiene. Este modelo conocido como gas de electrones libres [Kuhn, 1958-59] produce valores de los máximos de absorción que concuerdan con los valores experimentales para varios pigmentos. Dado que una molécula de pigmento puede contar con 50 o más átomos, se tendrán un gran número de modos de vibración. Estas tienen como efecto cambiar la longitud  $L$  en una cantidad pequeña, por lo que cada estado vibracional tendrá una energía ligeramente diferente a  $E_n$ . Esto se traduce en un desdoblamiento de cada nivel excitado en un gran número de subniveles. Las rotaciones producirán cambios aún más pequeños en la energía convirtiendo al nivel original en un casicontinuo. Finalmente las colisiones con las moléculas del solvente permiten considerar a la banda de niveles como un continuo.

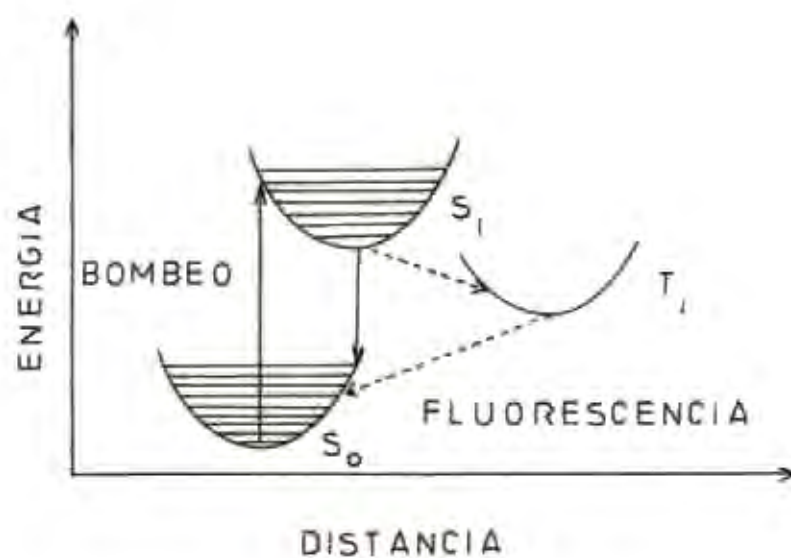
Esto explica la gran anchura de las bandas de absorción de los pigmentos, típicamente del orden de 50 nm, como se muestra en la figura 2.1. Esta gran anchura permite lograr la sintonía, característica principal de los pigmentos.

Un factor decisivo en la forma del espectro es el espín del electrón. Las moléculas de los pigmentos contienen un número par

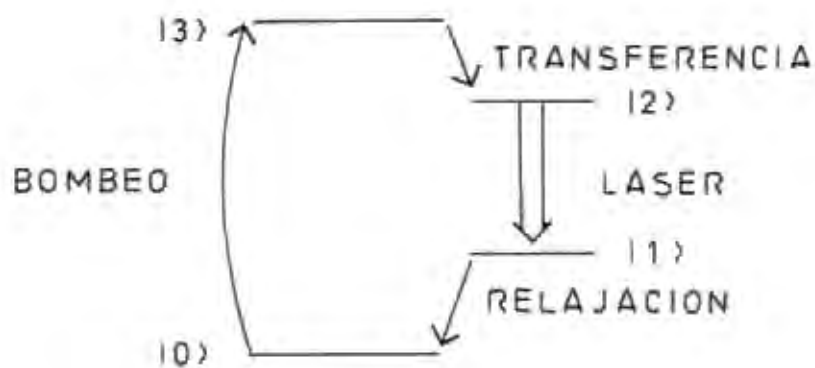
de electrones, de modo que el estado base tendrá espín total  $S = 0$ , y será por lo tanto un singulete. Sin embargo, si llevamos al electrón a un estado excitado, existen dos posibilidades: una que el electrón se encuentre con espín antiparalelo al espín del electrón con el que se hallaba apareado, resultando un estado  $S=0$ ; la otra posibilidad es que ambos sean ahora paralelos, dando un estado  $S = 1$ .

El espín resultante  $S = 1$  se puede acomodar ya sea paralelo, antiparalelo u ortogonal con respecto al campo magnético externo, por lo anterior estos estados serán tripletes. Debido a esto la estructura de niveles de los pigmentos se dividirá en dos ramas una de estados singuletes  $S_n$  y otra de estados tripletes  $T_n$ . Por lo general los estados tripletes tendrán energías menores a la de los niveles singuletes correspondientes. Las transiciones radiativas entre niveles singuletes y tripletes son fuertemente prohibidas por las reglas de selección de espín, que pide  $\Delta S = 0$  para que una transición se dé.

Al hacer incidir luz con una longitud de onda apropiada, se logra excitar al pigmento a uno de los niveles vibracionales del estado excitado  $S_1$ , del cual decae no radiativamente a su nivel vibracional más bajo en un tiempo muy corto, del orden de  $10^{-12}$  segundos. De aquí el electrón decae espontáneamente a un nivel vibracional del estado base  $S_0$ , con una vida media del orden de  $10^{-9}$  seg., a esta emisión se le llama fluorescencia. Finalmente el electrón decaerá no radiativamente y otra vez muy rápido,  $10^{-12}$  seg., hacia el nivel vibracional más bajo de  $S_0$  (Figura 2.2a). Existe también la posibilidad de transiciones entre los niveles  $S_1$



(a)



(b)

FIGURA 2.2 (a) Diagrama de niveles de una molécula de pigmento.

(b) Esquema de operación de un láser de cuatro niveles cuánticos.

y  $T_1$  inducida por colisiones, como la transición radiativa  $T_1 S_0$  es prohibida, el nivel  $T_1$  será metaestable y su emisión es de vida muy larga (entre  $1 \mu s$  y  $1 s$ ), la cual se conoce como fosforescencia. Las líneas de emisión de fluorescencia serán entonces muy anchas y corridas hacia el rojo de sus correspondientes líneas de absorción, por lo que cabe notar que por cada longitud de onda de bombeo sólo se puede obtener laser en longitudes de onda mayores a ésta. Las características espectroscópicas antes mencionadas sugieren la posibilidad de usar la emisión fluorescente de los pigmentos como un medio laser de cuatro niveles. En estos, el bombeo eleva a las moléculas desde su estado base  $|0\rangle$  muy poblado a un estado excitado  $|3\rangle$  del cual decaen rápidamente (en este caso de forma no radiativa) a otro nivel vibracional  $|2\rangle$ . El nivel  $|2\rangle$  tiene una transición radiativa a un cuarto nivel  $|1\rangle$  y éste a su vez a su vez decae no radiativamente al estado base. Podemos entonces, mediante el bombeo establecer una inversión de población entre los niveles  $|2\rangle$  y  $|1\rangle$  y usar la transición entre ellos para generar radiación laser.

## 2.2 Ecuaciones de razón para un DFDL

Se usó un tratamiento de ecuaciones de razón para determinar las características temporales del DFDL, tratándolo como un sistema de cuatro niveles, donde la transición de emisión laser ocurre entre los niveles  $|2\rangle$  y  $|1\rangle$ . Figura 2.2b. Para poder entender las ecuaciones siguientes es necesario definir algunos términos, los cuales se muestran a continuación:

- $W(t)$  = Densidad espacialmente promediada de moléculas en el estado excitado  $|2\rangle$  [ $\text{cm}^{-3}$ ].  
 $q(t)$  = Densidad de fotones del DF DL [ $\text{cm}^{-3}$ ].  
 $N$  = Densidad de moléculas de pigmento [ $\text{cm}^{-3}$ ].  
 $I_p(t)$  = Flujo de fotones de bombeo espacialmente promediados, por unidad de área [ $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ].  
 $\sigma_p$  = Sección transversal de absorción de  $|0\rangle$  a estados singuletes más altos ( $|3\rangle$ ) a la longitud de onda de bombeo  $\lambda_p$  [ $\text{cm}^2$ ].  
 $\sigma_a$  = Sección transversal de absorción de  $|2\rangle$  a  $|3\rangle$  en la longitud de onda de emisión laser  $\lambda_L$  [ $\text{cm}^2$ ].  
 $\sigma_e$  = Sección transversal de emisión estimulada de  $|2\rangle$  a  $|1\rangle$  en la longitud de onda de emisión laser  $\lambda_L$  [ $\text{cm}^2$ ].  
 $\tau$  = Tiempo de vida media de la fluorescencia [s].  
 $\tau_c(t)$  = Tiempo de vida medio de la cavidad equivalente [s].  
 $c$  = Velocidad de la luz [ $\text{cm s}^{-1}$ ].  
 $n_s$  = Índice de refracción de la solución de pigmento.  
 $\Omega$  = Factor que determina la fracción de emisión espontánea la cual se propaga en el rango angular y espectral del DF DL.  
 $V$  = Visibilidad de las franjas del patrón de interferencia.  
 $L$  = Longitud del medio excitado [cm].

