

## Tesis de Posgrado

# Generación de pulsos ultracortos con acople perfecto de modos por una doble modulación pasiva en láseres sólidos

Martínez, Oscar Eduardo

1981

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in [digital.bl.fcen.uba.ar](http://digital.bl.fcen.uba.ar). It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Martínez, Oscar Eduardo. (1981). Generación de pulsos ultracortos con acople perfecto de modos por una doble modulación pasiva en láseres sólidos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1677\\_Martinez.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1677_Martinez.pdf)

Cita tipo Chicago:

Martínez, Oscar Eduardo. "Generación de pulsos ultracortos con acople perfecto de modos por una doble modulación pasiva en láseres sólidos". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1981.

[http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1677\\_Martinez.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1677_Martinez.pdf)

**EXACTAS** UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



**UBA**

Universidad de Buenos Aires

GENERACION DE PULSOS ULTRACORTOS CON ACOPLE PERFECTO  
DE MODOS POR UNA DOBLE MODULACION PASIVA EN LASERES SOLIDOS

Trabajo de Tesis para el Doctorado de Ciencias Físicas

de

OSCAR EDUARDO MARTINEZ

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires, 1981.

Trabajo Realizado en: CEILAP, CITEFA - CONICET

Firma del Director del Trabajo:

*Eduardo Jaime Quel*

Dr. Eduardo Jaime Quel

1677  
E-2  
J

*Martinez*  
Oscar E. Martinez

A NELLY, LAURA Y SANDRA

## INDICE

I. INTRODUCCION	1
II. ECUACIONES DE EVOLUCION	9
.1. Medio amplificador	11
.2. Absorbente saturable	13
.3. Segunda modulación	17
.4. Ecuaciones del conjunto	19
III. SELECTIVIDAD DEL SISTEMA	24
.1. Limitación de la ganancia	25
.2. Selección de un pulso	33
IV. SIMULACION NUMERICA	43
.1. Ecuaciones de evolución	43
.2. Radiación inicial	48
.3. Estimación de los parámetros	50
.4. Resultados numéricos	52
V. RESULTADOS EXPERIMENTALES	63
.1. Componentes y equipos	63
.2. Segunda modulación	72
.3. Resultados experimentales	83
VI. CONCLUSIONES	93
APENDICE A	98
REFERENCIAS	100
AGRADECIMIENTOS	102

## FIGURAS

I.1.	Esquema de cavidades convencionales	2
I.2.	Etapas en la evolución del pulso	6
II.1.	Nuevo esquema de las cavidades de oscilación.	10
II.2.	Esquema de niveles del colorante	14
III.1.	Gráficos de AU vs. k y $\epsilon$ vs. k	30
IV.1.	Gráfico del término de absorción del colorante	44
IV.2.	Distribución inicial de los picos de los pulsos	48
IV.3.	Simulación numérica, variando $\Delta \Gamma_{\max}$	53
IV.4.	Simulación numérica, variando $\Delta \Gamma_{\max}$ . Ancho de pulso.	54
IV.5.	Simulación numérica, variando D.	57
IV.6.	Simulación numérica, variando $\underline{D}$ . Ancho de pulso.	58
IV.7.	Simulación numérica, variando $\underline{A}$ .	61
V.1.	Esquema de la disposición experimental.	64
V.2.	Fotografía del conjunto.	65
V.3.	Circuito de disparo de la lámpara.	67
V.4.	Circuito de regulación de la velocidad de bombeo.	70
V.5.	Circuitos para la segunda modulación.	73
V.6.	Tiempos de recombinación de la fotorresistencia.	80
V.7.	Curvas para el diseño de la fotorresistencia.	82
V.8.	Operación en clase "b". Tren de pulsos emitido.	84
V.9.	Pulso de tensión sobre el modulador.	86
V.10.	Secuencia de resultados variando $\delta$ .	88
V.11.	Secuencia de resultados variando $\Delta V$ .	89
V.12.	Operación en clase "a". Tren de pulsos emitido.	91

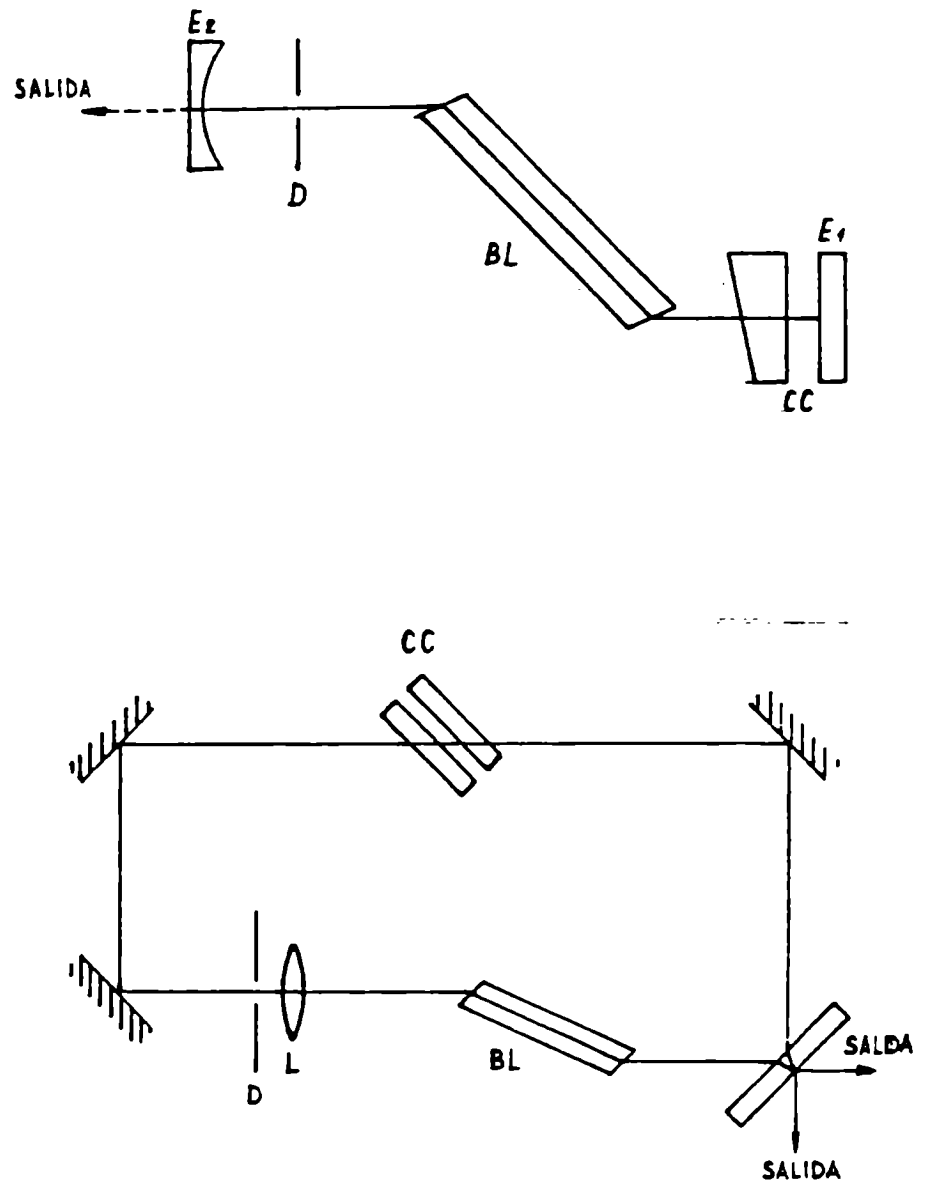
I.- INTRODUCCION.

En la figura I.1 se muestran dos configuraciones posibles para la generación de pulsos ultracortos por medio de absorbentes saturables. La primera consiste en una cavidad de dos espejos y la segunda en una cavidad en anillo. En los sistemas convencionales el acople con la salida consiste en una pérdida constante, como por ejemplo: Un espejo parcialmente transmisor.

El mecanismo por el cual el sistema descrito da lugar a la emisión de pulsos ultracortos ha sido explicado simultáneamente por Letokhov y colaboradores (una revisión se da en (1) y (2), y por Fleck (3). El ancho de banda grande del medio amplificador da lugar a que la emisión por debajo del umbral posea una subestructura de pulsos de duración en el rango de los picosegundos. El absorbente, por su parte, posee un tiempo de relajación de ese orden de magnitud (menor de 10 ps) y una transmisión que aumenta con la amplitud del pulso debido a la saturación del absorbente saturable. Al llegar el sistema al umbral, los distintos pulsos comienzan a amplificarse independientemente, y con mayor ganancia aquéllos que tienen mayor potencia, debido a la menor absorción del absorbente, dando lugar a una selección de los pulsos más intensos de la configuración del ruido inicial.

Si el sistema es suficientemente selectivo puede ocurrir que el pulso más intenso adquiera una potencia varios órdenes de magnitud mayor que los otros y se obtiene así la emisión de un tren de pulsos ultracortos separados por el período de la cavidad de oscilación.

La obtención de una emisión de estas características tiene un carácter estadístico, ya que depende de la diferencia entre el pulso más importante y los restantes de la configuración del ruido inicial. Por lo tanto, cualquiera sea la selectividad del sistema, la



**FIG. I.1** Esquema de cavidades convencionales

BL: barra activa laser; CC: celda del colorante absorbente saturable  
 D: diafragma selector de modo transversal; E1 y E2: espejos; L: lente

emisión presentará pulsos satélites en una proporción apreciable de disparos (28)(29).

Una revisión teórica completa de las condiciones que llevan a una buena selectividad así como de la evolución del ancho temporal del pulso ha sido realizada por Demokan y Lindsay (5, 6, 7).

En los trabajos mencionados (1 a 7) se divide la evolución de la radiación en diversas etapas, una lineal de amplificación y ensanchamiento de los pulsos, una de saturación del colorante y variación brusca del  $Q$  de la cavidad, (en la que se produce un acortamiento del pulso), y una última etapa de saturación de la ganancia. Dicha separación permite, agregando una estadística de los pulsos del ruido inicial, estudiar cualitativamente la dependencia de la evolución de la emisión con los parámetros del láser, como velocidad de bombeo, transmisión del colorante, ganancia del láser y energías de saturación del absorbente y amplificador.

Sin embargo, tal como ha sido puntualizado por Glenn (4), las dos últimas etapas mencionadas (saturación de la absorción y de la amplificación) habitualmente se superponen. Esto origina que los estudios previamente mencionados no sean totalmente adecuados para determinar la selectividad del sistema. La mayor complejidad del problema hace necesario recurrir a simulaciones numéricas (8) para determinar la influencia de la saturación de la ganancia en proceso de selección. Una revisión de dichos cálculos ha sido hecha por New (9).

Soluciones analíticas de la forma del pulso sólo han sido realizadas para sistemas que trabajen en régimen continuo o casi continuo y que poseen tiempos de relajación de la ganancia cortos (del orden del período de la cavidad), como los láseres de colorantes (10 - 15 y 18). Las soluciones halladas no son válidas para láseres sólidos, ya que aún en sistemas de excitación continua aparecen oscilacio



nes de relajación en la emisión que eviten la selectividad, como ha puntualizado Haus (16) quien explica así la imposibilidad de obtención de emisión de pulsos ultracortos por modulación pasiva en dichos sistemas.

En el caso de láseres pulsados, una solución analítica ha sido hallada por Auechmitt (17) para sistemas en que pocos modos longitudinales son excitados, como láseres de  $\text{CO}_2$ , no siendo aplicable dicha solución al caso de láseres sólidos, en que miles de modos caen dentro del ancho de banda del láser, inhibiendo así una generación determinista de un tren de pulsos ultracortos perfectos (es decir, con un único pulso por período de la cavidad).

Por los motivos mencionados resulta sumamente difícil predecir teóricamente la emisión de un sistema dado así como obtener sistemas confiables para la generación de pulsos ultracortos en láseres sólidos, haciéndose necesario la construcción de equipos muy estables debido a la necesidad de mantener los parámetros del láser dentro de un rango muy estrecho, tal cual se puntualiza en las referencias (19), (20) y (31).

En el presente trabajo se propone un mecanismo de generación de pulsos ultracortos en forma determinista en láseres sólidos con modulación pasiva. Para ello se ha introducido en la cavidad de oscilación una segunda modulación de la realimentación por medio de un modulador electro-óptico alimentado por un dispositivo fotosensible. La nueva modulación introduce una pérdida proporcional a la intensidad de la radiación promediada en un período de la cavidad.

La evolución de la radiación se puede dividir cualitativamente en una serie de etapas a partir del momento en que el sistema supera el primer umbral, es decir cuando la ganancia supera a las pérdidas a baja señal.

En la primera etapa, de limitación de la ganancia, la radiación comienza a amplificarse y la emisión estimulada rápidamente supera al ruido, por lo que queda establecida la configuración inicial a partir de la cual evoluciona el pulso láser. Como la intensidad de la radiación es baja, se puede despreciar en esta primera etapa la variación en la transmisión del absorbente saturable. Por otra parte el modulador electro-óptico comienza a introducir una pérdida proporcional a la intensidad media, originando que la ganancia en un pasaje llegue a un máximo y comience a disminuir. En esta etapa se produce un ensanchamiento de los pulsos debido a la mayor amplificación de los modos que coinciden con el centro de la línea del medio amplificador.

La segunda etapa, de selectividad, comienza cuando la radiación ha crecido lo suficiente como para que, debido a las pérdidas introducidas por el modulador, la ganancia se haga muy chica. En este caso el aumento de la transmisión del absorbente saturable, si bien pequeño, es suficiente como para introducir diferencias apreciables entre un pulso y otro, ya que los más pequeños quedan por debajo del umbral debido a las pérdidas introducidas por los más grandes, y desaparecen. El pulso más intenso continúa amplificándose, y los de menor intensidad van desapareciendo progresivamente hasta que se llega a la solución cuasiestacionaria en que un único pulso sobrevive. Se logra así obtener un tren de pulsos ultracortos sin pulsos satélites.

En la etapa siguiente la ganancia del láser satura y el pulso se atenúa hasta desaparecer. En esta tercera etapa puede ocurrir, según los parámetros del láser, que se produzca antes la saturación del colorante y la radiación sufra una amplificación muy intensa dando lugar a la aparición de un pulso gigante. Es importante elegir los parámetros del sistema de modo que dicha saturación comience una vez finalizada la selección ya que en caso contrario, se obtendrían resulta-

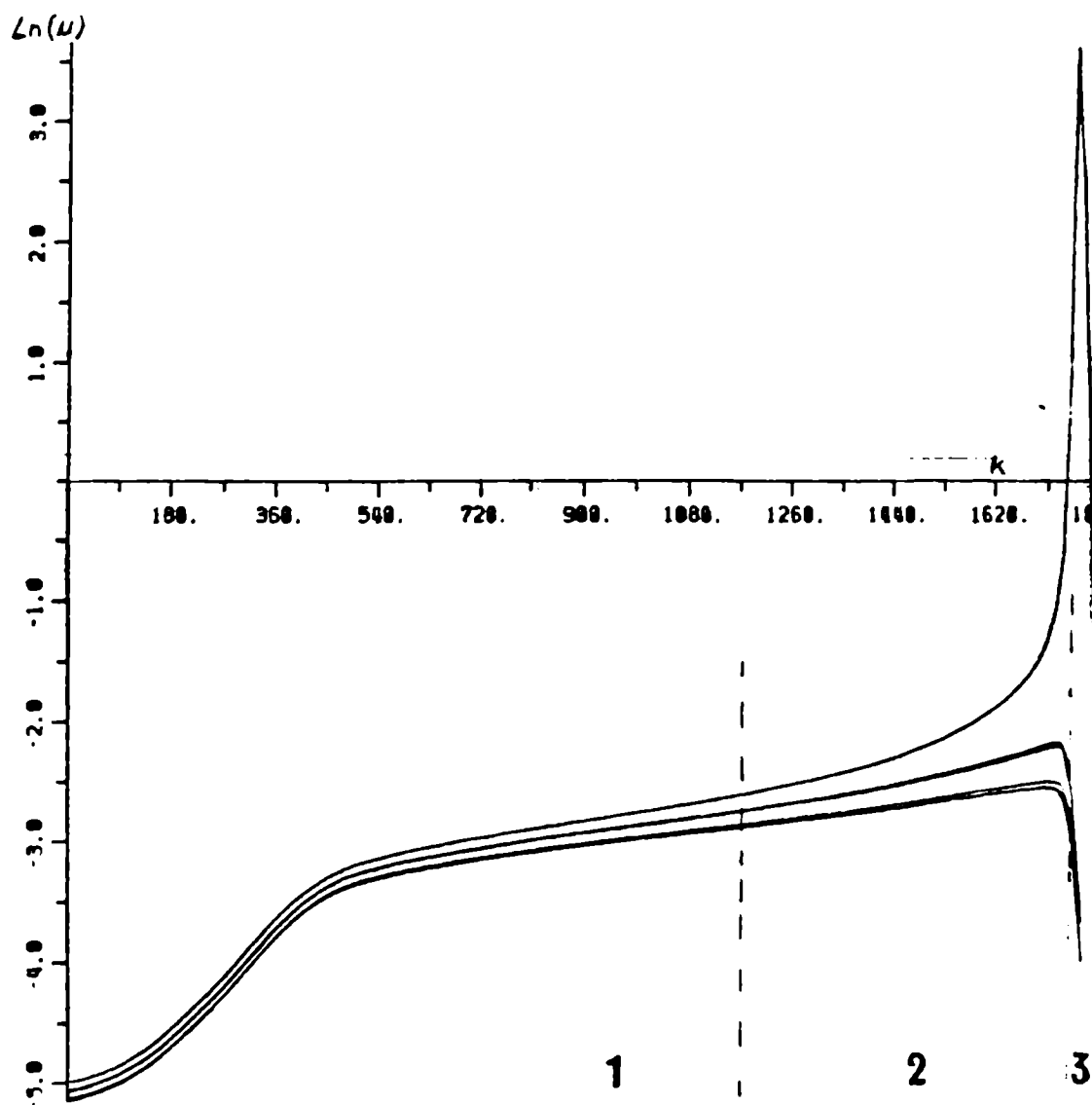


FIG. I.2 Etapas de evolución del pulso

Zona 1: Etapa lineal y de limitación de la ganancia

Zona 2: Etapa de selección de un único pulso

Zona 3: Emisión de pulso gigante y saturación de la ganancia.