Considerando que los niveles  $|3\rangle$  y  $|1\rangle$  son niveles vibracionales excitados, y que de estos las moléculas decaen rápidamente a los niveles vibracionales bases  $|2\rangle$  y  $|0\rangle$ , respectivamente, entonces la población de estos estados la podemos despreciar y así solo considerar la población del estado  $|2\rangle$  y

$|0\rangle$ , para determinar la ecuación de razón para la densidad de inversión de población  $W(t)$  del estado excitado.

La ecuación de razón para la densidad de inversión de población  $W(t)$  es

$$\dot{W}(t) = I_p(t)\sigma_p [N - W(t)] - W(t)\tau^{-1} - \sigma_a c n_s^{-1} W(t) q(t) \quad (2.5)$$

donde el punto representa la derivada con respecto al tiempo, el primer término representa el incremento a la densidad de inversión población  $W(t)$  del nivel excitado debido al bombeo, el segundo término se refiere a las pérdidas que sufre ese mismo nivel por emisión espontánea, cuyo tiempo de vida media es  $\tau$ , y el último término se debe a las pérdidas por emisión estimulada. Para la densidad de fotones  $q(t)$  se tiene la siguiente ecuación de balance

$$\dot{q}(t) = c n_s^{-1} (\sigma_e - \sigma_a) W(t) q(t) + \Omega \tau^{-1} W(t) - q(t) \tau_c^{-1}(t) \quad (2.6)$$

donde el punto representa, otra vez, la derivada con respecto al tiempo. El primer término de la ecuación toma en cuenta la contribución al número de fotones  $q$  obtenidos por emisión estimulada y también las pérdidas debidas a la reabsorción de fotones de moléculas ya excitadas (este término fue denominado "autoblanqueamiento" por Bor *et al.*, 1982), el segundo término se refiere a las contribuciones por fotones emitidos espontáneamente que se propagan en la misma dirección que los estimulados y están en el mismo rango espectral que los estimulados. Finalmente el último término se refiere a las pérdidas en el número de fotones



al salir de la cavidad equivalente.

El término que describe el comportamiento específico del DFBL es  $\tau_c$  y ya que el DFBL no tiene cavidad externa, el tiempo de vida medio de la cavidad equivalente se define como el número total de fotones dividido por la razón de pérdidas de fotones [Chinn, 1976].

Si sólo las pérdidas debidas a la salida son consideradas, entonces  $\tau_c$  para un DFBL acoplado a primer orden está dado por [Chinn, 1976]

$$\tau_c(t) = \frac{n_0 L^2}{2 c n^2} \{ (\pi \lambda_L^{-1} n_1(t))^2 + (\frac{1}{2} \alpha_1(t))^2 \} \quad (2.7)$$

con  $n_1(t)$  y  $\alpha_1(t)$  las amplitudes de la modulación espacial del índice de refracción y el coeficiente de ganancia, respectivamente [Kogelnik y Shank, 1972].

La modulación espacial es producida por el bombeo, en la solución de pigmento, con un patrón de interferencia dado por

$$I_p(x, t) = I_p(t) (1 + V \text{Sen} \frac{2 \pi}{\Lambda} x) \quad (2.8)$$

donde:  $V$  es la visibilidad del patrón de interferencia;  $I_p(t)$  nos da la forma temporal del pulso;  $\Lambda$  es el período de modulación; y  $x$  es la distancia a lo largo del volumen excitado.

Para la intensidad y duración de los pulsos de bombeo que son usados en el DFBL la contribución al cambio de índice de refracción debida a efectos térmicos es de la forma

$$n_1(t) = \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_p \Delta T(t) \quad (2.9)$$

con  $\Delta T(t)$  la amplitud de la rejilla inducida por temperatura, debida al bombeo sinusoidal. Sin embargo se puede demostrar que esta contribución es despreciable [Bor, 1980].

El bombeo sinusoidal induce principalmente una rejilla de ganancia. La amplitud de la modulación espacial de la ganancia puede ser calculada como

$$\alpha_s(t) = [\alpha_e - \alpha_a] VW(t) \quad (2.10)$$

y por lo tanto el tiempo de vida media de la cavidad equivalente  $\tau_c$  queda dado por

$$\tau_c(t) = \frac{naL}{Bc\pi^2} [W(t) [\alpha_e - \alpha_a] V]^2 \quad (2.11)$$

El valor calculado para  $\Omega$  [Bor et al., 1982] es

$$\Omega = \frac{b}{\pi N \sigma_p L^2 S} \quad (2.12)$$

donde  $L$  es la longitud de DF DL;  $(\sigma_p N)^{-1}$  es la penetración del haz de bombeo en la solución de pigmento;  $b$  es la altura del volumen excitado;  $S$  es el factor espectral que determina la fracción de emisión espontánea en el ancho de banda del DF DL.

La potencia de salida al final del DF DL (en Watts) la podemos calcular como el número de fotones en el volumen de medio activo

multiplicado por la energía de uno de ellos y dividido entre el tiempo de vida media en la cavidad equivalente, obteniendo así

$$P_f = \frac{1}{2} \frac{h c}{\lambda_L} \frac{L a b}{\tau_c(t)} q(t) \quad (2.13)$$

con

$$a = (N \sigma_p)^{-1}$$

la profundidad de penetración del haz de bombeo en la solución de pigmento.

### 2.3 Método numérico de solución

Las ecuaciones 2.5 y 2.6 fueron resueltas numéricamente en una computadora personal utilizando un método de Runge-Kutta de cuarto orden en lenguaje Basic (Quick Basic versión 4.0).

Los parámetros para los cálculos fueron los de rodamina 6B como pigmento y debido a que no se contaba con otros parámetros se utilizaron los correspondientes a los de una longitud de 337.1 nm como bombeo, lo cual no estaba lejos de la longitud de onda utilizada en los experimentos, que fue de 355 nm. Estos parámetros tienen los siguientes valores:  $\sigma_p = 2.4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_o = 1.4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_a = 0.7 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$  [Sahar y Treves, 1977; Falkenstein, Pennzkofer y Kaiser, 1978].  $\tau = 4 \text{ ns}$ ,  $\lambda_p = 337.1 \text{ nm}$ ,  $n_s = 1.359$ ,  $V = 1$ ,  $S = 10^4$ ,  $\lambda_L = 590 \text{ nm}$  y  $b = 0.025 \text{ cm}$ . La concentración se escogió a ser la misma que la utilizada en los experimentos, 2.5 mM ( $N = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ).

El pulso de bombeo  $I_p(t)$  se supuso de forma Gaussiana con un ancho temporal de 8 ns (FWHM). Esto corresponde también a los pulsos utilizados experimentalmente:

$$I_p(t) = I_0 \exp(-\ln 2 [(t - 8 \times 10^{-9})/4 \times 10^{-9}]^2)$$

A pesar de que en la literatura [Bor *et al.*, 1982] las condiciones iniciales para  $W(t)$  y  $q(t)$  se escogen de acuerdo a los valores estacionarios de las ecuaciones 2.5 y 2.6, estas condiciones no fueron las que se usaron en la presente simulación ya que no producían resultados satisfactorios, esto quiere decir que al usar las condiciones iniciales, para  $W(t)$  y  $q(t)$  reportadas, el programa se detenía en algún momento, debido a una división entre cero o al exceso en la capacidad de memoria de una variable. Debido a esto se trató de buscar aquellas condiciones iniciales para  $W(t)$  y  $q(t)$  que no presentasen los problemas anteriores y que además llevase a resultados semejantes a los reportados en la literatura. Encontrándose que para  $W(t)$  el mínimo valor aceptable para el funcionamiento del programa fue de  $9.2 \times 10^{10}$ . Mientras que para  $q(t)$  podía tomar valores entre cero y  $2 \times 10^6$  sin que hubiera cambios en la solución obtenida.

Por tanto las condiciones iniciales en la simulación fueron las siguientes:  $W(t_0) = 9.5 \times 10^{10}$  y  $q(t_0) = 2 \times 10^3$  donde  $t_0 = 0.1 \times 10^{-9}$  seg.

## 2.5 Resultados numericos

La solución numérica de las ecuaciones 2.5 y 2.6 que rigen el comportamiento de un sistema con retroalimentación distribuida en un pigmento predice la generación de una serie de pulsos del orden de picosegundos con amplitud decreciente. Con un incremento de la potencia de bombeo el número de pulsos aumenta y la separación temporal entre ellos decrece, como se muestra en las figuras 2.3 y 2.4. En la figura 2.3a se observa un pulso sencillo, cuando  $I_0 = 1.26 \times 10^{24}$ , teniendo una potencia de salida pico de 2.3 kW y un ancho temporal de 130 ps. Mientras que para  $I_0 = 1.29 \times 10^{24}$  se obtiene también un pulso sencillo pero de potencia pico 3 kW y un ancho temporal de 115 ps.

En la figura 2.3c se observa que se producen ahora 2 pulsos, para  $I_0 = 1.38 \times 10^{24}$ , el primer pulso tiene una potencia pico de 4.8 kW y un ancho temporal de 93 ps, mientras que el segundo pulso es de 2.2 kW y 140 ps, con una separación entre pulsos de 1.4 ns.

La figura 2.4a muestra la generación de tres pulsos cuando  $I_0 = 1.51 \times 10^{24}$ , la potencia pico de los pulsos es de 6.7, 4.5 y 2.2 kW y una duración de 79, 99 y 141 ps, respectivamente. La separación entre pulsos es de 1.1 y 1.2 ns, entre los pulsos primero y segundo y segundo y tercero, respectivamente.

En las figuras 2.4b y 2.4c se muestran los resultados obtenidos para  $I_0 = 1.6 \times 10^{24}$  y  $I_0 = 2.0 \times 10^{24}$ , respectivamente, donde se observa la producción de cuatro y ocho pulsos por la simulación. En éstas es claro que la potencia de los pulsos adicionales que se crean van decreciendo de una manera exponencial y la duración de estos es mayor que la de los primeros

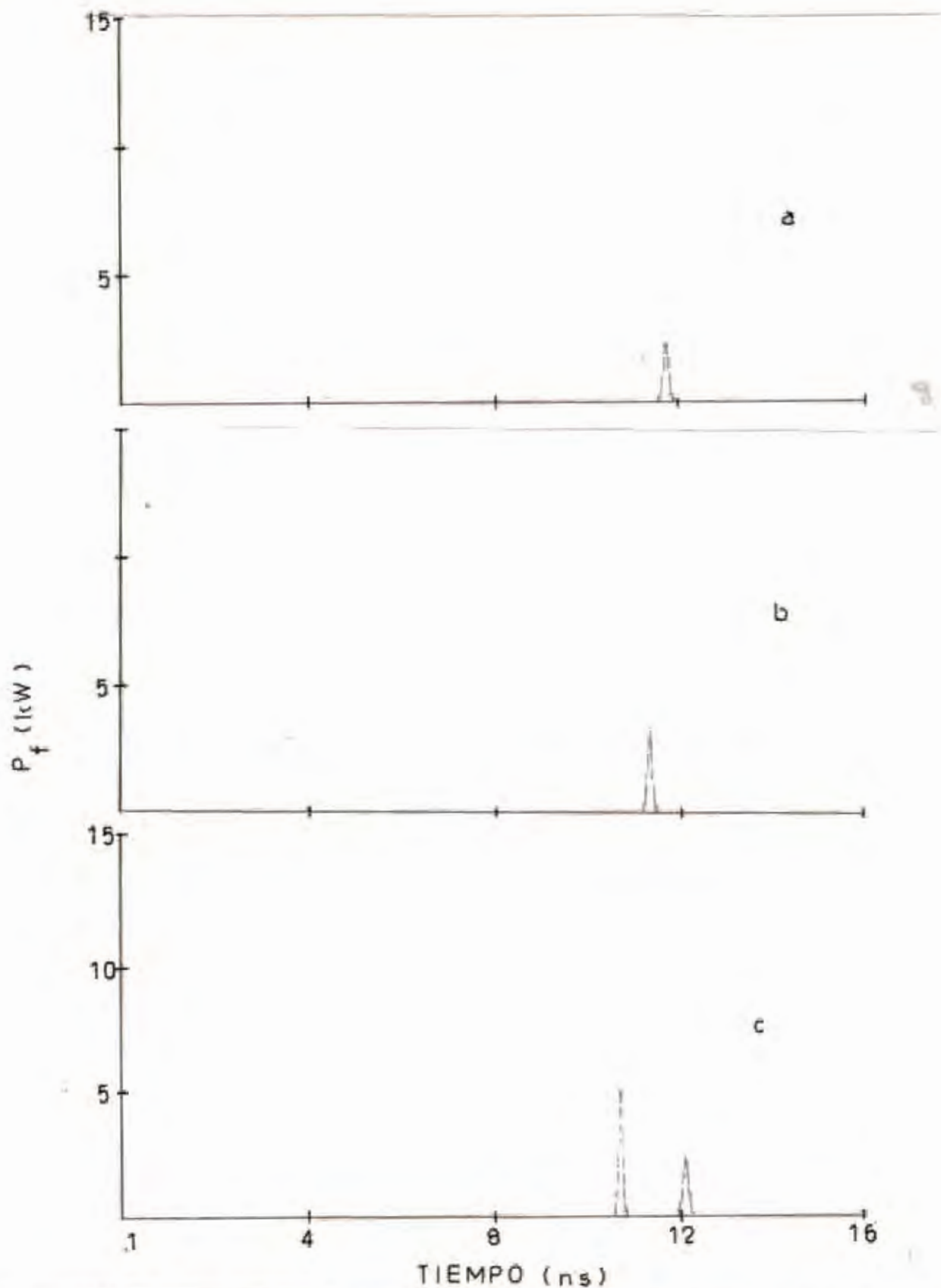


FIGURA 2.3 Solución numérica de las ecuaciones 2.5 y 2.6 para rodamina 6B a 2.5 mM. Las gráficas muestran la potencia de salida del DFDL  $P_f$  como función del tiempo, para potencias de excitación  $I_0$  de: a)  $1.26 \times 10^{24}$ , b)  $1.29 \times 10^{24}$  y c)  $1.38 \times 10^{24}$  fotones/cm<sup>2</sup>s.