Se graficó la evolución de los tres pulsos mas intensos.

dos similares a los del método convencional y podría aparecer más de un pulso por período de la cavidad.

En la figura I.2 se muestra un gráfico de la evolución de la amplitud de los tres pulsos más intensos de una configuración inicial de mil pulsos y se indican las distintas etapas descriptas.

Debido al agregado de un nuevo elemento en la cavidad, se ha he necesario un replanteo de las ecuaciones de evolución para el láser ya que el mismo opera en condiciones sustancialmente distintas a las de un sistema convencional. Dicho replanteo se realiza en el capítulo II. Se ha optado asimismo por aproximaciones más rigurosas que las utilizadas en estudios teóricos previos (1 e 7) de láseres con modulación pasiva.

En el capítulo III se hallan ciertas soluciones aproximadas de las ecuaciones planteadas para las distintas etapas de la evolución de la radiación. Se determinan así distintos comportamientos típicos del sistema con diferentes rangos de los valores de los parámetros. Se halla a su vez la solución estacionaria para uno de dichos rangos, solución similar a la hallada por HAUS (13) para láseres de colorantes, pero que no son aplicables a láseres sólidos funcionando con el sistema convencional de modulación pasiva por colorantes absorbentes esturablas. Se estudia a su vez la estabilidad de dicha solución.

En el capítulo IV se resuelven numéricamente las ecuaciones sin hacer uso de ciertas aproximaciones usadas en el capítulo anterior. Se evaluaron previamente los parámetros y los valores iniciales. Las soluciones se presentan gráficamente para los distintos rangos de funcionamiento de los parámetros.

En el capítulo V se describe la técnica experimental utilizada para lograr la segunda modulación con las características deseadas y con la posibilidad de ajuste de los parámetros. A su vez se descri-

ben someramente los equipos y técnicas convencionales utilizados y finalmente se presentan los resultados experimentales.

Por último, en el capítulo VI se presenta un conjunto de ecuaciones que permite determinar los valores óptimos de los parámetros para diseñar un sistema. Se resumen asimismo, las conclusiones obtenidas durante el trabajo.

## II.- ECUACIONES DE EVOLUCION.

Los sistemas a describir son similares a los mostrados en la figura I.1 con el agregado de una pérdida dependiente de la intensidad media en la cavidad, tal como se ilustra en la figura II.1. Se hallarán pues las ecuaciones de evolución de la amplitud de la radiación para dichos sistemas.

Los modelos presentados habitualmente para la descripción de la evolución del láser utilizan la aproximación de suponer que el medio amplificador y las pérdidas se encuentran diluidas uniformemente en toda la cavidad (New (10), (11), (12)), o lo que resulta equivalente, que la radiación no sufre cambios importantes al pasar por cada una de las componentes, de modo de aproximar la transmisión por un desarrollo a primer orden del tipo  $T \approx 1 + \epsilon \ln(T)$  (Haus et al. (13, 14, 16)).

Se utilizaré en este trabajo una aproximación más rigurosa a un sistema real, para lo cual se considerará al láser como constituido por componentes discretas cuya transmisión no necesariamente es cercana a la unidad. Se encontrarán así ecuaciones similares a las halladas en los trabajos mencionados, pero con una definición distinta de los parámetros de la misma, lo cual pondrá en evidencia ciertas asimetrías de la cavidad que del otro modo no se manifiestan.

Para ello primeramente se describirá la transmisión de cada una de las componentes que constituyen el sistema, para luego unir las en la ecuación de evolución del láser.

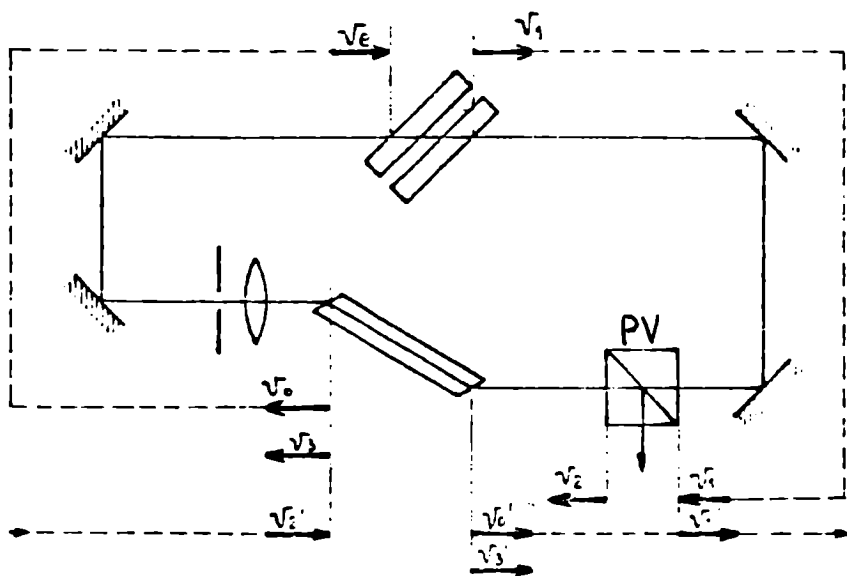
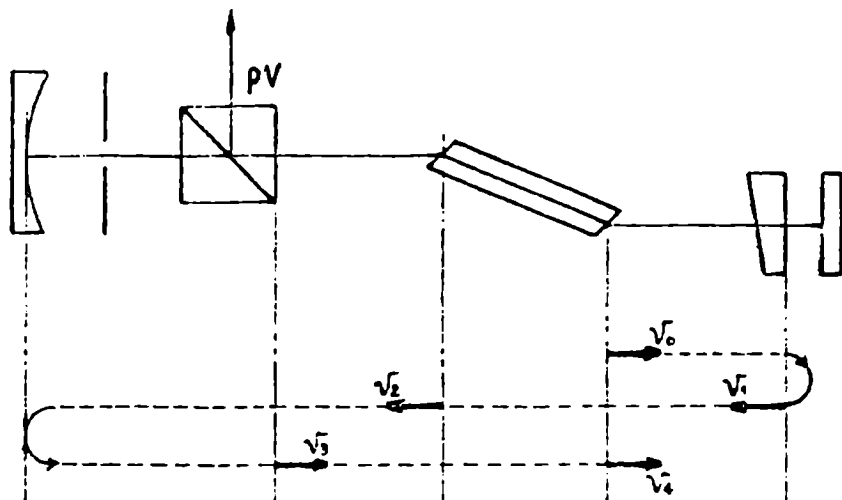


FIG. II.1. Nuevo esquema de cavidades de oscilación  
 Difiere de la figura I.1 en el agregado de una pérdida dependiente de la intensidad (PV) que actúa asimismo como acople con la salida.

## II.1. Medio amplificador.

Para el medio amplificador se realizan las siguientes suposiciones:

- a) El tiempo de relajación de la ganancia es largo frente al período de la cavidad. En efecto es mayor de 100  $\mu$ s en el caso de láseres sólidos. Esto permite despreciar el decaimiento espontáneo de la inversión de población, la cual sólo depende del tiempo a través del bombeo y la saturación de la ganancia. Se puede despreciar a su vez el aporte de la emisión espontánea a la radiación.
- b) La energía del pulso es mucho menor que la energía de saturación de la ganancia. La amplificación por pasaje resulta lineal y la saturación de la ganancia se produce por los sucesivos pasejes del pulso por el medio amplificador en un tiempo mucho mayor que el período de la cavidad. En efecto para un vidrio silicato ED-2 como el utilizado, la energía de saturación es mayor de 3 J/cm<sup>2</sup> para pulsos de picosegundos (19), muy por encima de los valores experimentales de la energía del pulso láser.
- c) El espectro del pulso láser es mucho más angosto que el ancho de línea del amplificador y se encuentra centrado respecto de este último.
- d) La radiación está linealmente polarizada.

Se elegirán además los parámetros del láser de modo que la saturación de la ganancia comience una vez finalizada la selección de un único pulso por pasaje, de modo de poder despreciarla para el estudio del proceso de selección. Sólo se la tendrá en cuenta en las simulaciones numéricas para poner en evidencia que dicha suposición es razonable con los parámetros elegidos,



los cuales son similares a los de cualquier sistema real.

Gracias a las suposiciones a) y b) se puede considerar a la ganancia como constante durante un pasaje de un pulso por el medio amplificador. Para el estudio de la evolución del campo eléctrico (E), conviene descomponerlo en una envolvente lentamente variable (v) y una oscilación en la frecuencia central,

$$E(t) = v(t) e^{i\omega_0 t} \quad (\text{II.1})$$

La suposición (d) permite tratar al campo eléctrico como un escalar.

La envolvente puede desarrollarse por medio de la integral de Fourier como:

$$v(t) = \int_{-\infty}^{\infty} v'(\omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (\text{II.2})$$

en la cual  $\omega$  es la distancia del modo al centro de la línea, es decir que  $v'(\omega)$  se encuentra centrada en  $\omega = 0$ .

Por estar el pulso lejos de saturar la ganancia, la amplificación de cada modo será lineal y se puede escribir el campo a la salida del amplificador como:

$$v_s'(\omega) = v_e'(\omega) \exp(G(\omega)) \quad (\text{II.3})$$

donde  $v_e$  y  $v_s$  son las amplitudes transformadas a la entrada y salida del amplificador respectivamente.

La suposición (c) permite desarrollar  $G(\omega)$  a segundo orden en  $\omega$  alrededor del máximo. Dicho desarrollo presentará un término real constante correspondiente a la ganancia en el centro del modo, un término lineal imaginario que tiene en cuenta la dispersión y cuyo efecto será el de modificar la velocidad

de grupo e introducir un retardo en el período de la cavidad ac tive respecto de la pasiva, y un término real de segundo orden que da la disminución de la ganancia al alejarse el modo del centro de línea:

$$G(\omega) = \frac{g_0}{2} (1 - i\alpha\omega - (\omega/\omega_L)^2) \quad (\text{II.4})$$

donde  $\omega_L$  es una medida del ancho de banda del medio amplifica dor. En el caso particular de línea Lorentziana es:  $\alpha = \omega_L$

Sustituyendo II.4 y II.3 en II.2 se obtiene:

$$v_s(t') = \exp \left\{ \frac{g_0}{2} \left( 1 - \alpha \frac{d}{dt} + \frac{1}{\omega_L^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) \right\} v_e(t) \quad (\text{II.5})$$

en la que se ha sustituido

$$i\omega = \frac{d}{dt} \quad (\text{II.6})$$

en  $G(\omega)$  y se realizó la integral sobre  $\omega$ .  $t'$  es el tiempo  $t$  retardado a la salida del amplificador. Nótese que la expresión II.5 es lineal en  $v$  y por ende independiente de la normalización que se elige.

## II.2. Absorbente saturable.

Como absorbentes saturables se utilizan en general colores orgánicos en solución líquida. Dichos sistemas pueden des cribirse por medio de modelos de tres niveles, Hercher (21), con una absorción resonante con el láser y un ancho de banda mu cho mayor que el del medio amplificador o lo que es equivalente un tiempo de relajación transversal mucho menor que el ancho del

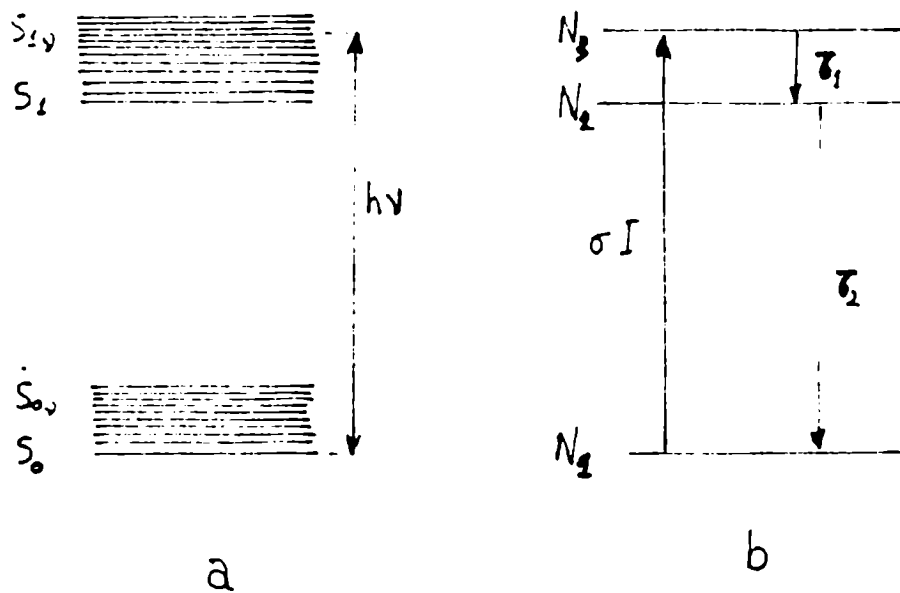


FIG. II.2 Esquema de niveles del colorante

- a)  $S_0$ : estado singlete fundamental.  $S_1$ : primer estado singlete excitado  
 $S_{n1}$ : niveles vibracionales excitados .
- b) Simplificación del esquema con los tres niveles involucrados

pulso láser. Esto permite tratar la evolución del pulso de luz al atravesar el colorante por medio de las ecuaciones de evolución de la intensidad e inversión de población.

En la figura II.2 se muestra un esquema de niveles característico de un colorante.  $S_1$  es la banda correspondiente al primer estado singlete excitado. Los electrones excitados a un nivel vibracional alto en  $S_1$  relajan al estado de menor energía de  $S_1$  con una constante de tiempo  $\tau_1 \ll 1ps$  Schaffer (22). Se puede entonces considerar al sistema con una población  $N_2 = 0$ . Las ecuaciones del sistema quedan pues:

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\sigma N_1 I \quad (II.7)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -\sigma N_1 I + \frac{N - N_1}{\tau_2}$$

en la cual  $I$  es la intensidad,  $\sigma$  es la sección eficaz de absorción,  $z = x - ct$ ,  $N$  es la densidad de moléculas de colorante,  $N_1$  es la densidad en el nivel fundamental y  $\tau_2$  es el tiempo de relajación al estado fundamental.

Modelos más complejos han sido presentados por diversos autores (6)(23), pero conducen a ecuaciones similares con sólo reemplazar  $\tau_2$  por un tiempo de decaimiento efectivo,  $\tau_{ef}$ , que es una combinación de los distintos tiempos de relajación entre los diversos niveles involucrados.

Solo se han encontrado soluciones analíticas para las ecuaciones II.7 en los casos límites  $\tau_2 \ll \tau_p$  ó  $\tau_2 \gg \tau_p$ , donde  $\tau_p$  es el ancho del pulso.

Para valores intermedios del tiempo de relajación han sido realizados cálculos numéricos por computadora por Girard y Michon (24) para el colorante Kodak 9740 y en forma general por

Rudolph y Weber (25) quienes a su vez han encontrado una expresión aproximada para la transmisión de la forma:

$$\ln T = \frac{\ln T_0}{1 + I/\alpha I_s} \quad (\text{II.8})$$

$I_s = 1/\sigma\tau_2$  es la intensidad de saturación del colorante y  $\alpha$  es un parámetro que depende de la forma y ancho del pulso. Dicha expresión aproxima con un error menor del 5% y para pulsos gaussianos vale  $\alpha = 5$  para  $\tau_2 \ll \tau_p$  y  $\alpha = 6$  para  $2\tau_2 = \tau_p$  que es una situación más real.

Esta pequeña diferencia en los resultados numéricos indica que la aproximación  $\tau_2 \ll \tau_p$  es adecuada para la descripción del sistema y sólo requiere ser mejorado para el estudio de la forma del pulso.

La solución a las ecuaciones II.7 con la relajación infinitamente rápida corresponde a hallar la solución estacionaria para la inversión de población. Su solución, hallada por Hercher (21) es:

$$\ln(I_t/I_0) + (I_0 - I_t)/I_s = \alpha_0 \quad (\text{II.9})$$

donde  $\alpha_0 = \sigma N l$ ,  $l$  es el largo de la celda de colorante,  $I_0$  e  $I_t$  son las intensidades de entrada y salida respectivamente.