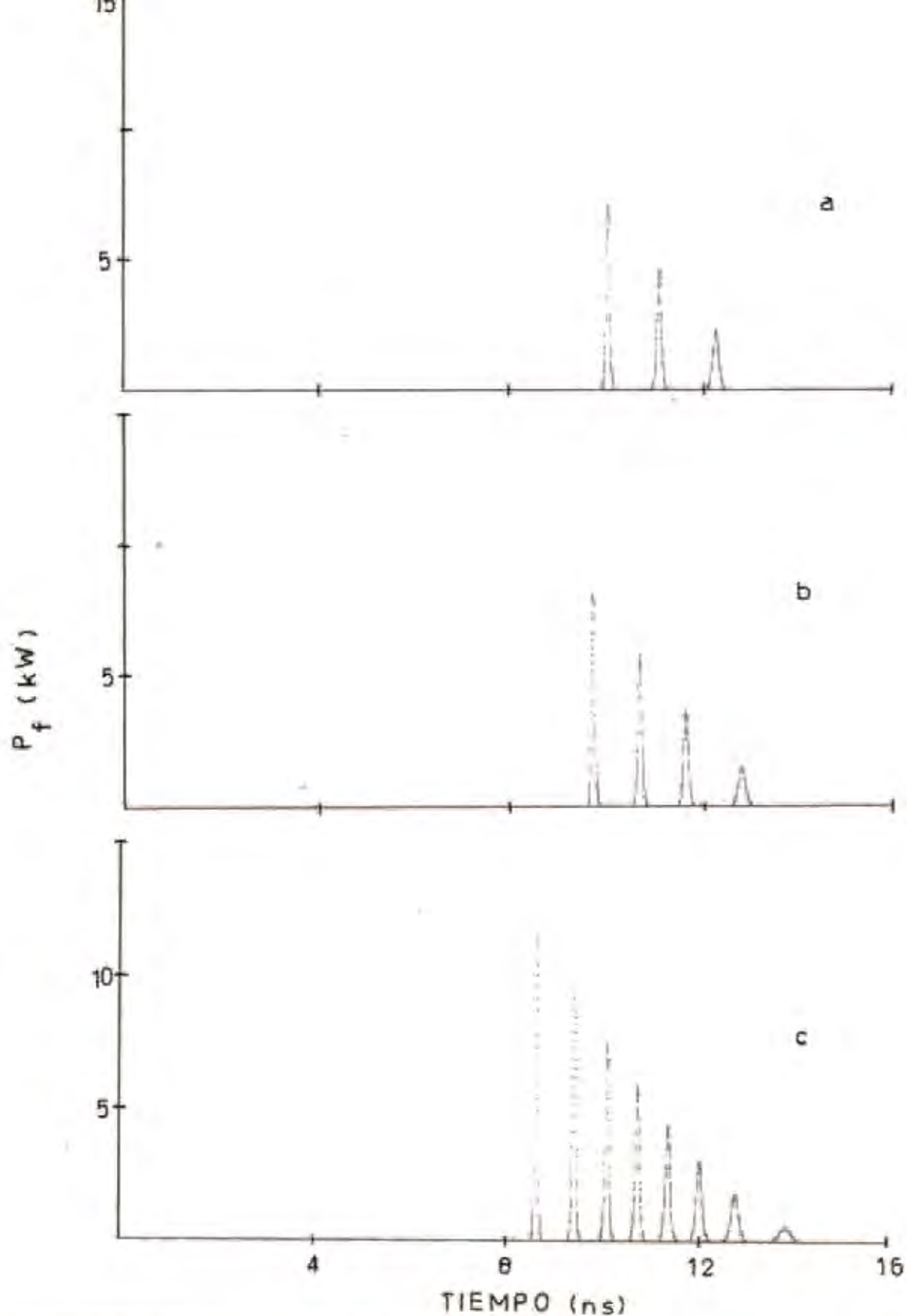


FIGURA 2.4 Solución numérica de las ecuaciones 2.5 y 2.6 para rodamina 6G a 2.5 mM. Las graficas muestran la potencia de salida del DFDL  $P_f$  como función del tiempo, para potencias de excitación  $I_0$  de: a)  $1.51 \times 10^{24}$ , b)  $1.6 \times 10^{24}$  y c)  $2.0 \times 10^{24}$  fotones/cm<sup>2</sup>s.

creados. El primer pulso en la figura 2.4b tiene una potencia pico de 7.8 kW y una duración de 73 ps, mientras que el correspondiente a la figura 2.4c tiene una potencia de 10.9 kW y una duración de 62 ps.

De los resultados de la simulación se ve que hay una región donde pulsos sencillos pueden ser obtenidos (Fig. 2.3a y 2.3b), donde a un incremento de la potencia de excitación hay un incremento en la potencia del pulso de salida además de una disminución en su duración temporal.

El mecanismo por el cual se crean pulsos cortos en el sistema de laser de pigmento con retroalimentación distribuida ha llevado a dos interpretaciones: una de ellas consiste en notar que el tiempo de vida media de la cavidad equivalente  $\tau_c$  no es constante, como para los sistemas de laser de pigmento convencionales, sino que depende de la densidad de inversión de población,  $W(t)$ , del nivel excitado de forma cuadrática (ecuación 2.11). Así como se muestra en la figura 2.5,  $\tau_c$  tiene un valor alto antes de la aparición del pulso del DFDL y tiene un valor bajo después de la aparición de la mitad del pulso. De esta forma el cambio de  $\tau_c$  durante la emisión del pulso incrementa el valor absoluto de  $dq/dt$  y consecuentemente favorece la formación y acortamiento temporal de los pulsos del DFDL. Este mecanismo de formación de los pulsos fue llamado de autoconmutación-Q por Bor en 1979. La otra interpretación se explica mediante el acoplamiento no-lineal entre la ganancia, la reflectividad de Bragg y el campo del pulso creado. Un autoamortiguamiento es observado para ciertas intensidades de bombeo del DFDL. La inversión de población se



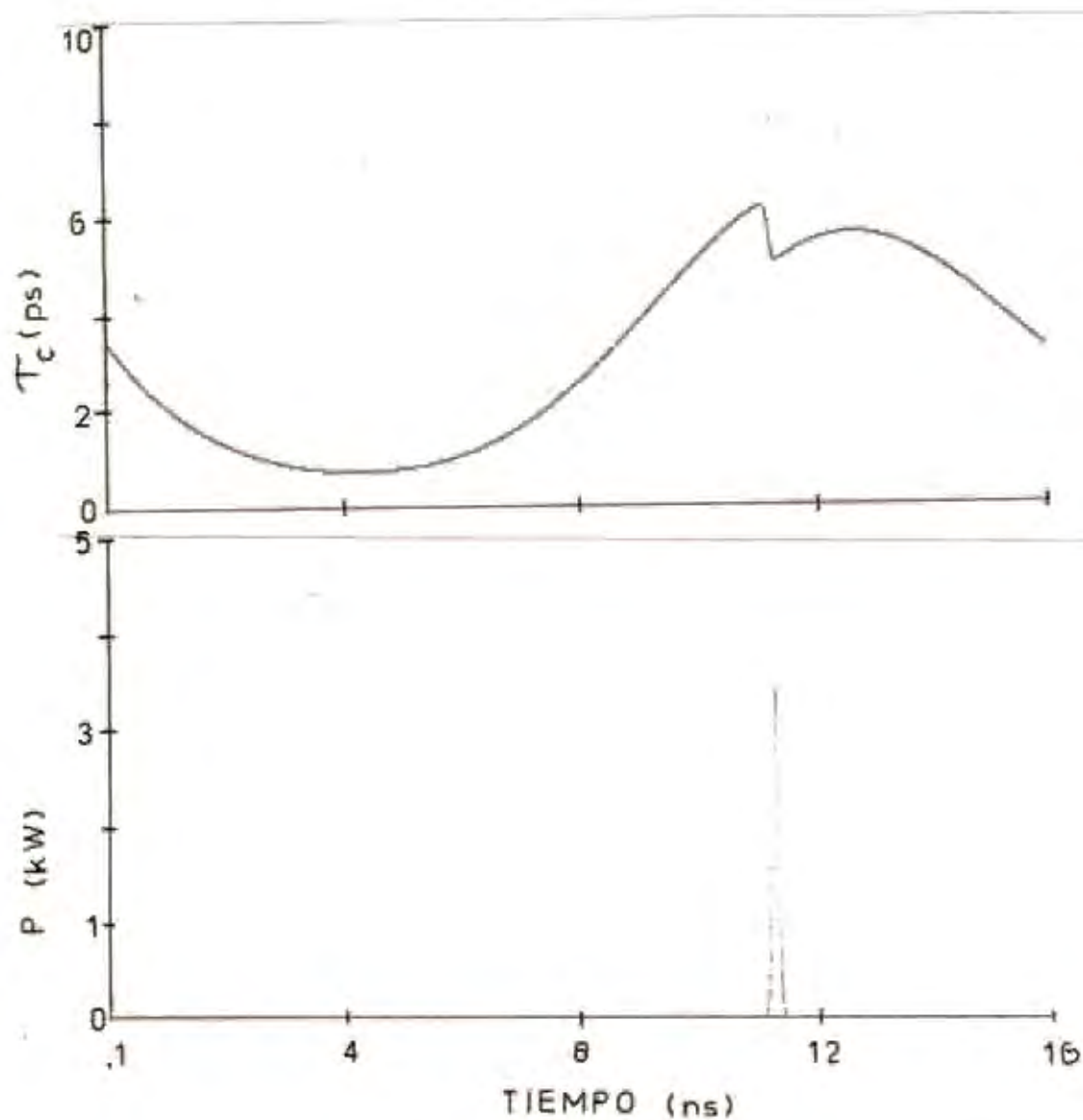


FIGURA 2.5 Tiempo de vida medio de la cavidad equivalente  $\tau_c$  y potencia de salida del DFDL como función del tiempo para rodamina 6G y una potencia de bombeo  $I_0 = 1.3 \times 10^{24}$  fotones/cm<sup>2</sup>s.

incrementa a medida que aumenta la intensidad del pulso de bombeo, hasta que el campo se incrementa lo suficiente para que saturación en la ganancia sea dominante, a la vez que la reflectividad de Bragg decae rápidamente permitiendo al campo escapar como un pulso. Cuando la energía de bombeo se incrementa, el autoamortiguamiento ocurre a tiempos más cortos permitiendo que pulsos adicionales sean producidos [Duling y Raymer, 1984].

Se estudió también la influencia de algunos parámetros en las características temporales del DFDL. Tales como la visibilidad  $V$  del patrón de interferencia, la concentración de pigmento utilizada y el índice de refracción de la solución de pigmento.

Para observar la influencia de la visibilidad  $V$  en la simulación del DFDL, se mantuvieron las mismas condiciones iniciales que para el caso mostrado en la figura 2.4c, con  $I_0 = 2 \times 10^{24}$ , y se fue reduciendo la visibilidad en las siguientes simulaciones en 0.1. Los resultados obtenidos muestran que a medida que se va reduciendo la visibilidad, el número de pulsos creados también se reduce, esto quiere decir que para mantener las características temporales de emisión del DFDL se debe de aumentar la potencia de bombeo a medida de que la visibilidad se vaya reduciendo. Los resultados son mostrados en la figura 2.6.

También se estudio el cambio de Índice de refracción de la solución de pigmento, de 1.359 para el etanol a 1.38 correspondiente al 1-Propanol. Se requería que los solventes tuvieran los índices de refracción lo más diferente que fuera posible para así poder determinar si realmente había un cambio en las características temporales de la emisión. Sin embargo solo fue

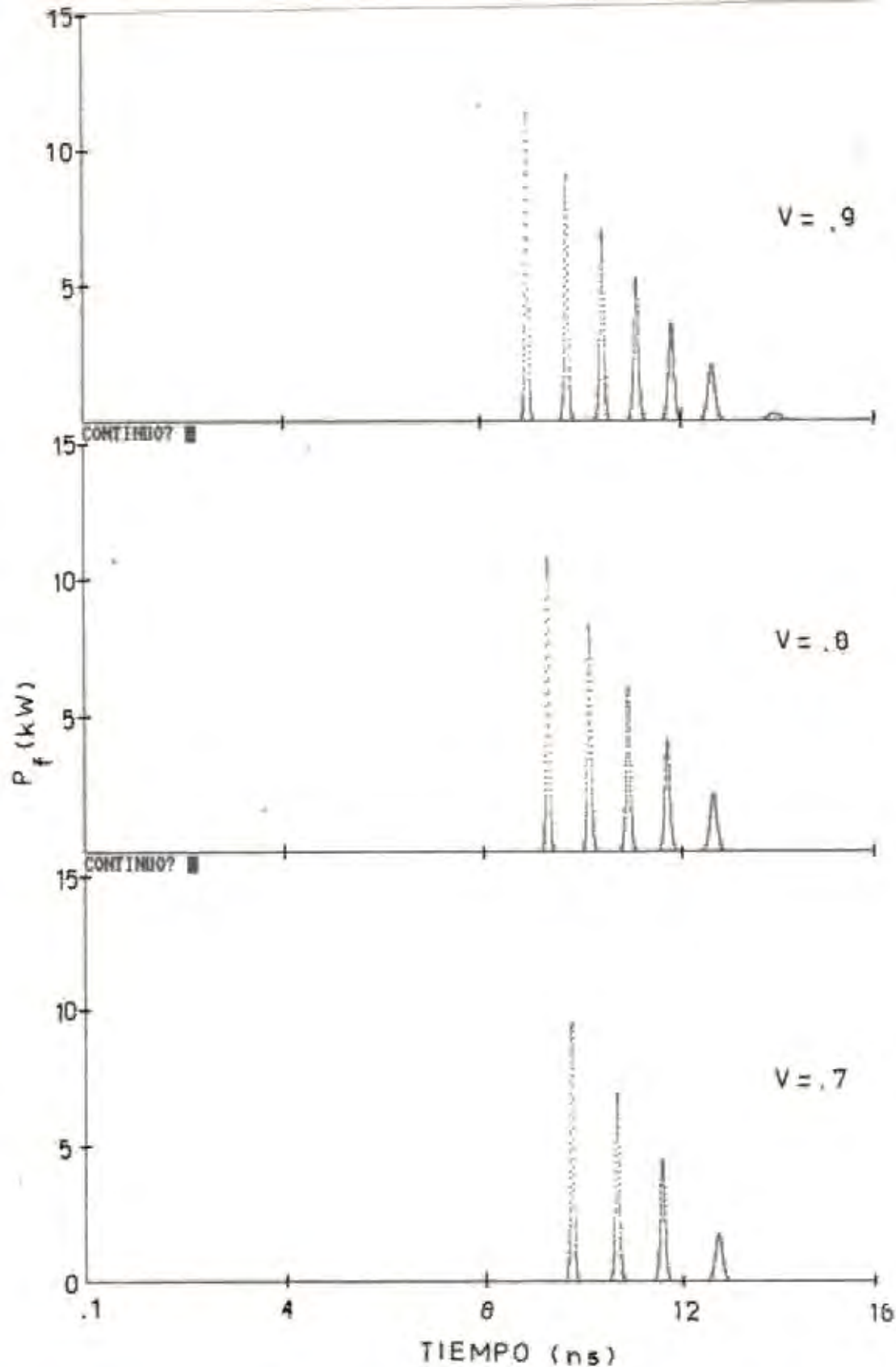


FIGURA 2.6 Potencia de salida del DFDL como función del tiempo, para rodamina 6G con un potencia de bombeo  $I_0 = 2.0 \times 10^{24}$  fotones/cm<sup>2</sup>s y una visibilidad  $V$  de: a) 0.9, b) 0.8 y c) 0.7.

posible utilizar 1-Propanol, cuyo índice de refracción no difiere mucho del etanol. Por lo que las características temporales de la emisión se mantuvieron iguales a las anteriormente obtenidas con las mismas condiciones (Fig. 2.7)

Por último se trató de observar si con un cambio en la concentración se afectaban las características temporales de emisión del DFDL. Para ello se efectuó un cambio en la concentración de 2.5 mM a 3.5 mM. Los resultados se muestran en la figura 2.8 donde observamos que a una concentración mayor la emisión del DFDL requiere de una menor potencia de bombeo, manteniendo las características temporales sin cambio.