En el caso en que la celda se encuentra en contacto con un espejo y sea muy delgada Demokan y Lindsay (6) han demostrado que la expresión resultante es análoga a II.9 pero reemplazando la intensidad de saturación del colorante  $I_s$  por  $I_s/2$ , debido a la superposición del pulso consigo mismo luego de la reflexión.

Como la expresión II.9 no permite resolver en forma explí-

cita la intensidad a la salida en función de la intensidad a la entrada de la celda, los modelos teóricos presentados previamente (1-18) no hacen uso de dicha expresión para el estudio de la selectividad del sistema, sino que recurren a la aproximación de baja absorción, que no es el caso habitual en láseres sólidos.

Se utilizará, en cambio, en este estudio la expresión completa II.9, pero escrita como:

$$u_t e^{ut} = t_0^2 u_0 e^{u_0} \quad (\text{II.10})$$

en la cual  $u = I/I_0$ , es la intensidad normalizada y  $t_0^2 = e^{-\alpha_0}$  es la transmisión a baja señal.

Para la transmisión en amplitud se hace la suposición adicional que la celda es muy angosta y no hay distorsión en la fase, por lo que se puede escribir:

$$v_t = t_0 v_0 \exp \left\{ (|v_0|^2 - |v_t|^2) / 2 \right\} \quad (\text{II.11})$$

donde se ha normalizado a la amplitud como

$$v = \sqrt{u}$$

### II.3. Segunda modulación.

El método propuesto incorpora a la cavidad una segunda modulación tal que el logaritmo de la transmisión es lineal con la intensidad media en la cavidad. En el término constante se incluyen todas las pérdidas lineales del sistema ya que la más importante es el acople con la salida que está constituido por las pérdidas del modulador electro-óptico.

Luego de pasar por el modulador electro-óptico la amplitud se transforma como:

$$v_s = v_0 \exp(-\Gamma/2) \quad (\text{II.12})$$

y

$$\Gamma = \Gamma_0 + aV$$

en las cuales  $\Gamma_0$  corresponde a las pérdidas lineales, "a" es una constante y:

$$V = \int_0^{T_{\text{cav}}} |v|^2 dt \quad (\text{II.13})$$

es un término lentamente variable durante los sucesivos pasajes en la cavidad. Se tomará a  $t$  como un parámetro que varía entre 0 y  $T_{\text{cav}}$  y caracteriza a cada punto de la configuración inicial, el tiempo transcurrido será  $t+kT_{\text{cav}}$  donde  $k$  es un número entero que cuenta el número de pasajes por la cavidad.

Eventualmente se agregará al sistema una saturación de las pérdidas de modo que se expresan como:

$$\Gamma = \begin{cases} \Gamma_0 + aV & \text{si } V \leq V_{\text{max}} \\ \Gamma_0 + aV_{\text{max}} & \text{si } V \geq V_{\text{max}} \end{cases} \quad (\text{II.14})$$

#### II.4. Ecuaciones del Conjunto.

Se obtendrán ahora las ecuaciones de evolución para la radiación en las cavidades esquematizadas en la figura II.1.

La figura II.1.a. corresponde a una cavidad de dos espejos. Comenzando con una cierta distribución de amplitud  $v_0(t)$ , luego de pasar por las pérdidas del colorante, según II.11 se obtiene:

$$v_1(t) = e^{-\alpha_0/2} v_0(t) \exp \left\{ (|v_0|^2 - |v_1|^2)/2 \right\} \quad (\text{II.15})$$

Al ser amplificado dos veces y pasar por las pérdidas se obtiene sucesivamente, utilizando II.5 y II.12 :

$$v_2(t) = \exp \left\{ g_0 \left( 1 - \frac{\alpha}{2} \frac{d}{dt} + \frac{1}{w_L^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) \right\} v_1(t) \quad (\text{II.16})$$

$$v_3(t) = \exp(-\Gamma/2) v_2(t)$$

$$v_4(t) = \exp \left\{ -\frac{\Gamma}{2} - \frac{\alpha_0}{2} + g_0 \left( 1 - \frac{\alpha}{2} \frac{d}{dt} + \frac{1}{w_L^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) \right\} \exp \left\{ \frac{|v_0|^2 - |v_1|^2}{2} \right\} v_0(t)$$

Como  $v_4(t)$  es la amplitud  $v_0(t)$  modificada luego de un pasaje, colocando la dependencia explícita de las variables en  $k$  (número de pasajes en la cavidad), se obtiene:

$$v(t, k+1) = \exp \left\{ -\frac{\Gamma(k)}{2} - \frac{\alpha_0}{2} + g_0(k) \left( 1 - \frac{\alpha}{2} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{w_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) + \frac{|v_0|^2 - |v_1|^2}{2} \right\} v(t, k) \quad (\text{II.17})$$

Es de hacer notar que el operador  $\partial/\partial t$  no conmuta con  $v(t)$  de modo que el desarrollo de la exponencial debe hacerse respetando el orden en que aparecen en el exponente. De todos



modos este hecho no resulta esencial en la aproximación a usar ya que se supondrá que si bien cada componente puede modificar sustancialmente la amplitud del pulso, en un tránsito completo por la cavidad la radiación cambia sólo ligeramente. Esto permite conservar sólo el término de primer orden en el desarrollo de la exponencial en II.17:

$$v(t, k+1) = v(t, k) + \left\{ g_0(k) \left( 1 - \alpha \frac{d}{dt} + \frac{1}{w_L^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) - \frac{\Gamma(k)}{2} - \frac{\alpha_0}{2} + \frac{|v|^2 - |v_1|^2}{2} \right\} v(t, k) \quad (\text{II.18})$$

Esta aproximación utilizada equivale a decir que se trabaja muy cerca del umbral, situación que se mantiene hasta tanto no se produzca una saturación apreciable de la absorción del colorante. Esta suposición es más real que la aproximación habitual (1-17) de considerar que cada componente modifica poco al pulso, pues estos sistemas operan con transmisiones de la celda del orden de 50% y ganancias en el medio amplificador mayores del 100%.

Para el caso de la configuración en anillo para la cavidad se obtiene en forma análoga para el pulso que gira en sentido antihorario :

$$v'(t, k+1) = v'(t, k) + \left\{ \frac{g_0}{2} \left( 1 - \alpha \frac{d}{dt} + \frac{1}{w_L^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) - \frac{\Gamma(k)}{2} - \frac{\alpha_0}{2} + \frac{|v_1|^2 - |v_2|^2}{2} \right\} v'(t, k) \quad (\text{II.19})$$

y para el que gira en el sentido horario:

$$v(t, k+1) = v(t, k) + \left\{ \frac{g_0}{2} \left( 1 - \alpha \frac{d}{dt} + \frac{1}{w_L^2} \frac{d^2}{dt^2} \right) - \frac{\Gamma(k)}{2} - \frac{\alpha_0}{2} + \frac{|v|^2 - |v_1|^2}{2} \right\} v(t, k) \quad (\text{II.20})$$

Nótese que existe una asimetría entre ambos sentidos de giro. Dicha asimetría se discutirá luego de una mayor simplificación de las ecuaciones.

Para poder resolver las ecuaciones planteadas falta colocar  $v_1$  o  $v_2$  en término de  $v$ . Se harán para ello dos simplificaciones alternativas. La primera consiste en suponer que la intensidad es suficientemente pequeña como para no saturar el colorante. Esta simplificación permite obtener una solución analítica de la forma del pulso y describe correctamente el funcionamiento del láser durante el proceso de selección de un único pulso. Sólo deja de ser válida si se produce la emisión de un pulso gigante, que corresponde a la última etapa del proceso.

La otra simplificación alternativa, utilizada para las simulaciones numéricas, es buscar una expresión explícita que aproxime a la diferencia  $|v_0|^2 - |v_t|^2$  entre la intensidad de entrada y salida de la celda. Esta simplificación se realiza en el capítulo IV.

Para la primera alternativa se puede aproximar II.11 al orden más bajo por:

$$|v_t|^2 = t_0^2 |v_0|^2 \quad (\text{II.21})$$

Con lo que las ecuaciones II.18, II.19 y II.20 quedan respectivamente:

$$v(t, k+1) = \left\{ 1 + g_0(k) \left( 1 - \frac{d}{dt} + \frac{1}{w_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \frac{\Gamma}{2} + \frac{\alpha_e}{2} + \frac{(1-t_0^2)}{2} |v|^2 \right\} v(t, k) \quad (\text{II.22})$$

$$v(t, k+1) = \left\{ 1 + \frac{g_0}{2} \left( 1 - \alpha \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{w_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \frac{\Gamma}{2} - \frac{\alpha_e}{2} + e^{-\frac{\Gamma}{2}(1-t_0^2)} |v|^2 \right\} v'(t, k) \quad (\text{II.23})$$

$$v(t, k+1) = \left\{ 1 + \frac{g_0}{2} \left( 1 - \alpha \frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{w_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) - \frac{\Gamma}{2} - \frac{\alpha_e}{2} + \frac{(1-t_0^2)}{2} |v|^2 \right\} v(t, k) \quad (\text{II.24})$$

En las ecuaciones para la cavidad en anillo se ha supuesto que la radiación circula en uno sólo de los dos sentidos o que los pulsos no se superponen en la celda. Si en II.23 se aproxima  $e^{-\Gamma} \simeq e^{-\frac{\Gamma}{2}}$  todas las ecuaciones tienen la forma general luego de reemplazar por II.13:

$$v(t, k+1) = \left\{ 1 + G(k) - \alpha v + B |v|^2 - G_0 \alpha \frac{\partial}{\partial t} + \frac{G_0}{w_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} v(t, k) \quad (\text{II.25})$$

con:

$$G(k) = G_0(k) - \frac{\Gamma}{2} - \frac{\alpha_e}{2} \quad (\text{II.26})$$

en las cuales  $G_0 = g_0$  o  $G_0 = g_0/2$  según el tipo de cavidad en consideración

Nótese que en la cavidad en anillo un sentido de propagación posee un parámetro  $B$  mayor que el otro, por lo que satura más fácilmente el colorante. En consecuencia dicho sentido de circulación se ve favorecido a menos que un pulso que se propaga en sentido contrario justo se le superponga en la celda. Esto explica la tendencia de algunas cavidades en anillo a seleccionar un sentido de circulación de la radiación tal como ha sido descrito en diversos trabajos (30)(31).

El parámetro depende del punto de la cavidad elegido para estudiar la evolución de un pulso luego de un pasaje. Se eli

gió como punto de partida a la salida del amplificador pues como señal inicial se toma la emisión espontánea amplificada en un pasejo por la barra láser.

### III.- SELECTIVIDAD DEL SISTEMA.

En el presente capítulo se estudiará la evolución de los picos de los distintos pulsos que componen el ruido inicial y se determinará el rango de los parámetros que conducen a la perfecta selección del pulso más intenso. Se estudiará asimismo la evolución del ancho del pulso durante todo el proceso y para el caso en que el sistema evoluciona hacia una evolución cuasiestacionaria se hallará la forma del pulso correspondiente. Para ello se dividirá la evolución de la radiación en una serie de etapas características, a saber:

- a) Etapa lineal y limitación de la ganancia.
- b) Selectividad.
- c) Saturación de la ganancia.

Esta última etapa puede ir acompañada de la emisión de un pulso gigante si, como se indicará, se aligen adecuadamente los parámetros del sistema. La saturación de la ganancia tiene como único efecto la atenuación del pulso hasta su desaparición por lo que dicha etapa no será estudiada especialmente. Se supondrá a su vez que dicha saturación comienza una vez finalizada la selección de un único pulso. Dicha condición es fácilmente realizable con sólo elegir adecuadamente la inversión de población inicial y la relación de áreas del modo en el medio amplificador y el colorante. Por tal motivo, como se indicó en el capítulo anterior, no se incluirán en las ecuaciones los términos correspondientes a dicha saturación.

Para el estudio de la evolución de los picos de los pulsos se utilizará la ecuación II.25 teniendo en cuenta que  $(dv/dt)_{\text{pico}} = 0$ . Por otra parte el término  $G(k)$  aumenta desde el umbral  $G = 0$ , linealmente, debido al bombeo. Queda pues como ecuación de partida:

$$v(t, k+1) = v(t, k) + \left\{ \epsilon k - aV + B/|v|^2 + \frac{G_0}{w_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} v(t, k) \quad (\text{III.1})$$

en la cual  $G_0 = G(0)$  ya que se supone en todo momento:

$$G_0 \gg \epsilon k$$

y se desprecia la saturación de la ganancia.

### III.1. Limitación de la ganancia.

Esta primera etapa corresponde a la evolución de la radiación mientras se cumple la condición:

$$B/|v|^2 \ll \epsilon k - aV \quad (\text{III.2})$$

Los parámetros "a" y "ε" se eligen en sistemas reales de modo que dicha condición se satisfaga largamente al comenzar la oscilación. A su vez, como se mostrará más adelante, conviene elegir los parámetros "a" y "B" de modo que cuando haya un solo pulso aV sea del orden de  $B/|v|^2$ .

En este caso la ecuación III.1 se reduce a:

$$v(t, k+1) = v(t, k) + \left[ f(k) + \frac{G_0}{w_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] v(t, k) \quad (\text{III.3})$$

con  $f(k) = \epsilon k - aV$

Lo que interesa remarcar de esta etapa es la evolución del ancho de pulso, pues puede observarse que pulsos más angostos tienen una ganancia menor, lo cual podría ir en detrimento de la selectividad. Sin embargo se mostrará que los pulsos son rápidamente ensanchados de modo que, luego de relativamente pocos pasos, todos los pulsos tendrán prácticamente el mismo ancho.

En efecto, si se caracteriza el ancho de pulso ( $\delta$ ) por medio de la derivada segunda respecto del tiempo en el pico, de modo que:

$$\frac{v(t, k)}{\delta^2(k)} = - \left. \frac{\partial^2 v(t, k)}{\partial t^2} \right|_{\text{pico}} \quad (\text{III.4})$$

Se obtiene pues, derivando dos veces III.3:

$$\left[ \frac{v(t,k+1)}{\zeta^2(k+1)} - \frac{v(t,k)}{\zeta^2(k)} + \frac{f(k)v(t,k)}{\zeta^2(k)} - \frac{G_0}{w_L^2} \frac{\partial^4 v(t,k)}{\partial t^4} \right]_{\text{pico}} \quad (\text{III.5})$$

La forma del pulso  $v(t,k)$  no es conocida y varía de un pulso a otro. Sin embargo se puede escribir:

$$\left[ \frac{\partial^4 v}{\partial t^4} \right]_{\text{pico}} = \left[ \frac{\alpha}{\zeta^4} v \right]_{\text{pico}} \quad (\text{III.6})$$

en la cual el parámetro  $\alpha$  depende de la forma del pulso y es cercano a la unidad. Por ejemplo para un pulso Gaussiano es  $\alpha = 4$  y para la inversa de  $\cosh(t/\zeta)$  es  $\alpha = 5$ . La ecuación III.5 queda pues, si además se le resta a ambos miembros el término  $v(k+1)/\zeta_k^2$ :

$$v(t,k+1) \frac{\partial \ln \zeta^2}{\partial k} = \frac{v}{\zeta} \left\{ f(k) - \frac{G_0 \alpha}{w_L^2 \zeta^2} \right\} - \frac{1}{\zeta} \frac{\partial v}{\partial k} \quad (\text{III.7})$$

y teniendo en cuenta III.3 y que  $v(k) \approx v(k+1)$ :

$$\frac{\partial \zeta^2}{\partial k} = - \frac{G_0}{w_L^2} (\alpha - 1) \quad (\text{III.8})$$

cuya solución es:

$$\zeta^2(k) = \zeta_0^2 + G_0 \frac{(\alpha - 1)k}{w_L^2} \quad (\text{III.9})$$

Resulta entonces que los pulsos se ensanchan monótonamente. Falta pues estimar  $\zeta_0$  para mostrar que para valores típicos de  $k$  el ancho del pulso se independiza del ancho inicial. Dicha estimación de  $\zeta_0$  será útil también como valor inicial para las simulaciones numéricas del capítulo IV.

Para evaluar  $\zeta_0$  es necesario estudiar la evolución de la

radiación por debajo del umbral. En este caso la radiación está constituida por la superposición incoherente de la emisión espontánea y la amplificación de la porción realimentada. La evolución de las distintas componentes espectrales de la intensidad (modos) viene dada por:

$$\frac{\partial u(\omega)}{\partial k} = u_e(\omega) - L(\omega) u(\omega) \quad (\text{III.10})$$

en la cual

$$L(\omega) = \Gamma - G'(\omega)$$

$\Gamma$  corresponde a las pérdidas lineales y  $G'(\omega)$  a la ganancia en energía para el modo  $\omega$ .