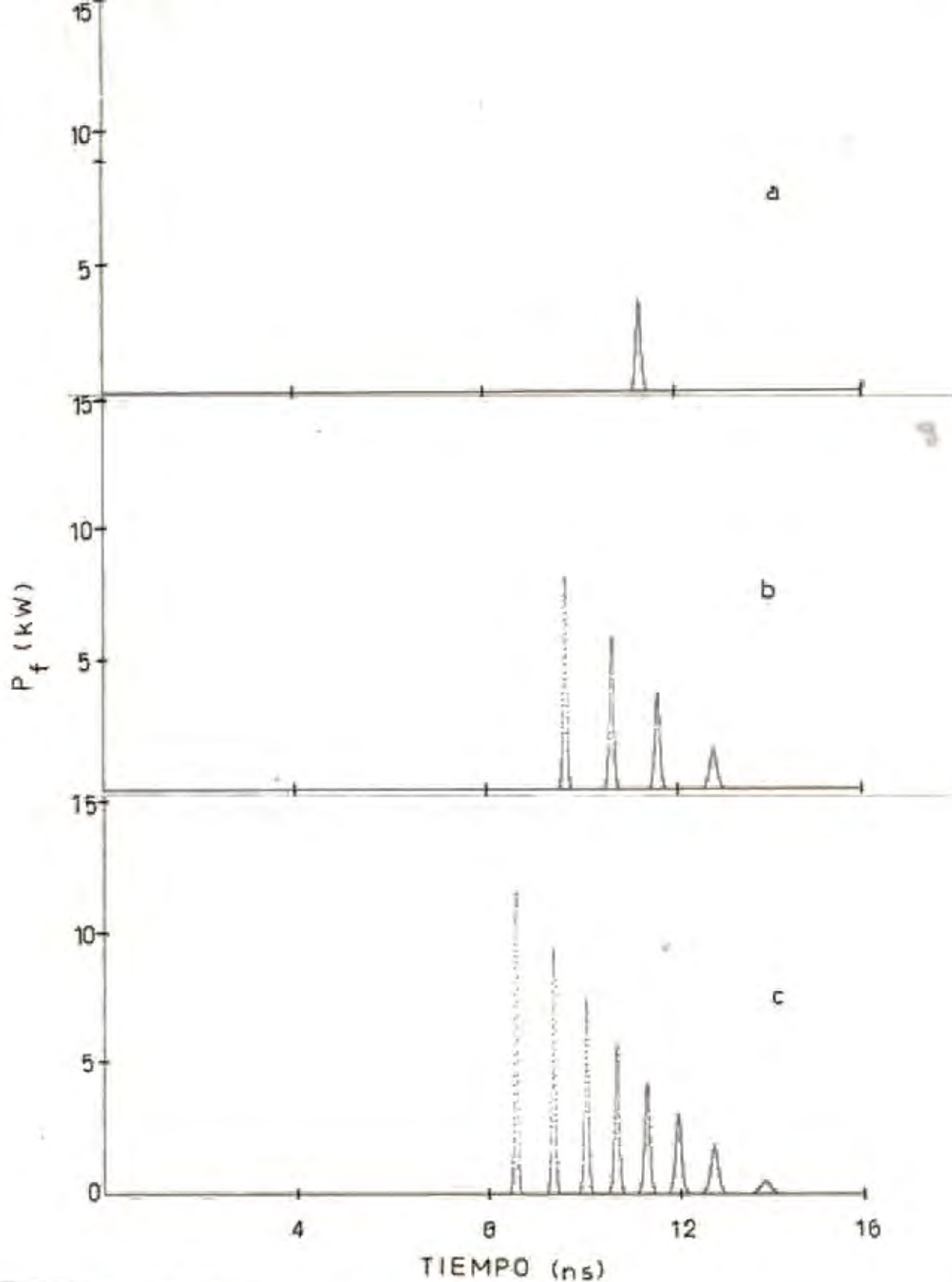


FIGURA 2.7 Potencia de salida del DFDL como función del tiempo, para rodamina 6G a 2.5 mM en 1-Propanol ( $n_d = 1.38$ ) y potencias de excitación  $I_0$  de: a)  $1.3 \times 10^{24}$ , b)  $1.6 \times 10^{24}$  y c)  $2.0 \times 10^{24}$  fotones/cm<sup>2</sup>s.

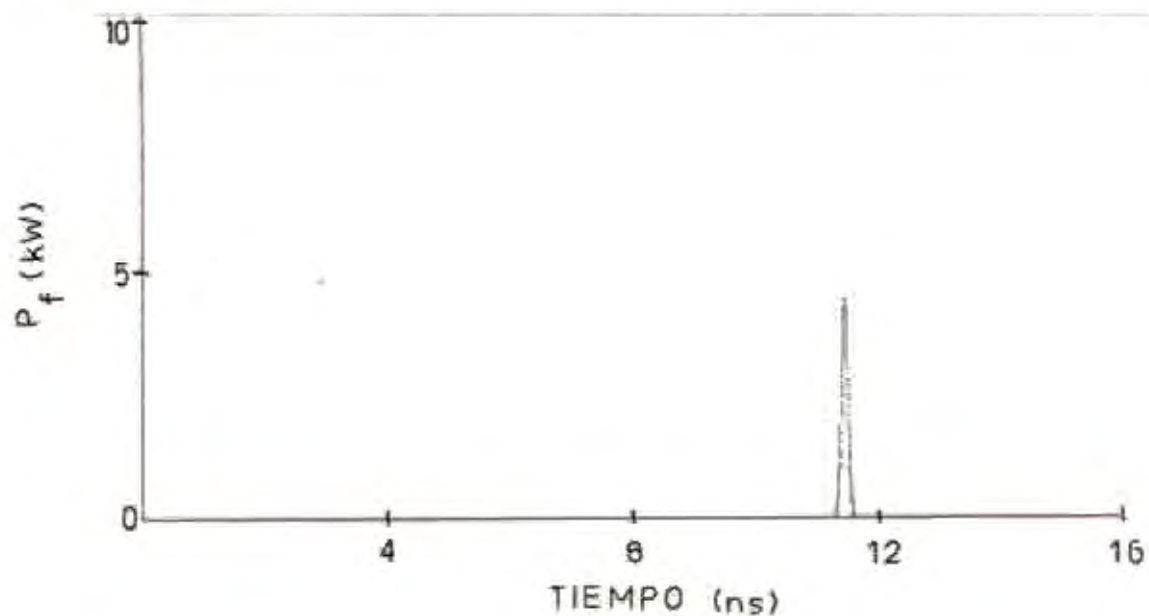


FIGURA 2.8 Potencia de salida del DFDL como función del tiempo, para rodamina 6G a 3.5 mM y una potencia de excitación  $I_0 = 9 \times 10^{28}$  fotones/cm<sup>2</sup>s.

## CAPITULO 3

### FUNCIONES DE CORRELACION

El uso de pulsos de picosegundos y subpicosegundos proporcionan la única manera para estudiar procesos ultrarrápidos asociados a la interacción de la luz con la materia. Implementación de estos estudios ha requerido del desarrollo de nuevas técnicas de medida [Ippen y Shank, 1977], como generación de segundo armónico y fluorescencia de dos fotones, capaces de resolver pulsos de picosegundos y aún menores.

Una de estas técnicas basadas en el proceso no-lineal de generación de segundo armónico fue usada en este trabajo.

Medidas directas de la duración temporal de pulsos ópticos es frecuentemente hecha por un despliegue, por medio de un osciloscopio, de la salida de un fotodetector adecuado iluminado por la radiación óptica, sin embargo con esta técnica actualmente no es posible obtener la información de pulsos más cortos de 200 picosegundos [Lawandy, 1982].

Los mejores tiempos de resolución que se alcanzan con sistemas electrónicos, streak cameras, son de cerca de 1 ps [Diels, 1989]. Por ésto la necesidad de buscar nuevas técnicas para la caracterización de pulsos más cortos.