Sean a modo de ejemplo líneas Lorentzianas:

$$u_e(\omega) = \frac{u_0}{1 + \omega^2/\omega_L^2}$$

$$G'(\omega) = \frac{g_0}{1 + \omega^2/\omega_L^2} \quad (\text{III.11})$$

Los pulsos, por debajo del umbral, tienen una duración del orden de la inversa del ancho de banda. Se buscará pues estimar dicho ancho de banda al pasar por el umbral. Para ello antes es necesario evaluar la evolución de la intensidad del modo central  $u(0) = u_0$ . Dicho valor será también de utilidad para la simulación numérica. Partiendo de III.10 para  $\omega = 0$  y considerando  $L(0) = -Dk$ :

$$\frac{\partial u_0}{\partial k} = u_0 + Dk u_0 \quad (\text{III.12})$$



cuya solución es:

$$u_0 = \exp(Dk^2/2) \int_{-\infty}^k u_e \exp(-Dk'^2/2) dk' \quad (\text{III.13})$$

en la que se ha supuesto  $u_0(-\infty) = 0$ . Al pasar por el umbral ( $k = 0$ ) toma el valor:

$$u_0(0) = \frac{u_e}{(2D/\pi)^{1/2}} \quad (\text{III.14})$$

que para valores típicos de  $D$  ( $10^{-5}$  a  $10^{-3}$ ) resulta muchas veces mayor que la emisión espontánea.

Si se caracteriza el ancho de banda  $w_R$  por medio de la derivada segunda respecto de la frecuencia como:

$$x = \frac{1}{w_R^2} = -\frac{1}{u_0} \left. \frac{\partial^2 u}{\partial w^2} \right|_{w=0} \quad (\text{III.15})$$

se obtiene, utilizando III.10 y especializando en  $w = 0$  luego de derivar III.15 respecto de  $k$ :

$$\frac{\partial x}{\partial k} = \frac{-u_e}{u_0} x + \frac{u_e}{u_0 w_L^2} + \frac{g'_0}{w_L^2} \approx \frac{g'_0}{w_L^2} - \frac{u_e}{u_0} x \quad (\text{III.16})$$

pues se ha supuesto  $u_e \ll u_0$  y  $g'_0$  del orden de la unidad.

Como  $u_0$  depende de  $k$  según III.13 la solución de III.16 no es sencilla de hallar. Sin embargo cabe notar que la constante de tiempo (en unidades de  $T_{cav}$ ) de variación de  $x$  es  $u_0/u_e \leq (\pi/2D)^{1/2}$ , mucho menor que la constante de tiempo de variación de  $u_0$ , que es  $-1/Dk$ , cuando el sistema se acerca al umbral. Se puede entonces estimar que el ancho de banda sigue en forma cuasiestacionaria a la intensidad del modo central, de modo que a partir de III.16 y III.14 sería:

$$\zeta_0^2 \approx \frac{1}{w_R^2} \approx \frac{g_0'}{w_L^2} \left[ \frac{\pi}{2D} \right]^{1/2} \quad (\text{III.17})$$

y la relación entre la intensidad de la emisión espontánea integrada sobre todas las frecuencias y la intensidad de la radiación:

$$u_0 w_R = u_e w_L \left[ \frac{\pi}{2Dg_0'^2} \right]^{1/4} \quad (\text{III.18})$$

Esta última relación será utilizada en el capítulo IV.

Observando las ecuaciones III.9 y III.17 se puede concluir que las fluctuaciones en  $\zeta_0$  de los distintos pulsos son rápidamente absorbidas por el segundo sumando del segundo término de III.9. En efecto si  $D = 10^{-4}$  y siendo  $g_0' \approx 2G_0$ ,  $\alpha - 1 = 4$ ,  $\zeta^2$  duplica el valor inicial  $\zeta^2$  en 60 pasajes.

Esto permite suponer que todos los pulsos tienen la misma duración y considerar el término  $\partial^2 v / \partial t^2$  en la ecuación III.1 como lentamente variable en el tiempo e incorporarlo a  $G(k) = \theta k$ . Esta simplificación va a permitir obtener una estimación de la duración de esta primera etapa y por ende del ancho de pulso al comenzar la selectividad.

Para ello, en función de lo discutido, se puede suponer que la radiación consiste de  $N$  pulsos de amplitud  $v_n(k)$ , todos del mismo ancho y que evolucionan según la ecuación:

$$\frac{\partial v_n}{\partial k} = v_n (\theta k - aV + B|v_n|^2) \quad (\text{III.19})$$

o lo que es equivalente, para la intensidad pico:

$$\frac{\partial u_n}{\partial k} = u_n (Dk - AU + 2Bu_n) \quad (\text{III.20})$$

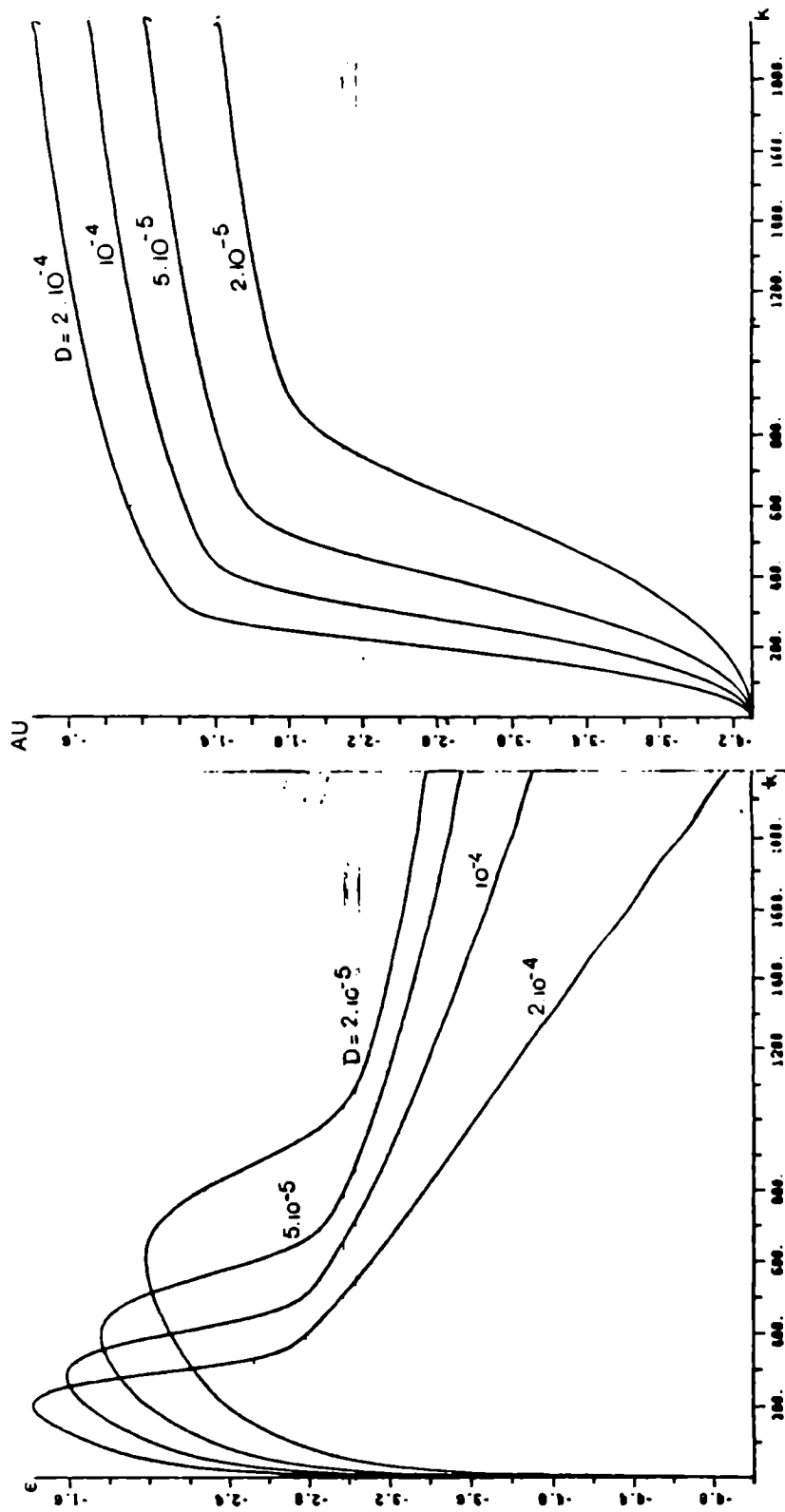


FIG. III.1 Gráficos de AU vs k y  $\epsilon$  vs k.

Resolución numérica de las ecuaciones III.22 y III.23 para distintos valores de velocidad de bombeo.

con las relaciones:

$$\begin{aligned}
 u &= v^2 \\
 D &= 2 \bullet \\
 U &= \sum_n u_n = v/2T_p \\
 A &= 4a T_p
 \end{aligned}
 \tag{III.21}$$

y  $T_p$  es un parámetro que caracterize el ancho de los pulsos.

En esta etapa se puede despreciar la variación de la transmisión del colorante ( $2B u_n$ ), con lo que se puede obtener, a partir de III.20 :

$$\frac{dAU}{dk} = AU (Dk - AU)
 \tag{III.22}$$

y para la diferencia  $\mathcal{E} = Dk - AU$ :

$$\frac{d\mathcal{E}}{dk} = D - Dk\mathcal{E} + \mathcal{E}^2
 \tag{III.23}$$

Las ecuaciones III.22 y III.23 fueron resueltas numéricamente para algunos valores típicos de D y su gráfico se puede ver en las figura III.1.

Para evaluar la duración de esta etapa se calcula en número de pasajes necesarios para que  $\mathcal{E}$  sea del orden de  $2Bu$ , es decir:

$$\mathcal{E} \approx \frac{2B U}{N} = \frac{2B}{AN} (Dk - \mathcal{E})
 \tag{III.24}$$

lo que equivale a buscar:

$$\mathcal{E} \approx Dk/N
 \tag{III.25}$$

donde se ha tenido en cuenta que, como se mostrará en el próximo parágrafo,  $2B \approx A$  y  $N \gg 1$ . La ecuación III.23 se puede resolver fácilmente en la zona  $\xi^2 < D$  para obtener una estimación de  $k$  sencilla sin necesidad de recurrir a soluciones numéricas. En efecto se obtiene:

$$\xi \approx \exp(-Dk^2/2) \left\{ \int_0^k D \exp(Dk'^2/2) dk' + \xi_0 \right\} \quad (\text{III.26})$$

Para los valores de  $k$  en juego (más de mil pasajes), se puede despreciar  $\xi_0$  frente a la integral, la cual a su vez tiene un integrando muy rápidamente creciente y se la puede acotar por la expresión

$$\int_0^k \exp(Dk'^2/2) dk' \geq \frac{\exp(Dk^2/2)}{2Dk} \quad (\text{III.27})$$

donde el segundo miembro es el área del triángulo de altura  $e^{Dk^2/2}$  cuya hipotenusa es tangente a la curva  $e^{Dk'^2/2}$ .

Esta cota sencilla permite obtener una expresión simple que da una idea de la duración de esta primera etapa. Para ello basta relacionar III.25, III.26 y III.27:

$$k \geq \left[ \frac{N}{2D} \right]^{1/2} \quad (\text{III.28})$$

Las expresiones III.9, III.17 y III.28 permiten obtener una idea del ensanchamiento del pulso:

$$\sigma^2(k) = \frac{2G_0}{w_L^2} \frac{1}{\sqrt{2D}} \left( \sqrt{\pi} + \frac{(\alpha-1)\sqrt{N}}{2} \right) \quad (\text{III.29})$$

Se puede apreciar claramente que el ancho de pulso es independiente del ancho inicial debido al gran número de modos presentes y por ende el gran número de pulsos que conforman la configuración de ruido de partida. Se puede observar asimismo que si se desea un ensanchamiento menor es necesario elegir un valor de  $D$  lo más grande posible compatible con una selectividad buena del sistema. En efecto, un valor muy grande del parámetro  $D$  puede producir un crecimiento muy brusco de la radiación, y dar lugar a la saturación del colorante o el medio amplificador antes de producirse la selección de un único pulso por período.

### III.2. Selección de un pulso.

A partir de los resultados del párrafo anterior se puede concluir que antes de comenzar la etapa de selectividad, hay un lapso de tiempo largo durante el cual la variable  $\xi$ , y por ende la ganancia, se mantienen en un valor muy pequeño. Debido a esto la amplitud de los pulsos se modifica relativamente poco durante muchos pasajes. Este hecho es fácilmente visualizable en los gráficos correspondientes a las simulaciones numéricas del capítulo IV.

Aparece así una etapa intermedia entre la ya descrita y la de selectividad en que el ancho del pulso se estabiliza debido a la contribución del absorbente. Se estudiará pues la evolución del ancho de pulso en esta etapa intermedia. Por medio de un análisis similar al que condujo a la ecuación III.8 pero conservando el término correspondiente al colorante, se obtiene:

$$\frac{d\xi/\xi^2}{dk} = \frac{2B v^2}{\xi^2} - \frac{(\alpha - 1) G_0}{w_L^2 \xi^4} \quad (\text{III.30})$$

o lo que es equivalente:

$$\frac{d\xi^2}{dk} = \frac{(\alpha - 1) G_0}{w_L^2} - 2B v^2 \xi^2 \quad (\text{III.31})$$

por lo que el ancho de pulso tiende a un valor estacionario

$$\xi_f^2 = \frac{(\alpha - 1) G_0}{2B v^2 w_L^2} \quad (\text{III.32})$$

con una constante de tiempo (en pasajes por la cavidad)

$$k_z = \frac{1}{2B v^2} \quad (\text{III.33})$$

Precisamente el valor final III.32 es el valor al que se llega por ensanchamiento lineal luego de  $k_z$  pasajes (ecuación III.9). De modo que efectivamente en esta etapa se detiene el ensanchamiento del pulso. Valores típicos se pueden obtener de la expresión III.29 con  $N = 1.000$ ,  $G_0 = 0,75$ ,  $(\alpha - 1) = 4$  y  $1/\omega_L = 4 \times 10^{-14}$  s; para  $D = 5 \times 10^{-5}$  se obtiene  $\tau_p = 4$  ps y para  $D = 5 \times 10^{-4}$ ,  $\tau_p \approx 2$  ps. Si bien el ancho de pulso depende de  $D$ , dicha dependencia es bastante suave, no obteniéndose valores sustancialmente distintos con variaciones de un orden de magnitud en  $D$ . Cabe recordar además que dichas estimaciones fueron obtenidas suponiendo que el colorante relaja infinitamente rápido, por lo que en situaciones reales será el tiempo de relajación del colorante el que efectivamente limite la posibilidad de angostar el pulso.

El proceso de selección comienza cuando la mayor ganancia de los pulsos más intensos, debido a la variación de las pérdidas del colorante, hacen descender a la variable  $\xi$  a valores negativos. A partir de ese momento los pulsos menos intensos quedarán sucesivamente debajo del umbral y desaparecerán. Se estudiará pues bajo que condiciones la radiación evoluciona a una solución estacionaria con un único pulso.

Partiendo de la ecuación III.20 se ve que existe una solución estacionaria estable:

$$u_1 = \frac{Dk}{A - 2B} \quad (\text{III.34})$$

$$u_n = 0 \quad \text{si } n \neq 1$$

si se cumple la condición:

$$A > 2B \quad (III.35)$$

A este tipo de operación del láser se la denominará clase "a".

Para  $A < 2B$  no existe solución estacionaria de III.20. Los pulsos continúan amplificándose hasta producir la saturación de la ganancia, que no ha sido incluida en dicha ecuación. De todos modos dicha saturación no dará lugar a soluciones estacionarias sino a oscilaciones de relajación (si el bombeo continúa), como lo puntualiza Hauss (14) en su estudio de láseres continuos.

De todos modos en el rango  $A < 2B$  se puede obtener selectividad total si se satisface:

$$B < A < 2B \quad (III.36)$$

A este rango se le denominará operación en clase "b".

En efecto si se estudia el caso más desfavorable en que sólo hay dos pulsos, las ecuaciones de evolución III.20 quedan:

$$\begin{aligned} \frac{du_1}{dk} &= u_1 [G + 2Bu_1 - A(u_1+u_2)] \\ \frac{du_2}{dk} &= u_2 [G + 2Bu_2 - A(u_1+u_2)] \end{aligned} \quad (III.37)$$

y valdrá  $\frac{du_2}{dk} < 0$  para

$$G + 2Bu_2 - A(u_1+u_2) < 0$$

pero como  $u_1 > u_2$

$$0 > G + 2Bu_2 - A(u_1+u_2) > G + (2B-2A)u_2 \quad (III.38)$$



Como  $G > 0$ , para que el segundo pulso entre en pérdida debe ser  $B < A$ , que es la condición planteada para operar en clase "b".

Cualitativamente la diferencia esencial entre operar en clase "a" y clase "b" es que en esta última las pérdidas introducidas son insuficientes para limitar la amplificación del pulso y no se llega a una solución cuasiestacionaria. Ambos tipos de operación, sin embargo, conducen a selectividad total. Trabajando fuera de los rangos mencionados el sistema tendrá una alta selectividad, debido a que las pérdidas introducidas obligan al láser a operar muy cerca del umbral. Sin embargo en éste último caso la emisión mantendrá un carácter estadístico similar al de los sistemas funcionando con el método convencional de generación de pulsos ultracortos con absorbentes saturables.

Como en la determinación de las condiciones III.35 y III.36 no se tuvieron en cuenta ni la saturación del absorbente ni la de las pérdidas introducidas por el modulador, dichos rangos no son rigurosos y sólo dan una idea de los resultados posibles con el sistema descrito. Una discusión más detallada al respecto se dará al final de presente capítulo y con los resultados de las simulaciones numéricas del capítulo IV.

Se estudiará ahora la solución cuasiestacionaria que se obtiene cuando el sistema opera en clase "a" y dentro del rango de validez de la ecuación II.25. Para ello en dicha ecuación se elimina el término  $G_0 \alpha \frac{\partial v}{\partial t}$  siguiendo el procedimiento utilizado por Haus: (13), quien reemplaza el período de la cavidad pasiva  $T_{cav}$  por el de la cavidad activa  $T_{cav} + \delta T$  de modo que  $\delta T = G_0 \alpha$ , con lo que la ecuación de evolución queda:

$$\frac{\partial v(t,k)}{\partial k} = \left[ G(k) - aV(k) + B|v|^2 + \frac{G_0}{w_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] v(t,k) \quad (\text{III.39})$$

La solución cuasiestacionaria de III.39 corresponde a buscar la solución de:

$$\left\{ G - aV + B|v|^2 + \frac{G_0}{w_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right\} v(t) = 0 \quad (\text{III.40})$$

que es similar a la hallada por Haus (13) para láseres continuos de colorantes y cuya solución con un único pulso es:

$$v = \frac{v_0}{\cosh(t/\zeta_p)} \quad (\text{III.41})$$

que, si bien posee colas exponenciales que se extienden desde  $t = -\infty$  a  $t = \infty$ , es una buena aproximación si  $\zeta_p \ll T_{\text{cav}}$ .

Reemplazando III.41 en III.40 se obtienen las siguientes ecuaciones para  $v_0$  y  $\zeta_p$ :

$$G - 2a v_0^2 \zeta_p + \frac{G_0}{\zeta_p^2 w_L^2} = 0 \quad \text{a)} \quad (\text{III.42})$$

$$B v_0^2 = \frac{2G_0}{\zeta_p^2 w_L^2} \quad \text{b)}$$

donde se ha utilizado:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\cosh^2(t/\zeta_p)} dt = 2 \zeta_p \quad (\text{III.43})$$

Reemplazando III.42-b en -a queda una ecuación cuadrática para  $\zeta_p$  cuya solución es:

$$\zeta_p = \frac{1}{w_L} \sqrt{\frac{G_0}{G}} \left[ \delta \pm \sqrt{\delta^2 - 1} \right] \quad (\text{III.44})$$

con:

$$\delta = \frac{2a}{Bw_L} \sqrt{\frac{G_0}{G}} \quad (\text{III.45})$$

y para que exista solución estacionaria es necesario que:

$$\delta > 1 \quad (\text{III.46})$$

Esta condición es una versión más rigurosa de la condición III.35 que define la operación en clase "a", pues se ha tenido en cuenta la dependencia de la ganancia con el ancho de pulso.

Para la amplitud del pulso la solución que se obtiene de III.42-b y III.44 es:

$$v_0^2 = \frac{2G}{B \left[ \delta \pm \sqrt{\delta^2 - 1} \right]^2} \quad (\text{III.47})$$

en la cual el signo + corresponde a la solución con signo + para  $\zeta_p$ .

Falta discernir cual de las dos soluciones halladas corresponde a la que se obtendrá en un sistema real.

Si en III.32 se reemplaza  $v^2$  por  $u_1 = RV/N$ , en la cual R es la relación entre el pulso más intenso y el promedio;

y si se aproxima  $AU \approx G$ , resulta evidente por comparación con III.42-b que el ancho de pulso tiende a angostarse a partir de un ancho inicial varias veces mayor que el valor estacionario. Por lo tanto el sistema evoluciona pasando por la solución de mayor ancho de pulso y menor amplitud. Si dicha solución es estable será la solución que encontrará siempre el sistema.

Si se agrega a la amplitud  $v_0$  una perturbación  $\delta v$  manteniendo la forma del pulso de modo que:

$$v' = \frac{v_0 + \delta v}{\cosh(t/\tau_p)}$$

con  $v_0$  y  $\tau_p$  dados por III.44 y III.47, se obtiene reemplazando en III.39 :

$$\frac{\partial \delta v}{\partial k} = \left\{ -2a\tau_p + \frac{B}{\cosh^2(t/\tau_p)} \right\} 2v_0^2 \delta v \quad (\text{III.48})$$

y  $\delta v \rightarrow 0$ , es decir, la perturbación desaparece para todo  $t$  si:

$$2a\tau_p > B \quad (\text{III.49})$$

que por III.44 y III.45 equivale a:

$$\delta \left[ \delta \pm \sqrt{\delta^2 - 1} \right] > 1$$

que se satisface para el signo  $+$  por la condición III.46.

Por otro lado la solución hallada coincide con la solución III.32, que es estable ante perturbaciones en el ancho de pulso a amplitud constante.

En conclusión, la solución estable es la que tiende el

sistema está dada por III.47 y III.44 tomadas con el signo + :

$$\zeta_p = \frac{1}{w_L} \sqrt{\frac{G_0}{G}} \left[ \delta + \sqrt{\delta^2 - 1} \right] \quad (\text{III.50})$$

$$v_0^2 = \frac{2G}{B} \left[ \frac{1}{\delta + \sqrt{\delta^2 - 1}} \right]^2 \quad (\text{III.51})$$

Si el sistema trabaja en clase "a" conviene pues elegir  $\delta$  lo más próximo posible a 1 para obtener mayor amplitud y menor ancho de pulso. Por otro lado valores grandes de  $G$ , y por ende de la velocidad de bombeo, son preferibles. Sin embargo no deben ser tan grandes que el sistema sature la ganancia antes de entrar en régimen estacionario, pues no habría selectividad.

Las soluciones halladas precedentemente y los correspondientes rangos de operación fueron determinados bajo la suposición:

$$v^2 \ll 1 \quad (\text{III.52})$$

que permitió simplificar las ecuaciones II.18, II.19 y II.20 a la forma II.25. Si las pérdidas adicionales del modulador y la ganancia del medio activo no saturaran siempre se operaría en clase "a", ya que aún para valores pequeños del parámetro  $A$ , debido a la saturación del colorante, en algún momento las pérdidas introducidas superarán al aumento de transmisión en el absorbente saturable.

Sin embargo en los sistemas ideados en la práctica las pérdidas introducidas por el modulador saturan para intensidades menores que la intensidad de saturación del colorante. Esta situación permite asegurar que la condición III.46 es una condición

necesaria para operar en clase "a" .

La condición III.46 no resulta suficiente ya que es necesario asegurar además que la pérdida adicional no sature antes de llegar a la solución buscada. Es decir que a partir de II.14 , III.50 y III.51 , hay que pedir:

$$\Delta \Gamma_{\text{MAX}} = (\Delta U)_{\text{MAX}} > 2av_0^2 \zeta_p = \frac{2}{w_L} \frac{\sqrt{G G_0}}{B[\delta + \sqrt{\gamma^2 - 1}]} \quad (\text{III.53})$$

Si no se satisface esta condición adicional, el sistema operará en clase "b" o en modo convencional según que en el momento de saturar las pérdidas hubiera un solo pulso con ganancia positiva o más de uno respectivamente.

Se puede buscar pues un rango de saturación de las pérdidas del modulador que garantice la operación en clase "b" de una manera similar a la utilizada para determinar el III.36 .

Una cota del rango viene dada por III.53 con la desigualdad invertida. En una versión simplificada se puede escribir como:

$$\Delta \Gamma_{\text{MAX}} < \frac{G}{1 - 2B/A} \quad (\text{III.54})$$

Para la otra cota se supone que subsisten dos pulsos y se busca que la ganancia del segundo sea negativa, es decir que:

$$G + 2Bu_2 - A(u_1 + u_2) < 0 \quad (\text{III.55})$$

que para el caso más desfavorable,  $u_1 = u_2$  , conduce a:

$$\Delta \Gamma_{\text{MAX}} > \frac{G}{2(1 - B/A)} \quad (\text{III.56})$$

El rango definido por III.54 y III.56 junto con la condición III.35 constituyen pues una alternativa a la operación en clase "b" dada por el rango III.36 para el parámetro A .

La operación en clase "b" resulta preferible si se desea una alta potencia pico en la emisión, y se puede lograr ajustando adecuadamente la pendiente A de las pérdidas introducidas o bien su valor máximo  $(AU)_{\text{máx.}}$  . La operación en clase "e" dará por resultado trenes de pulsos más largos y de mucha menor potencia. En las simulaciones numéricas del próximo capítulo se ilustran los resultados que se obtienen con la variación de los distintos parámetros.

Cabe recalcar también que otro parámetro que puede modificar el tipo de operación es la velocidad de bombeo. En efecto todas las desigualdades que definen condiciones para los distintos tipos de funcionamiento, involucran a la variable G . Por ello, si bien puede parecer deseable el uso de velocidades de bombeo grandes, un valor muy grande de dicho parámetro puede hacer pasar el sistema de clase "e" a clase "b" y de esta última a modo convencional. Por lo tanto dicho parámetro también debe ser tenido en cuenta al pretender establecer el tipo de operación del sistema.

#### IV.- SIMULACION NUMERICA.

Debido a la imposibilidad de hallar una solución analítica a las ecuaciones de evolución del sistema, que tenga en cuenta todas las etapas e inclusive la saturación de la ganancia, se realizó una simulación numérica.

En dicha simulación se estudió la evolución de la intensidad de los picos de los distintos pulsos que conforman el ruido inicial. Dado que, salvo en la última etapa de angostamiento del pulso, todos los pulsos tienen aproximadamente el mismo ancho, se simplificaron las ecuaciones de evolución calculando sólo el ancho del pulso más intenso y asignando dicha duración a todos los pulsos. Dicha aproximación constituye una situación más real que despreciar la variación del ancho de pulso durante toda la evolución, aproximación utilizada por New (8), (9) en sus simulaciones numéricas.

##### IV.1. Ecuaciones de evolución.

Partiendo de la ecuación III.1 pero reemplazando el término correspondiente a la saturación del colorante por su expresión exacta, se obtiene:

$$\frac{dv_n}{dk} = \left\{ G(k) - \frac{G_0}{v_L^2 \tau^2} + \frac{1}{2} f(|v|^2) - a V(k) \right\} v(k) \quad (\text{IV.1})$$

en la cual  $\tau$  es el ancho de pulso,  $f(|v|^2)$  es el término correspondiente a la saturación del colorante,  $v_n$  es la amplitud en el pico del  $n$ -ésimo pulso y se supondrá que los pulsos son todos de la forma:

$$v_n(t) = \frac{v_n}{c \operatorname{sh}(t/\tau)} \quad (\text{IV.2})$$



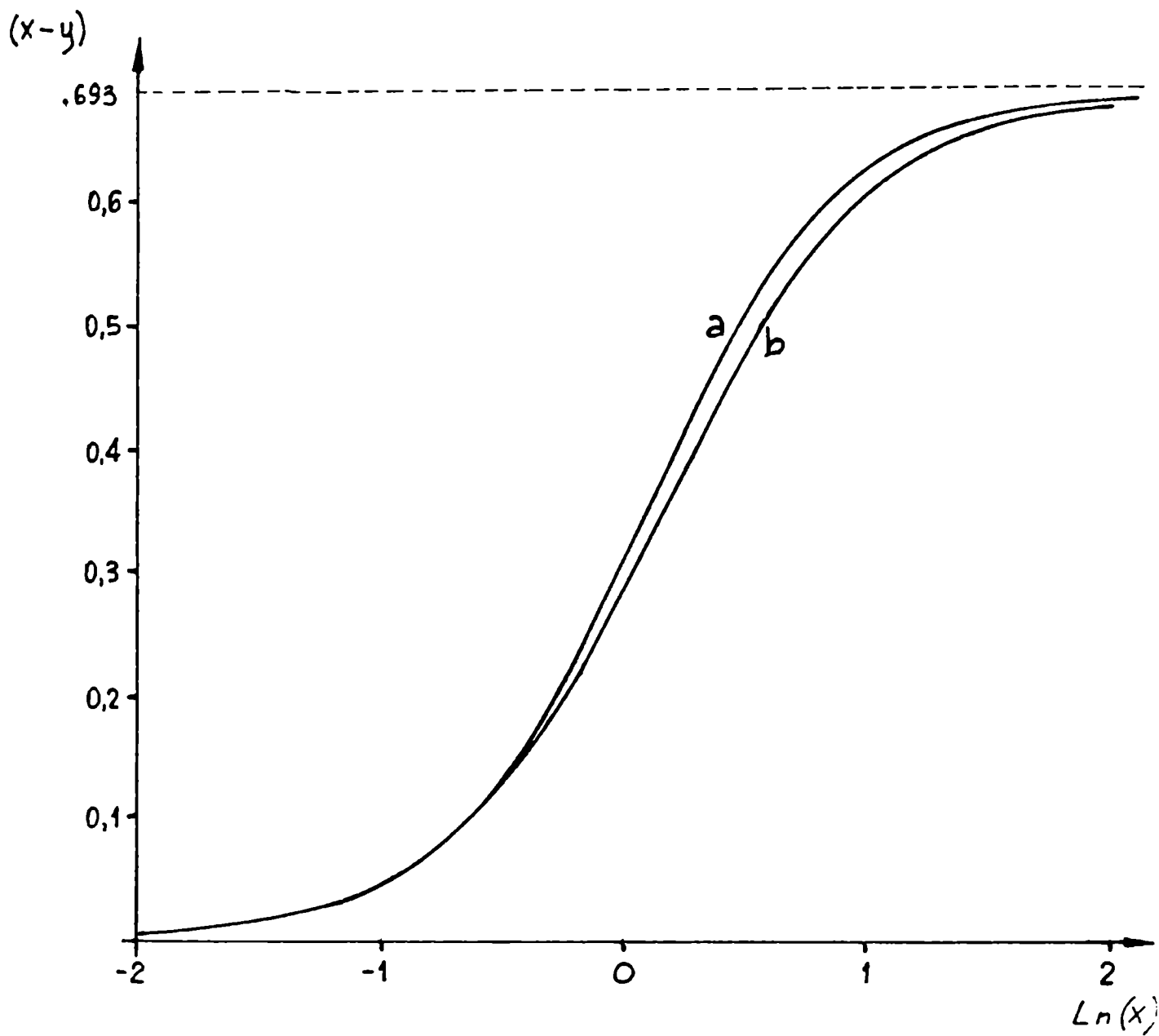


FIG. IV.1 Gráfico del término de absorción del colorante.

x: potencia de entrada; y: potencia de salida.

a) Según la ecuación II.10

b) Aproximación utilizada según la ecuación IV.4

Para ambos casos se utilizó  $\beta=1$  y  $t_0^2=0,5$

Como  $f(|v|^2)$  no se puede obtener en forma explícita a partir de II.10 se busca una expresión aproximada que tenga la misma asíntota y pendiente inicial. De II.18, II.19 y II.20 se ve que para las distintas configuraciones de la cavidad el término  $f(|v|^2)$  tiene la forma general:

$$f(|v|^2) = u_e - u_s \quad (\text{IV.3})$$

donde  $u_e$  y  $u_s$  son las intensidades a la entrada y salida de la celda. A su vez  $u_e = \beta v^2$ , donde  $\beta$  es un coeficiente que depende de la ubicación de la celda en la cavidad y del sentido de giro en las cavidades en anillo.

La aproximación que se utilizó a la ecuación II.10 es:

$$f(|v|^2) = \frac{2B|v|^2}{1+2B|v|^2/\omega_0} \quad (\text{IV.4})$$

donde  $B$  es el mismo coeficiente utilizado para la aproximación lineal y  $\omega_0$  fue definido en II.10.

En la figura IV.1 se graficó la expresión IV.4 y se la compara con la expresión II.10 para  $\beta = 1$  y  $t_0^2 = 0,5$ . Se puede observar un ajuste bastante bueno con un comportamiento cualitativo similar pero con una transmisión del colorante mayor para la expresión IV.3 que para II.10.

Para la simulación numérica se prefirió estudiar la evolución de la intensidad de los pulsos y no la amplitud pues se obtiene la misma información y requiere menos operaciones (cuando se estudian sólo los picos). La ecuación a resolver es, usando IV.2, IV.4 y IV.1:

$$\frac{du_n}{dk} = \left\{ G - \frac{2G_0}{v_L^2 \tau^2} + \frac{2Bu_n}{1+2Bu_n/\alpha_0} - 4a\tau U \right\} u_n \quad (\text{IV.5})$$

Por simplicidad se supondrá ancho de banda homogéneo para el estudio de la saturación de la ganancia. Esto puede introducir algunas diferencias en el pico obtenible y sobre todo en el ancho de pulso ya que un ancho de línea inhomogéneo favorece un angostamiento del pulso por saturación de la parte central de la ganancia en función de la frecuencia.