La técnica ahora comúnmente empleada para medir la duración temporal via autocorrelación en un cristal no-lineal, generando el segundo armónico del traslape de los pulsos, fue primeramente reportada por Maier, Kaiser y Giordmaine en 1966 y por Armstrong en 1967. Sin embargo esta técnica en un principio no fue tan usada, ya que se prefería utilizar la técnica de fluorescencia de dos fotones (FDF) [Giordmaine *et al.*, 1967; Ippen y Shank, 1977]; la principal razón de ésto fue el hecho de que la técnica de FDF era capaz de realizar la correlación de un pulso sencillo, mientras que la técnica de generación de segundo armónico (GSA) requería la emisión de varios pulsos mientras se realizaba el retraso a fin de producir la autocorrelación. Sin embargo ahora la técnica de GSA es la más utilizada en la caracterización de pulsos en la región de los picosegundos [Jansky, Corradi y Gyuzalian, 1977; Kolmerder, Zinth y Kaiser, 1979; Gyuzalian, Sogomonian y Horvath, 1979; Saltiel *et al.*, 1981; Saltiel y Stankov, 1984; Gierulski *et al.*, 1985; Saltiel *et al.*, 1986] y femtosegundos [Mindl *et al.*, 1983; Diels *et al.*, 1985; Szabó, Bor y Müller, 1988; Diels, 1989].

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 [Demaria, 1971]. Supongase que se divide el pulso a ser medido en dos, representados estos por  $E_1(t)$  y  $E_2(t)$ ,



al pasar por un interferómetro (Fig. 3.1) y de éste a un cristal no-lineal. La salida de segundo armónico del cristal no-lineal estará dada por

$${}^{2\nu}E(t, \tau) = (E_1(t) + E_2(t + \tau))^2 \quad (3.1)$$

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

$$S(\tau) = \int |{}^{2\nu}E(t, \tau)|^2 dt = {}^{2\nu}W (1 + 2G(\tau)) \quad (3.2)$$

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

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

y

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

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

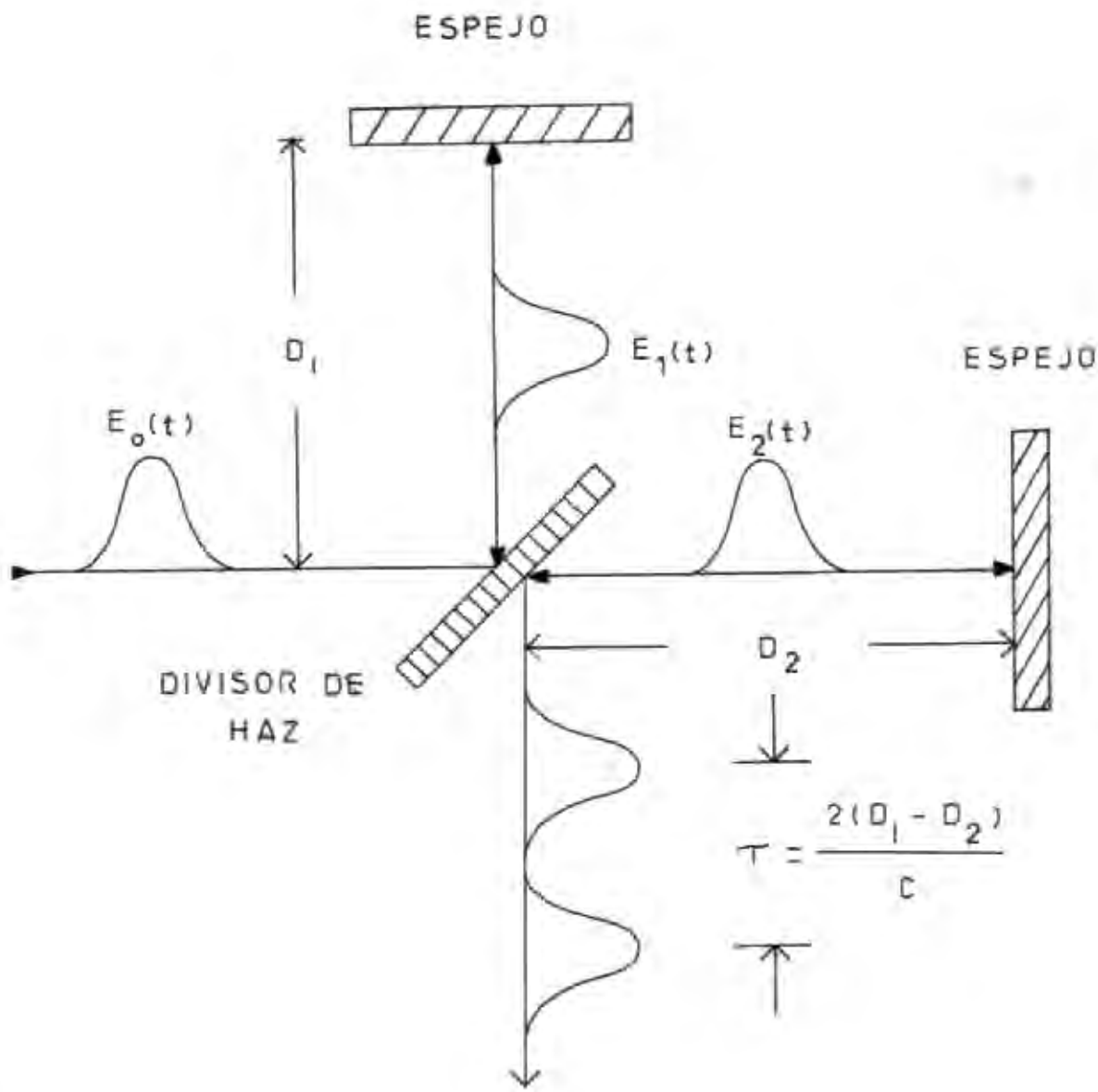


FIGURA 3.1 Arreglo típico de un interferómetro de Michelson.

$I(t)$ ( $x=L/T$ )	$\Delta\nu\Delta t$	$T_p/T$	$\sigma_{\Delta\nu}^2(\tau)$ ( $y=T/\tau$ )	$T_0/T$	$T_p/T_0$
1. Cuadrado $I(t) = \begin{cases} 1 & ; t \in T/2 \\ 0 & ; t \notin T/2 \end{cases}$	0.8859	2	$\begin{cases} 1-y; T \leq \tau \\ 0 & ; \tau > T \end{cases}$	1	1
2. Difracción $I(t) = \frac{\sin^2 x}{x^2}$	0.8859	2.7834	$\frac{3}{2y^2} \left[ 1 - \frac{\text{Sen} 2y}{2y} \right]$	3.7055	0.7511
3. Gaussiana $I(t) = e^{-x^2}$	0.4413	$2\sqrt{\ln 2}$	$e^{-y^2/2}$	$2\sqrt{2 \ln 2}$	0.7071
4. Sech $I(t) = \text{sech}^2 x$	0.3148	1.7027	$\frac{3[\text{y coth y} - 1]}{\sinh^2 y}$	1.445	0.6922
5. Lorentziana $I(t) = \frac{1}{1+x^2}$	0.2206	2	$\frac{1}{1+(y/2)^2}$	4	0.500

TABLA 3.1 Funciones de autocorrelación y productos de anchos de bandas frecuencial y temporal, para varias formas de pulsos típicos.

En las secciones siguientes se presentará un tratamiento general de las funciones de correlación [Sala *et al.*, 1980].

Las funciones de correlación pueden ser divididas en categorías de acuerdo a tres propiedades básicas y características: funciones de correlación con fondo o sin fondo; funciones de correlación rápidas o lentas; y funciones de correlación cruzadas o autocorrelaciones. En las siguientes secciones se presentan las expresiones que describen en términos generales las funciones de correlación con algunas de las propiedades mencionadas arriba.