La ecuación IV.5 se resuelve numéricamente como:

$$u_n(k+1) = \left\{ 1+G(k) - 4a\tau U(k) + \frac{2Bu_n}{1+2Bu_n/\alpha_0} - \frac{2G_0(k)}{v_L^2 \tau^2} \right\} u_n \quad (\text{IV.6})$$

$$G(k+1) = G(k) + D - C U G_0$$

$$G_0(k+1) = G_0(k) + D - C U G_0 \quad (\text{IV.7})$$

donde D y U están definidos en IV.12 y C es un parámetro que corresponde a la disminución de la ganancia debido al decaimiento de la inversión de población por emisión estimulada.

La discretización de la ecuación IV.5 para su resolución numérica no constituye una aproximación adicional ya que el sistema es efectivamente discreto y en realidad la aproximación consistía en suponer a la variable k como continua.

En forma similar a la deducción de III.30 pero con el uso de IV.2 y IV.4 se obtiene:

$$\frac{d1/\tau^2}{dk} = -\frac{4G_0}{v_L^2 \tau^2} + \frac{2Bv^2}{\tau^2(1+2Bv^2/\alpha_0)} \left[ 1 - \frac{2Bv^2}{\alpha_0(1+2Bv^2/\alpha_0)} \right] \quad (\text{IV.8})$$

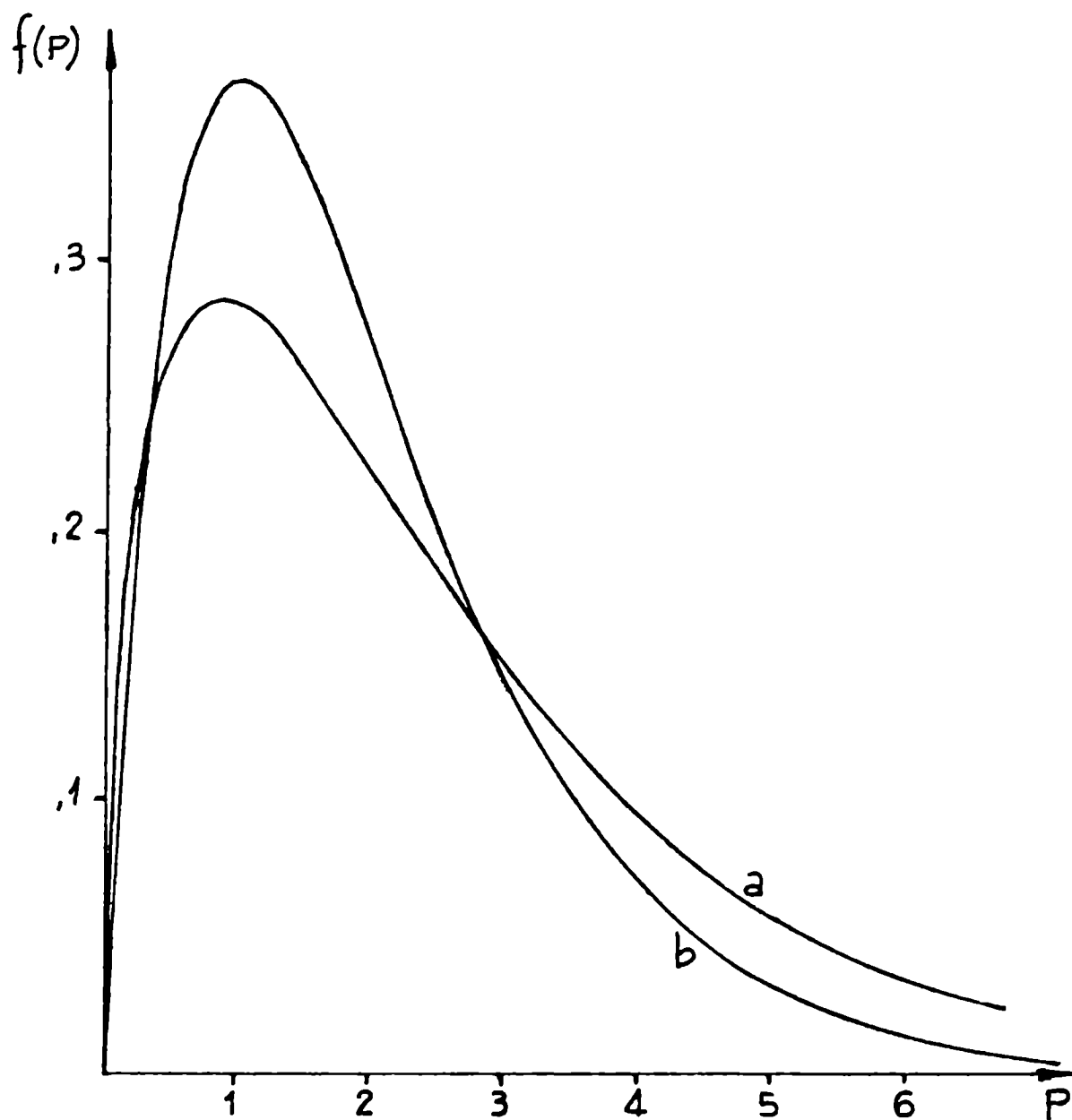


FIG. IV.2 Distribución inicial de los picos de los pulsos

a) Distribución de la potencia de los picos según Demokan y otros (6)

b) Aproximación utilizada para la simulación numérica

que numéricamente se resuelve como:

$$\tau^2(k+1) = \frac{4G}{v_L^2} + \tau^2(k) \left\{ 1 - \frac{2B u_1}{1+B'u_1} \left[ 1 - \frac{B'u_1}{1+B'u_1} \right] \right\} \quad (IV.9)$$

donde  $B' = 2B/\alpha_0$  y se reemplaza  $v^2$  por  $u_1$  pues se estudia la evolución del pulso más intenso.

Para la resolución numérica sólo resta hallar los valores iniciales y estimar los parámetros involucrados.

#### IV.2. Radiación inicial.

En el trabajo de Demokan y Lindsay (6) se estudia la distribución estadística de los picos de los pulsos del ruido inicial del láser luego de una amplificación lineal. La expresión obtenida en su ecuación 2.36 es relativamente complicada y no se justifica su utilización para la simulación del sistema, ya que no se busca realizar una estadística sino, por el contrario, mostrar que en las condiciones descriptas el sistema siempre evoluciona a la obtención de un único pulso.

Por tal motivo se optó por aproximar dicha expresión por otra que permita obtener fácilmente una rutina numérica que genere un vector de pulsos aleatorio con la distribución planteada.

En la figura IV.2 se muestra una curva correspondiente a la expresión obtenida por Demokan (6) para la distribución de los picos  $f(u)$  y la aproximación:

$$f(u) = u e^{-u} \quad (IV.10)$$

Esta expresión posee una dispersión menor y una cola más chica para valores grandes de  $u$ , por lo que resulta una distribu-

ción más desfavorable para la selección de un pulso.

Otras expresiones con un mejor ajuste se podrían hallar fácilmente, pero la expresión IV.10 tiene la ventaja de permitir generar con gran facilidad picos con dicha distribución a partir de una variable aleatoria  $x$  con distribución uniforme en el intervalo  $[0,1]$ . En efecto la relación entre dichas variables resulta:

$$e^u = \frac{1+u}{x} \quad (\text{IV.11})$$

que puede resolverse iterando:

$$u^{(n+1)} = \ln\left(\frac{1+u^{(n)}}{x}\right) \quad (\text{IV.12})$$

partiendo del valor inicial:

$$u^{(1)} = -\ln x \quad (\text{IV.13})$$

Este método es muy lento para  $x$  cercano a uno, por lo que para  $x > 0,99$  se desarrolla en serie la exponencial o segundo orden y se obtiene:

$$u = \frac{x-1 + \sqrt{(1-x)^2}}{x} \quad (\text{IV.14})$$

que aproxima mejor que el 1% en el intervalo  $[0,99 ; 1]$ .

De este modo se puede generar un vector  $\{u_n\}$  que describe la configuración inicial a partir de un vector  $\{x_n\}$  de distribución uniforme.

En el apéndice A se presentan copias del programa MLCC utilizado para la simulación numérica y de la rutina VECAL que genera el vector aleatorio con la distribución indicada.

### IV.3. Estimación de los parámetros.

Los parámetros a determinar para realizar la simulación numérica son:  $a$ ,  $B$ ,  $\alpha_0$ ,  $W_L$ ,  $D$ ,  $G_0$ ,  $C$  y los valores iniciales de  $u_n$  y  $\xi_0$ .

El parámetro  $a$  se variará de modo de pasar por los distintos modos de operación. Si la transmisión por pasaje de la celda es de 50% y se trabaja con una cavidad de dos espejos ( $\beta = 1$ ) es  $B = 0,25$  y  $\alpha_0 = 0,7$ . Como ya se indicó, para vidrio: Nd  $1/W_L = 3 \times 10^{-13}$  s.  $G_0$  se midió del modo indicado en el capítulo V, depende de la energía de bombeo y se puede estimar típicamente en  $G_0 = 0,75$ .

El parámetro  $C$  correspondiente a la saturación de la ganancia se estima suponiendo que la inversión de población es uniforme en la barra activa, es decir (19):

$$2 G_0 = \sigma N l \quad (\text{IV.15})$$

donde  $N$  es la inversión de población,  $\sigma$  es la sección eficaz de emisión estimulada y vale  $\sigma = 3,3 \times 10^{-20}$  cm<sup>2</sup> para el vidrio ED-2 utilizado, y  $l$  es la longitud del medio amplificador. Por otro lado:

$$\frac{dN}{dt} = - \sigma N I T_{cav} \quad (\text{IV.16})$$

donde  $I$  es la intensidad media de fotones en la cavidad.

Se obtiene pues de IV.7, IV.15, IV.16 y de  $T_{cav} I = V I_s$ :

$$C = I_s = 3,5 \cdot 10^6 \quad (\text{IV.17})$$

donde  $I_s$  es la intensidad de saturación del colorante normali

zada por la relación de áreas del modo en el amplificador respecto del absorbente.

Para la estimación de la velocidad de bombeo se aproxima la ganancia en función del tiempo por una parábola invertida de amplitud  $G_0$  y ancho en la base del orden del tiempo de bombeo. Si la emisión láser se produce cuando la ganancia llega al 90% del pico, la velocidad de bombeo ( $D$ ) resulta del orden de  $5 \cdot 10^{-5}$ . Para poder controlar la velocidad de bombeo independientemente de la ganancia se optó por una configuración distinta descrita en las referencias (26), (27) y en el próximo capítulo. En tales condiciones  $D$  varía típicamente entre  $10^{-5}$  y  $10^{-3}$ .

Con los valores hallados y suponiendo  $\omega_L \tau = 10$  se obtiene

$$a > \omega_L / 80 \quad (\text{IV.18})$$

Para estimar el valor inicial de  $u$  se utiliza II.18 y se calcula  $u_e$  como la suma de las emisiones espontáneas de cada elemento de volumen ( $dv$ ) en el ángulo sólido del modo del láser ( $\Omega \approx 3 \cdot 10^{-6}$ ) y amplificadas en su recorrido hasta el extremo de la barra ( $x$ ), es decir:

$$u_e \omega_L = u_{\text{esp}} = \frac{N}{I_s T_{f1}} \frac{\Omega}{S} \int_0^1 \exp(G_0 x/l) dv \quad (\text{IV.19})$$

donde  $N$  es la inversión de población,  $T_{f1}$  es el tiempo de fluorescencia y  $S$  es la sección transversal del modo. Se obtiene así:

$$\bar{u} = \left( \frac{\pi}{8DG_0^2} \right)^{1/4} \frac{\Omega}{\sigma I_s T_{f1}} (e^{G_0} - 1) \quad (\text{IV.20})$$



y a partir de III.17:

$$\zeta_0^2 = \frac{G_0}{w_L^2} \left( \frac{2\pi}{D} \right)^{1/2} \quad (\text{IV.21})$$

#### V.4. Resultados numéricos.

En función de los resultados precedentes se realizaron las simulaciones numéricas con los siguientes valores en todos los casos:  $B = 0,25$  ;  $G_0 = 0,75$  ;  $C = 2 \cdot 10^{-6}$  ;  $N = 500$  ;  $u_1(k = 0) = 6 \cdot 10^{-6}$  ; y se variaban los parámetros  $D$ ,  $A$  y  $\Delta f_{\text{MAX}}$  .  $\zeta_0$  se determinaba en cada caso a partir de la ecuación III.17. El parámetro  $A$  utilizado en el programa es:

$$A = \frac{4a}{w_L} \quad (\text{IV.22})$$

y el ancho de pulso se mide en unidades de  $1/w_L$  .

Se grafica en todos los casos la evolución del logaritmo de la intensidad de los tres pulsos más intensos para la misma configuración del ruido inicial.

En la figura IV.3 se muestra una secuencia de simulaciones en la cual se variaba el parámetro  $\Delta f_{\text{MAX}}$  manteniendo  $D = 5 \cdot 10^{-5}$  y  $A = 0,01$ . Corresponde en estos casos  $w_L \zeta_0 = 14$ . En la figura IV.4 se muestra la evolución de los anchos de pulso correspondientes.

A partir de la expresión III.28 se puede estimar el número de pasajes requeridos para que comience la selección; se obtiene

$$k \geq 2240 \quad (\text{IV.23})$$

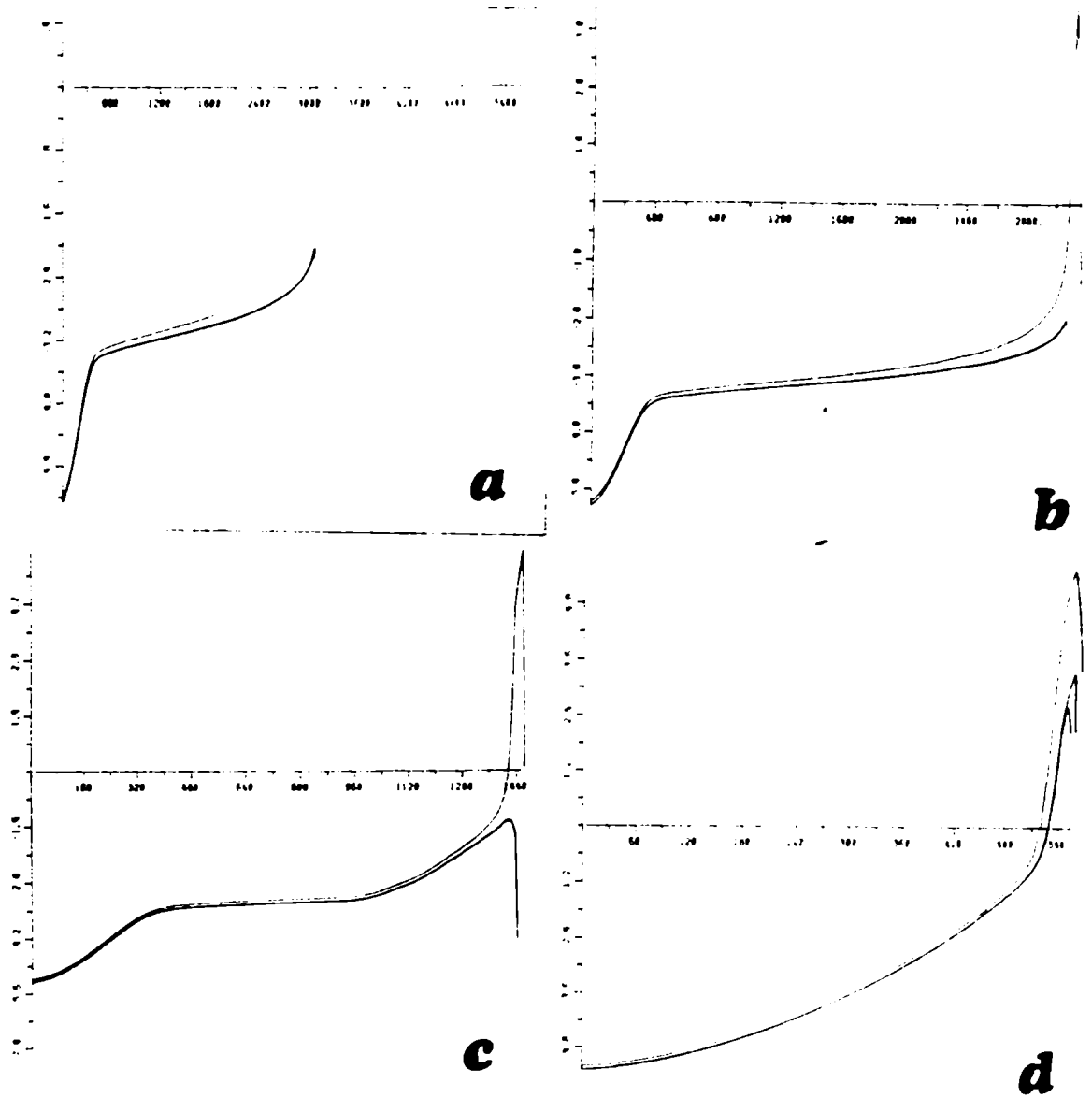


FIG. IV.3 Simulación numérica, variando  $\Delta\Gamma_{\max}$

Gráficos de la evolución de los tres pulsos mas intensos.  $\ln u$  vs  $k$ .

$B=0,25$ ,  $G_0=0,75$ ,  $C=2 \cdot 10^{-6}$ ,  $N=500$ ,  $u_1(k=0)=6 \cdot 10^{-6}$ ,  $A=0,01$ ;  $D=5 \cdot 10^{-5}$

a)  $\Delta\Gamma_{\max} = 0,8$

b)  $\Delta\Gamma_{\max} = 0,5$

c)  $\Delta\Gamma_{\max} = 0,05$

d)  $\Delta\Gamma_{\max} = 0,01$

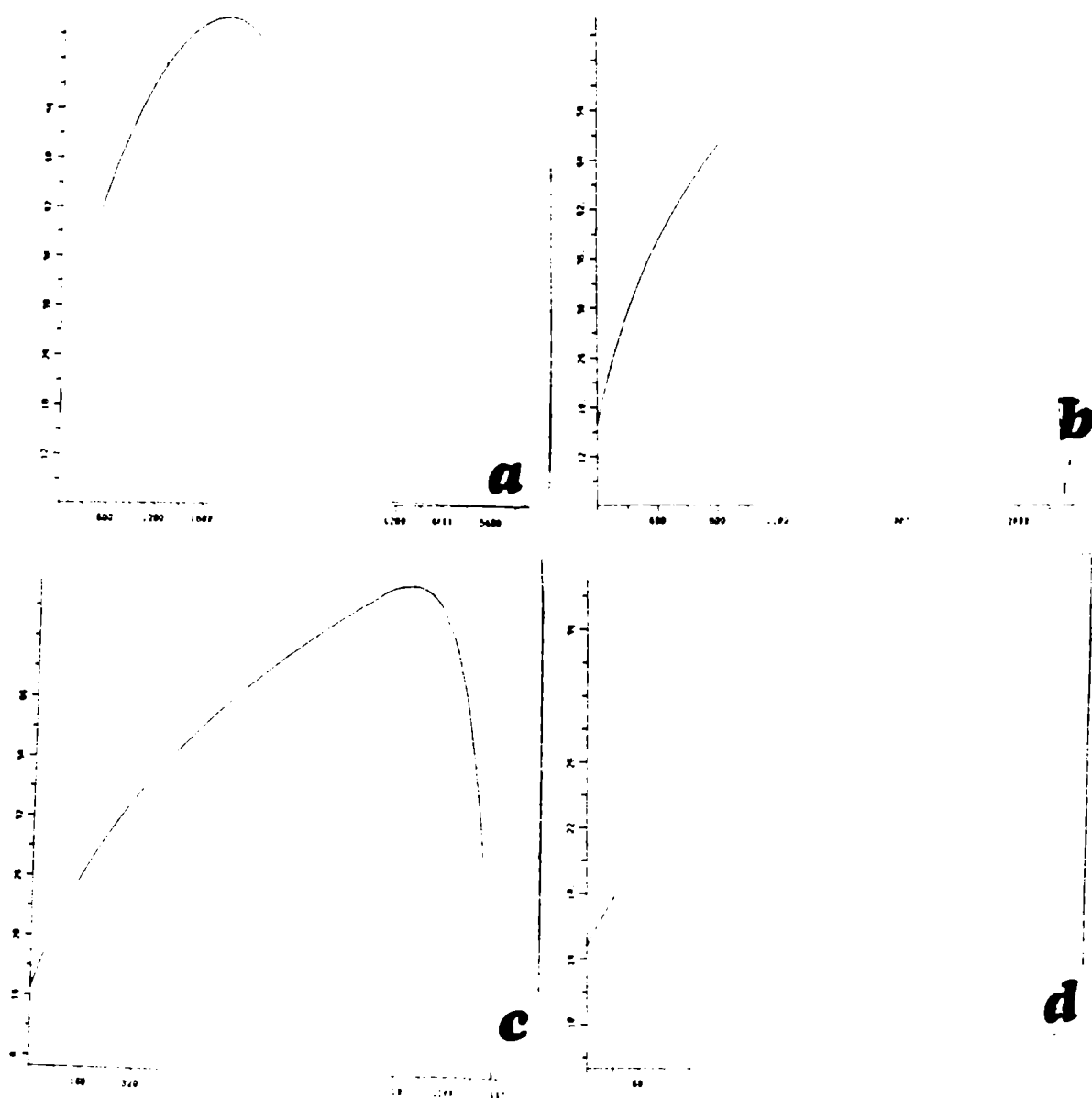


FIG. IV.4 Simulación numérica variando  $\Delta t_{\max}^7$ . Ancho de pulso.

Evolución del ancho de pulso correspondiente a las simulaciones numéricas de la figura IV.3.

si  $A\tau = 2B$ . Por otro lado, para ese número de pasajes, por III.29 es:

$$\omega_L \tau \approx 84 \quad (\text{IV.24})$$

Para este ancho de pulso, y para satisfacer  $A\tau = 2B$  debe usarse  $A = 6 \cdot 10^{-3}$ . Se utilizó un valor ligeramente mayor en este grupo de simulaciones para garantizar la posibilidad de trabajar en clase "a".

Precisamente, en la figura IV.3-a se observa una simulación en que el sistema opera en clase "a". Se verifica que, en efecto, para el valor aproximado dado en IV.23 comienza la selección (la curva del  $\log u_1$  adquiere una curvatura positiva debido a que comienzan a desaparecer los pulsos más pequeños). En la figura IV.4-a se ve que en ese momento comienza a angostarse el pulso. El valor máximo al que llega,  $\omega_L \tau \approx 70$  es muy cercano a la estimación IV.24.

Como simultáneamente con la selección de un pulso se produce el angostamiento del mismo el producto  $A\tau$  se hace menor de  $2B$ . Esto origina que la solución estacionaria se obtenga para valores muy altos de  $u$ , para los cuales la variación de la transmisión del colorante con la intensidad también se achica debido a la saturación del mismo. Por este motivo no son aplicables a este caso las soluciones analíticas halladas en el capítulo III para operación en clase "a", válidas para bajas potencias de salida.

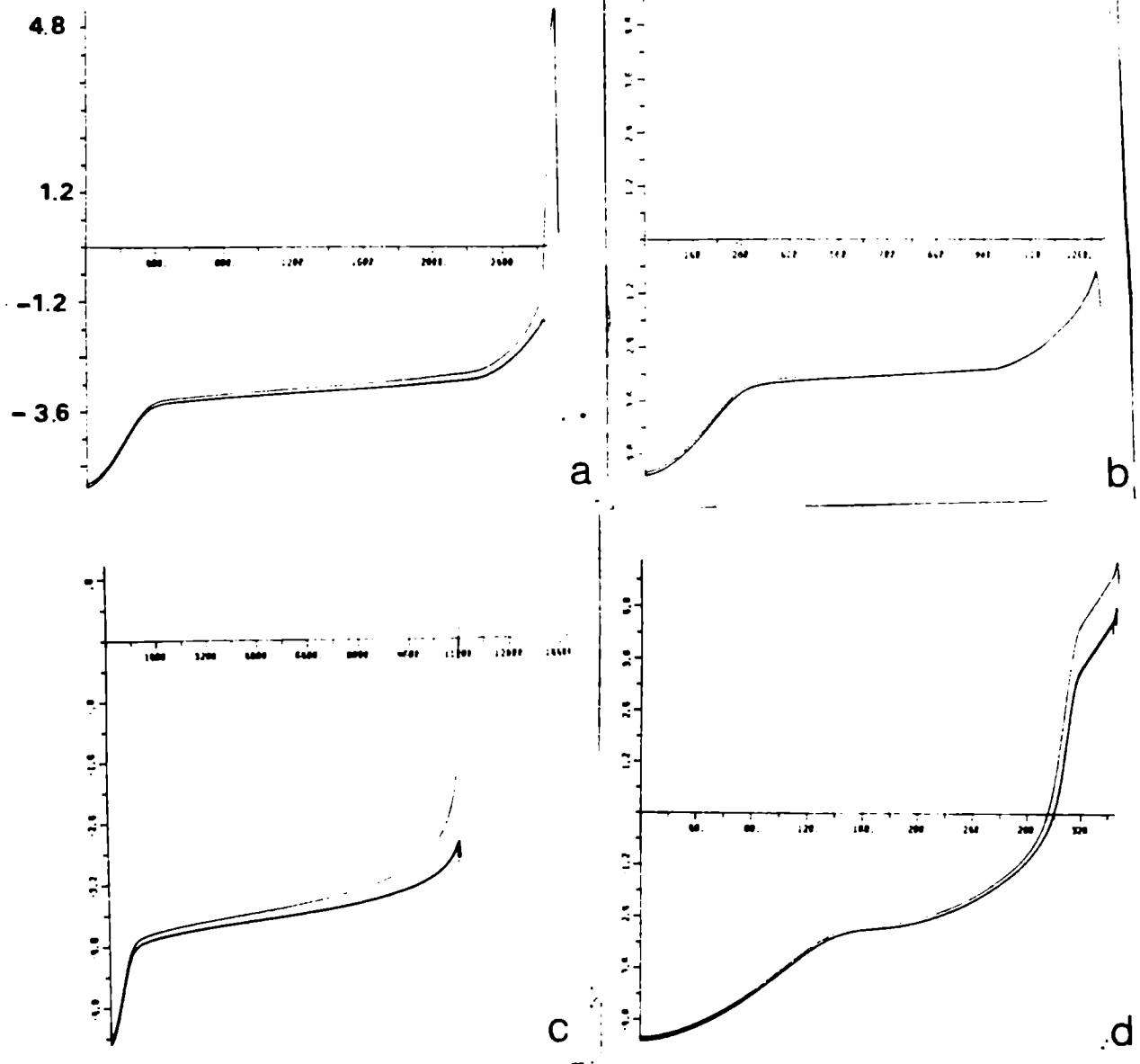
En las figuras IV.3-b y c y los correspondientes anchos de pulso IV.4-b y c se ha disminuido  $\Delta \sqrt{I_{\text{MAX}}}$  de 0,8 a 0,5 y 0,05 respectivamente. El sistema pasa a trabajar en clase "b" y le po-

tencia de salida sube sustancialmente. Cabe notar que el angostamiento del pulso es muy rápido y logra compensar el ensanchamiento de la etapa inicial, contrariamente a lo estimado en trabajos teóricos previos (1)(2)(5). Una vez que el colorante se encuentra totalmente saturado, el pulso comienza a ensancharse nuevamente.

Las figuras IV.3-d y IV.4-1 corresponden a  $\Delta I_{max} = 0,01$ . En este caso las pérdidas del modulador saturan antes de producirse la selección y más de un pulso son amplificados simultáneamente.

Según las simulaciones presentadas el ancho de pulso obtenible, con los parámetros típicos indicados, es  $\omega_L \tau \approx 10$ , que para láseres de vidrio: Nd corresponde a  $\tau \approx 3$  ps. Se predice además un ensanchamiento del pulso al aumentar la potencia, por lo que los primeros pulsos del tren deben ser más angostos que los del pico. Este resultado se ha obtenido sin tener en cuenta la variación del índice de refracción del medio activo con la intensidad, efecto al que habitualmente se le atribuye dicho ensanchamiento. Se concluye pues que el ensanchamiento del pulso en sistemas reales se debe a ambos efectos. Los valores calculados de  $\tau$  corresponden precisamente a los valores hallados experimentalmente en este tipo de láseres. El modelo predice anchos similares para el nuevo sistema propuesto y para sistemas convencionales.

En las figuras IV.5 y IV.6 se presentan los resultados obtenidos manteniendo fijos  $\Delta I_{max} = 0,13$  y  $A = 0,01$ , y variando la velocidad de bombeo. Las figuras corresponden a la velocidad de bombeo. Las figuras corresponden a la velocidad de bombeo  $D = 5 \cdot 10^{-5}$  ya presentada en IV.3 y IV.4. Para  $D = 10^{-4}$



**FIG. IV.5** Simulación numérica, variando  $D$ .

Gráficos de la evolución de los tres pulsos mas intensos.

$B=0,25$ ;  $G_0=0,75$ ;  $C=2 \cdot 10^{-6}$ ;  $N=500$ ;  $u_1(k=0)=6 \cdot 10^{-6}$ ;  $A=0,01$ ;  $\Delta \Gamma_{\max}=0,13$ .

a)  $D = 5 \cdot 10^{-5}$

b)  $D = 10^{-4}$

c)  $D = 10^{-5}$

d)  $D = 5 \cdot 10^{-4}$

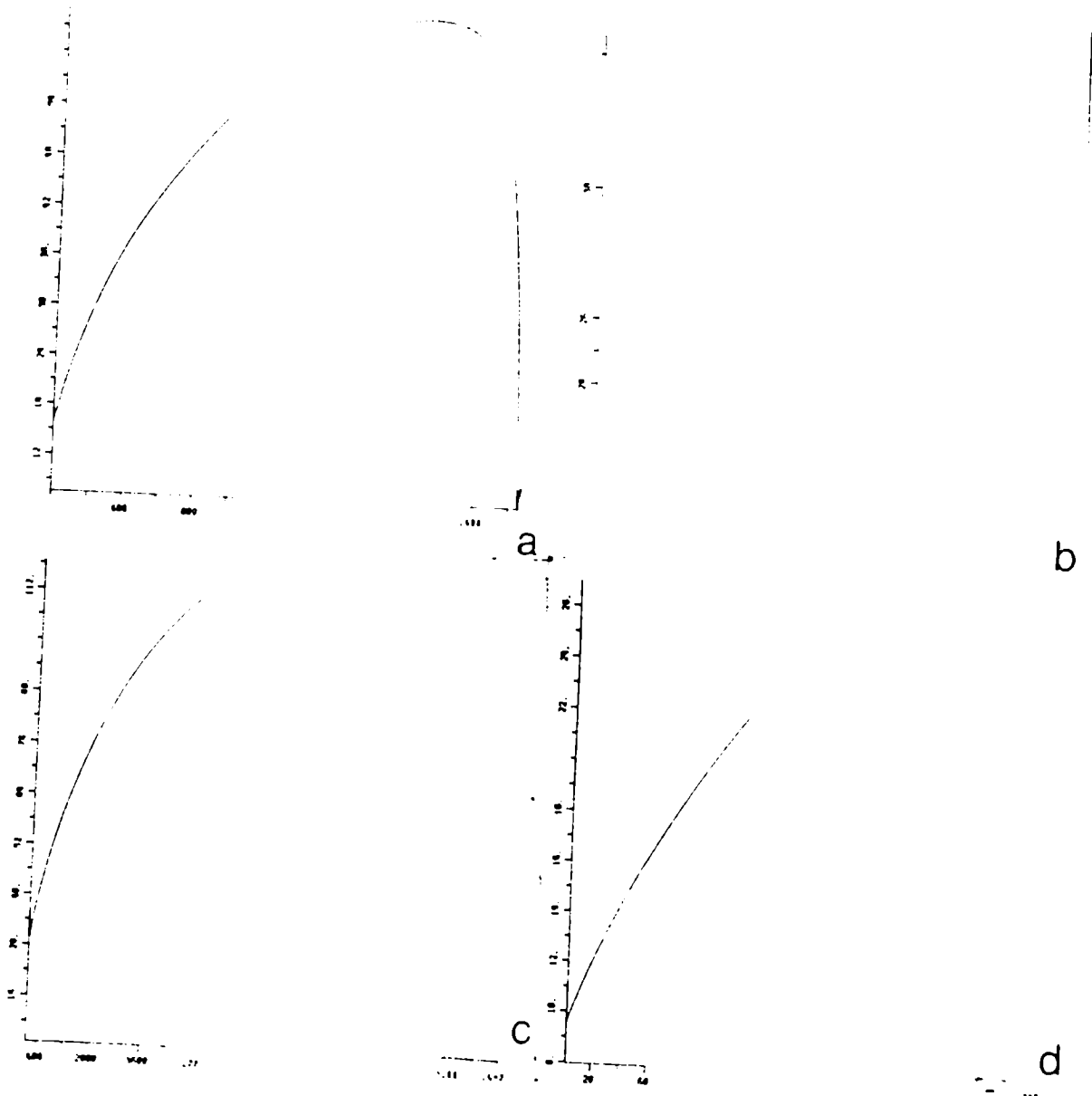


FIG. IV.6 Simulación numérica, variando  $D$ . Ancho de pulso.

Evolución del ancho de pulso correspondiente a las simulaciones numéricas de la figura IV.5.

(figura -b) la selección debería comenzar en  $k = 1.580$  (según la expresión III.28), pero para valores anteriores ya saturan las pérdidas del modulador, por lo que el sistema opera en modo convencional. De todos modos la selectividad del sistema resulta muy alta y se obtiene en este caso un único pulso por período de la cavidad. Sin embargo la obtención de una alta selectividad tiene en este caso un carácter estadístico.

En las figuras IV.5-c y IV.6-c, por el contrario, se ha disminuido a  $D = 10^{-5}$ , la selección (según III.28) debe comenzar para  $k \geq 5.000$ . Según el gráfico comienza a alrededor de  $k = 8.000$  y finaliza en  $k = 11.200$ . Para dichos valores aún no saturan las pérdidas del modulador y por ello el sistema opera en clase "a".