### 3.1 Funciones de correlación cruzadas de n-ésimo orden

La función general de correlación rápida de n-ésimo orden con fondo para  $n$  distintos pulsos de luz teniendo amplitudes de campo eléctrico reales de la forma

$$E_j(t) = \xi(t) \cos[\omega_j t + \phi_j(t)] \quad (3.3)$$

está dada por

$$g_B^n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \{E_1(t) + E_2(t + \tau_1) + \dots + E_n(t + \tau_{n-1})\}^{2n} dt}{\int_{-\infty}^{\infty} \{E_1^{2n}(t) + E_2^{2n}(t) + \dots + E_n^{2n}(t)\} dt} \quad (3.4)$$

El denominador de esta expresión se ha escogido tal que normaliza a  $g_B^n$  a su valor de fondo (es decir  $g_B^n(\omega, \omega, \dots, \omega) = 1$ ).

Esta función de correlación se conoce como rápida ya que contiene factores de fase que varían como  $\cos(\omega_j \tau_{j-1})$  en sus varias componentes.

Para aquellos arreglos experimentales donde se obtienen correlaciones sin fondo, la expresión general de la función de correlación rápida sin fondo está dada por la expresión

$$g_0^n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (E_1(t)E_2(t+\tau_1)\dots E_n(t+\tau_{n-1}))^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} (E_1(t)E_2(t)\dots E_n(t))^2 dt} \quad (3.5)$$

tal que  $g_0^n(0,0,\dots,0) = 1$ . La diferencia fundamental entre un método que produce fondo y uno que no produce fondo en la medición es reflejado en varias formas en las expresiones anteriores. Así  $g_0^n$  se hace cero si cualquiera de las  $\tau_j$  es mucho más grande que  $\tau_{pj}$ , donde  $\tau_{pj}$  es la duración del j-ésimo pulso, mientras que  $g_B^n$  permanece finita para todos los valores de  $\tau_j$ .

Para resolver las variaciones rápidas inherentes en la función de correlación definida en los párrafos anteriores se requiere controlar las variaciones espaciales en una escala aproximada de 1/10 parte de la longitud de onda más pequeña involucrada [Diels, Van Stryland y Gold, 1978]. Por lo tanto no es de sorprender que la función de correlación lenta sea la más fácilmente medida en la práctica, y está dada por las siguientes expresiones

$$G_B^n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}) = \langle g_B^n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}) \rangle_{\tau, n} \quad (3.6)$$

y

$$G_O^n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}) = \langle g_O^n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1}) \rangle_{\tau, n} \quad (3.7)$$

para los casos con fondo y sin fondo, respectivamente. El promedio temporal multidimensional está definido como

$$\langle [ ] \rangle_{\tau, n} = \frac{1}{\tau_1 \tau_2 \dots \tau_n} \int [\tau_1 + (\tau_2/2)] \int [\tau_2 + (\tau_3/2)] \dots \int [\tau_{n-1} + (\tau_n/2)] \\ [\tau_1 - (\tau_2/2)] [\tau_2 - (\tau_3/3)] \dots [\tau_{n-1} - (\tau_n/2)] d\tau_1 d\tau_2 \dots d\tau_{n-1}$$

con

$$\omega_j^{-1} \ll \tau_j \ll \tau_{pj} ; \quad j = 2, \dots, n$$

Note que la función de correlación lenta está determinada solamente por la dependencia temporal de las envolventes  $\{E_j(\tau_{j-1})\}$ .

### 3.2 Funciones de autocorrelación de $n$ -ésimo orden

En una función de autocorrelación de  $n$ -ésimo orden una mezcla  $n$  réplicas de un pulso sencillo tal que

$$g_{AB}^n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1})$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \{E(t) + E(t+\tau_1) + \dots + E(t+\tau_{n-1})\}^{2n} dt}{n \int_{-\infty}^{\infty} E^{2n}(t) dt} \quad (3.8)$$

para la autocorrelación rápida con fondo, mientras

$$g_{AO}^n(\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_{n-1})$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (E(t)E(t+\tau_1)\dots E(t+\tau_{n-1}))^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} E^{2n}(t) dt} \quad (3.9)$$

para la función de autocorrelación rápida sin fondo. Las funciones de autocorrelación lentas de  $n$ -ésimo orden están dadas por los promedios  $\langle [ ] \rangle_{\tau, n}$  de las dos ecuaciones anteriores, con  $\langle [ ] \rangle_{\tau, n}$  como se definió anteriormente.

### 3.3 Función de autocorrelación de orden dos

La función de autocorrelación más comúnmente medida es aquella de un pulso con una réplica sencilla de él mismo, es decir  $n = 2$ . Para éste caso especial tenemos que (donde los límites de integración se han omitido, siendo éstos los mismos que los usados en las ecuaciones anteriores):

$$g_{AB}^2(\tau) = 1$$

$$= \frac{2 \int E^3(t)E(t+\tau)dt + 2 \int E(t)E^3(t+\tau)dt + 3 \int E^2(t)E^2(t+\tau)dt}{\int E^4(t)dt} \quad (3.10)$$

Para una envolvente  $\xi(t)$  y una fase  $\phi(t)$  variando lentamente, el promedio temporal puede ser realizado en la ecuación anterior para dar la función de autocorrelación lenta con fondo

$$\begin{aligned}
 G_{AB}^2(\tau) &= 1 + 2 \frac{\int \xi^2(t)\xi^2(t+\tau)dt}{\int \xi^2(t)dt} \\
 &= 1 + 2 \frac{\int I(t)I(t+\tau)dt}{\int I^2(t)dt} \quad (3.11)
 \end{aligned}$$

donde  $I(t)$  es la intensidad del pulso promediada temporalmente.

Para la autocorrelación a segundo orden sin fondo tenemos

$$g_{AO}^2(\tau) = \frac{\int E^2(t)E^2(t+\tau)dt}{\int E^2(t)dt} \quad (3.12)$$

mientras que

$$\begin{aligned}
 G_{AO}^2(\tau) &= \frac{\int \xi^2(t)\xi^2(t+\tau)dt}{\int \xi^2(t)dt} \\
 &= \frac{1}{2} [G_{AB}^2(\tau) - 1] \quad (3.13)
 \end{aligned}$$

Claramente hay una simplificación en ir de  $g_{AB}^2$  a  $G_{AB}^2$ . Esta simplificación es a costa de pérdida de información del pulso original.

En este trabajo se obtendrá la función de correlación denotada como  $G_{AB}^2$  de donde podemos decir que un parámetro importante de ésta es el contraste obtenido entre la señal máxima y mínima. De la expresión de  $G_{AB}^2$  vemos que éste debe de ser de 3 a 1.

De acuerdo al teorema de Fourier, el ancho temporal de un pulso óptico está fundamentalmente limitado por el ancho de banda



obtenible en frecuencia. A fin de obtener pulsos cortos el ancho de banda debe de ser grande. El límite teórico entre el ancho temporal del pulso y su ancho de banda frecuencial está dado por el principio de incertidumbre

$$\Delta f_{\text{rms}} \cdot \Delta t_{\text{rms}} \geq 0.5 \quad (3.14)$$

donde los anchos frecuenciales y temporales han sido medidos como los valores medios de sus raíces cuadradas.

Ya que es más común medir  $\Delta f$  y  $\Delta t$  como el ancho total a altura media (FWHM), la ecuación anterior se convierte en

$$\Delta f_{\text{FWHM}} \cdot \Delta t_{\text{FWHM}} \geq \text{Constante} \quad (3.15)$$

donde la constante depende de la forma exacta del pulso (ver tabla 3.1 para algunos valores típicos). La ecuación anterior representa un límite inferior sobre el ancho del pulso que puede ser obtenido con un ancho frecuencial dado. Pulsos que tienden a éste límite se dice que son limitados por Fourier.

La relación entre ancho frecuencial y ancho temporal implica que el ancho del pulso obtenido de un tipo de laser está relacionado al ancho de banda de la ganancia del laser. Por esta razón, lasers de pigmento son los más comunmente usados [French y Taylor, 1989] ya que un laser típico de pigmento da ganancias sobre un ancho de banda tendiendo a 100 THz, dando la posibilidad de obtener pulsos en el rango de los femtosegundos.