Si la velocidad de bombeo se eleva demasiado, figuras IV.5-d y IV.6-d, la saturación del modulador se produce mucho antes de comenzar la selección y la emisión presenta nuevamente muchos pulsos por período. En efecto para  $D = 5 \cdot 10^{-4}$  la selección tendría que comenzar para  $k \geq 700$  y es entonces  $Dk = 0,35 \cong \Delta \Gamma$ , por lo que el modulador ya ha saturado.

En los gráficos de la evolución de los anchos de pulso correspondientes (figura IV.6) se puede observar que, como a mayores velocidades de bombeo el número de pasajes requerido es menor, el ensanchamiento inicial del pulso es decreciente con el aumento de la velocidad de bombeo. De todos modos la etapa de angostamiento en todos los casos llega a compensar dicho ensanchamiento inicial. El ancho de pulso queda en última instancia definido por la potencia final del mismo, ya que a partir de  $u \cong 10$  el colorante deja de ser efectivo para angostar el pulso por estar totalmente saturado. De allí que el pulso más angosto se obtiene



en la figura -c , que opera en clase "a" con una intensidad pico  $u = 8,7$  , a pesar de ser el caso en que mayor ensanchamiento inicial se produce.

En la figura IV.7 se muestra una secuencia en la que se fue variando el parámetro  $A$  , que toma los valores  $2 \cdot 10^{-2}$  ;  $10^{-2}$  ;  $10^{-3}$  y 0. En todos los casos es  $D = 5 \cdot 10^{-5}$  y  $\Delta\Gamma_{MAX} = 0,3$ . Se puede observar que el rango de  $A$  en el cual el sistema opera en clase "b" es de más de un orden de magnitud. La potencia pico no varía significativamente, como tampoco el ancho de pulso final. Sólo va cambiando el número de pasajes requeridos para producirse la selección.

El rango en el cual el sistema opera en clase "a" es muy reducido, ya que para el valor  $A = 0,03$  se obtiene saturación de las pérdidas del modulador antes de producirse la selección. En efecto nótese que para el caso de la figura IV.7-a la selección se produce en  $k = 4.800$  , que corresponde a  $\Delta\Gamma \approx 0,24$ , muy cercano al valor de  $\Delta\Gamma_{MAX}$ .

Se puede concluir de los resultados presentados que, para valores típicos de velocidad de bombeo, el rango de operación en clase "b" es sumamente amplio y obtenible con valores típicos de  $\Delta\Gamma_{MAX}$  . En general la operación en clase "a" es más difícil si no se dispone de valores grandes de  $\Delta\Gamma_{MAX}$  (del orden de  $\Delta\Gamma_{MAX} = 1$ ).

Se ha determinado además que el proceso de angostamiento del pulso es suficientemente rápido para compensar el ensanchamiento inicial. El ancho de pulso está en todos los casos determinado esencialmente por la relación entre la potencia pico obtenida y la potencia de saturación del colorante.

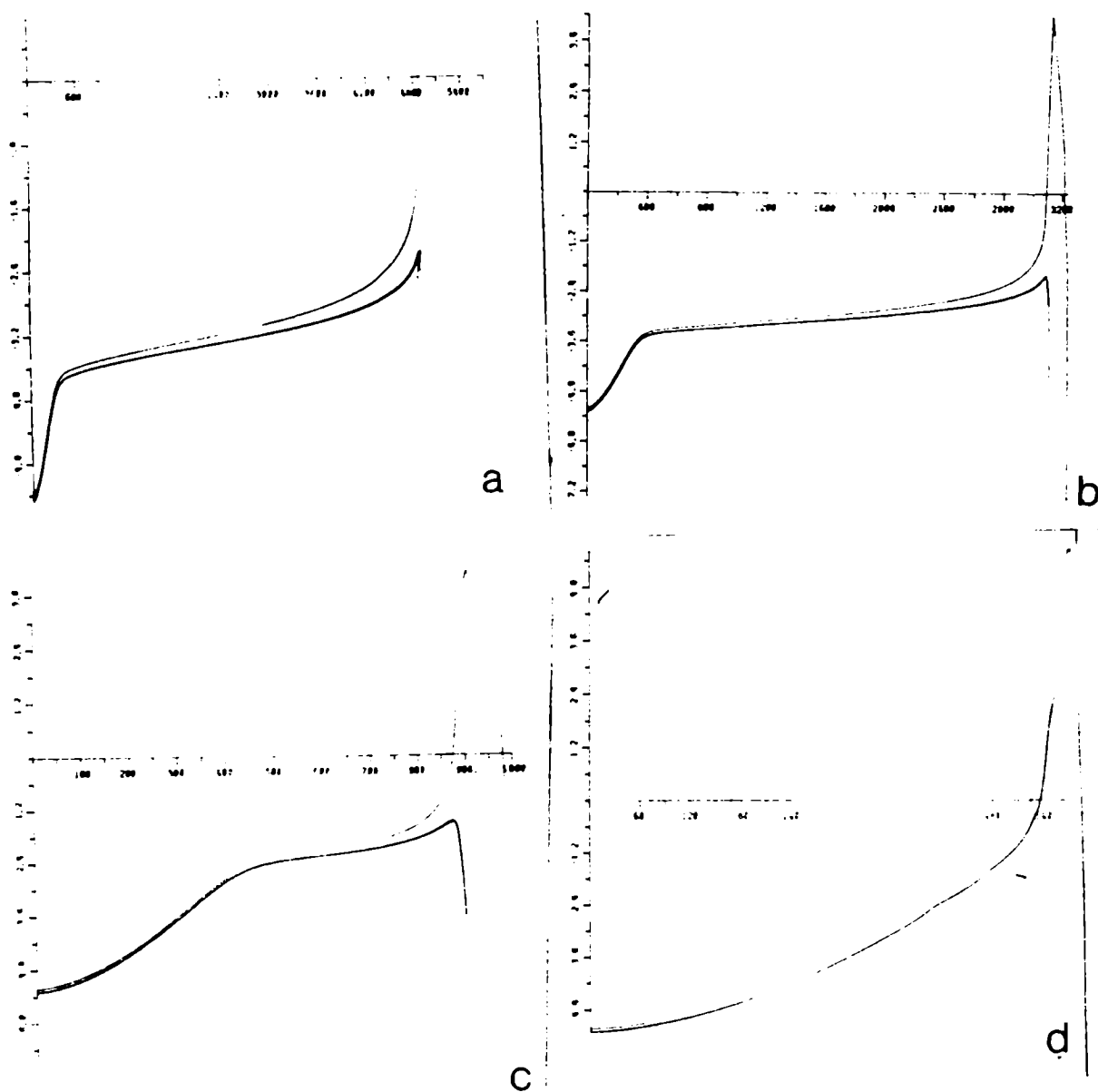


FIG. IV,7 Simulación numérica variando  $A$ .

Gráficos de la evolución de los tres pulsos mas intensos.

$B=0,25$ ;  $G_0=0,75$ ;  $C=2 \cdot 10^{-6}$ ;  $N=500$ ;  $u_1(k=0)=6 \cdot 10^{-6}$ ;  $\max=0,3$ ;  $D=5 \cdot 10^{-5}$ .

a)  $A = 2 \cdot 10^{-2}$

b)  $A = 10^{-2}$

c)  $A = 10^{-3}$

d)  $A = 0$

Por último, la operación en clase "a" queda restringida a láseres continuos, única situación en la cual es de interés la obtención de soluciones estacionarias. Para dichos sistemas no es necesario realizar simulaciones numéricas por ser válidas las soluciones analíticas halladas en el capítulo III.

## V.- RESULTADOS EXPERIMENTALES.

En la figura V.1 se muestra el esquema experimental utilizado para obtener pulsos ultracortos en forma determinista por doble modulación pasiva. La cavidad de oscilación está constituida por los espejos de 100% de reflectividad, uno plano y el otro con un radio de curvatura de 1 m. El diafragma de 2,5 mm de diámetro se utiliza para la selección de un único pulso transversal  $TE_{MM_{00}}$  (19) ya que si oscila más de un modo, éstos pueden oscilar en forma independiente originando una emisión múltiple del láser (31). La longitud óptica utilizada de la cavidad es de 80 cm., lo que resulta en una relación de áreas entre la barra activa y la celda de aproximadamente  $f = 25$ .

En el próximo párrafo se describen someramente los componentes y equipos utilizados, con excepción de la segunda modulación, que se describe en forma separada en el párrafo subsiguiente. Finalmente en el tercer párrafo se describen los resultados experimentales obtenidos con el sistema.

### V.1. Componentes y equipos.

Barra activa: Como medio amplificador, se utilizó una barra de vidrio: Nd marca Owens Illinois tipo ED-2 cuyos parámetros característicos se describen en (19) y (38). Los más importantes son:  $\lambda = 10623 \text{ \AA}$  (longitud de onda central de fluorescencia),  $\Delta\lambda = 260 \text{ \AA}$  (ancho total a media altura) y  $\sigma = 3,03 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  (sección eficaz de emisión estimulada).

Las dimensiones de la misma son 3" de longitud y 1/4" de diámetro. Sus extremos están cortados para incidencia en ángulo de Brewster.

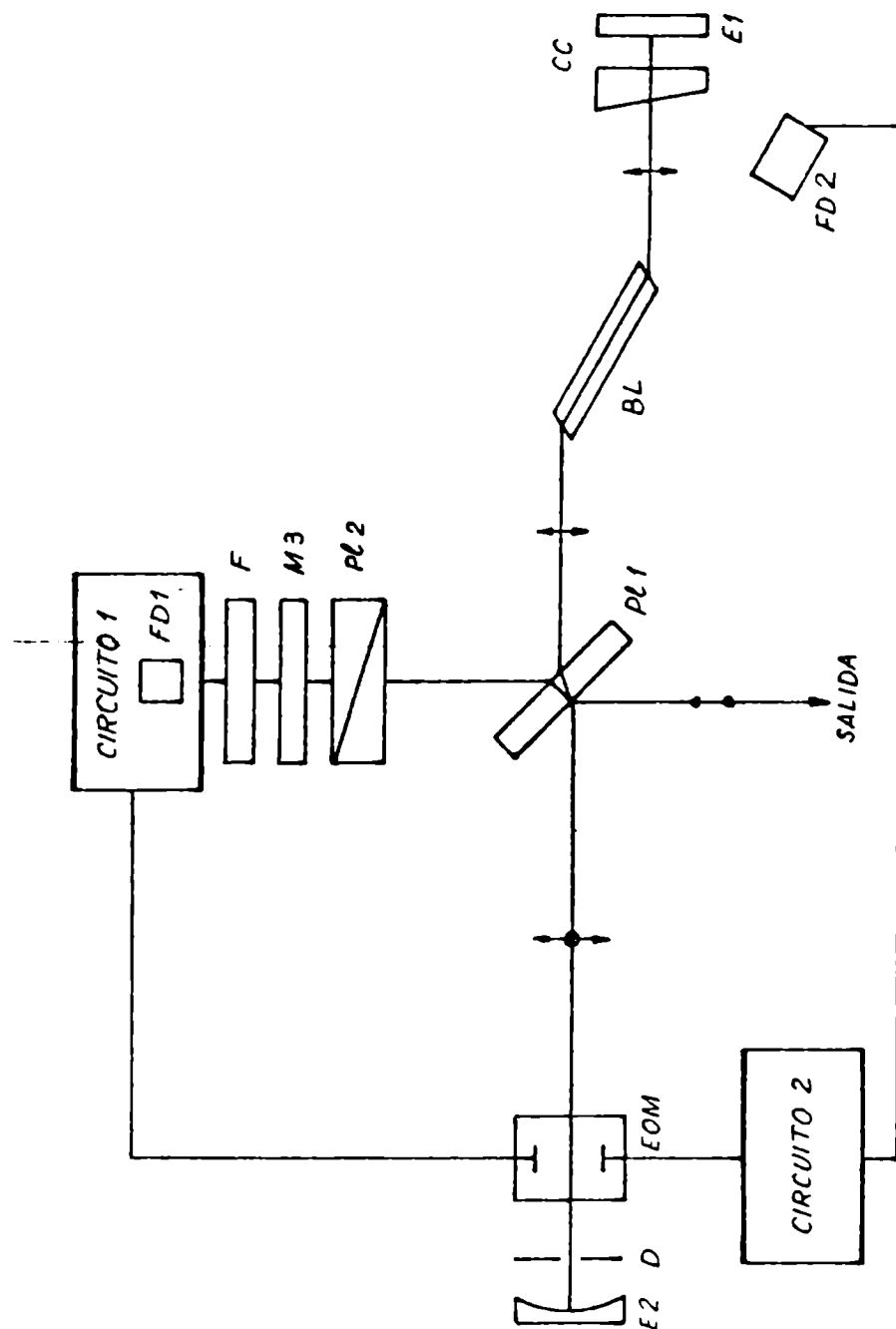
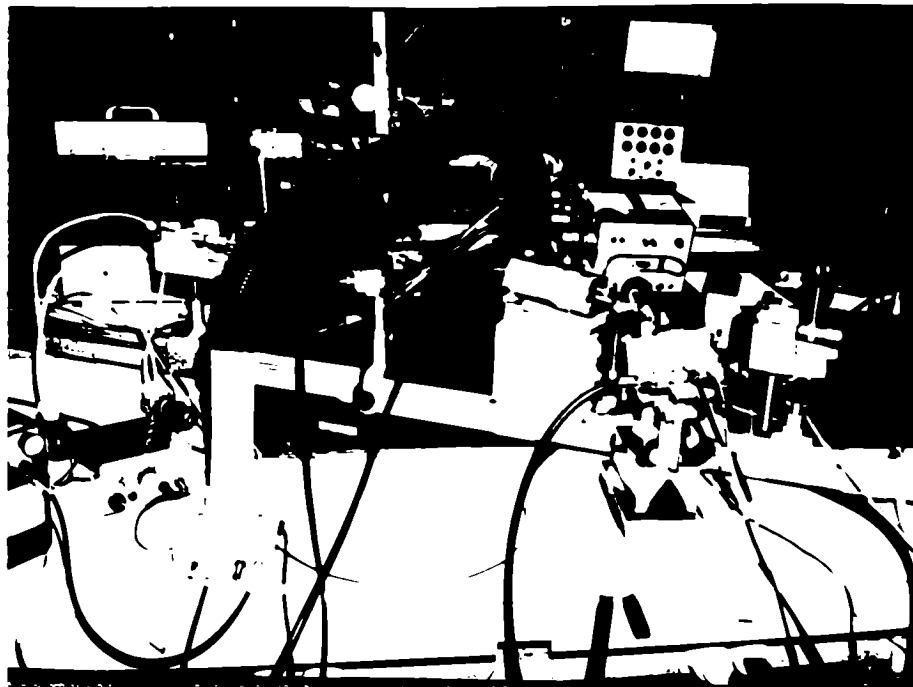
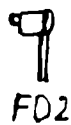


FIG. V.1 Esquema de la disposición experimental

BL: barra laser; CC: celda de colorante; FDn: fotodiodos; E1, E2 y M3: espejos; D: diafragma; Pln: polarizadores; F: filtro; EOM: modulador.



E<sub>2</sub>, CC



FD2

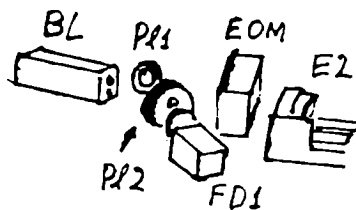


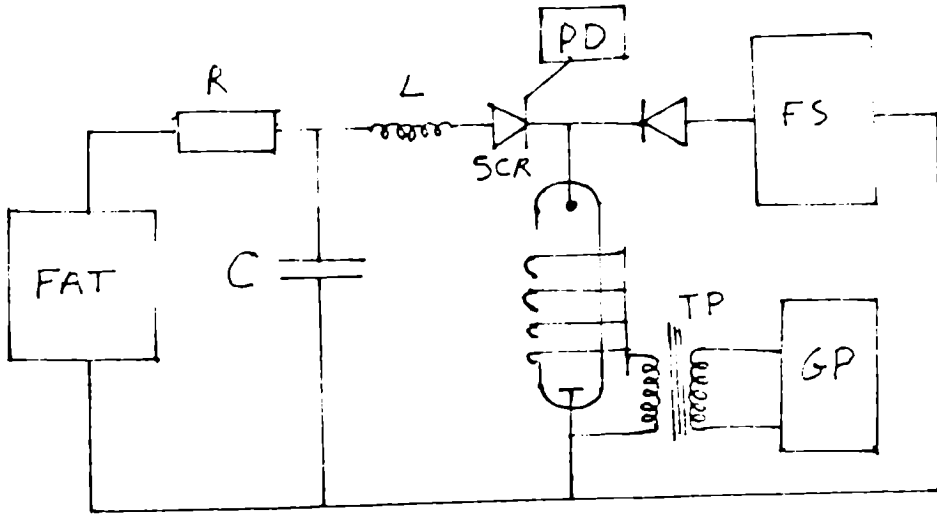
FIG. V. 2 Fotografía del conjunto

BL: Cabeza laser; CC: celda de colorante; FDn: fotodiodos;  
E1 y E2: espejos; P1n: polarizadores; EOM: modulador .

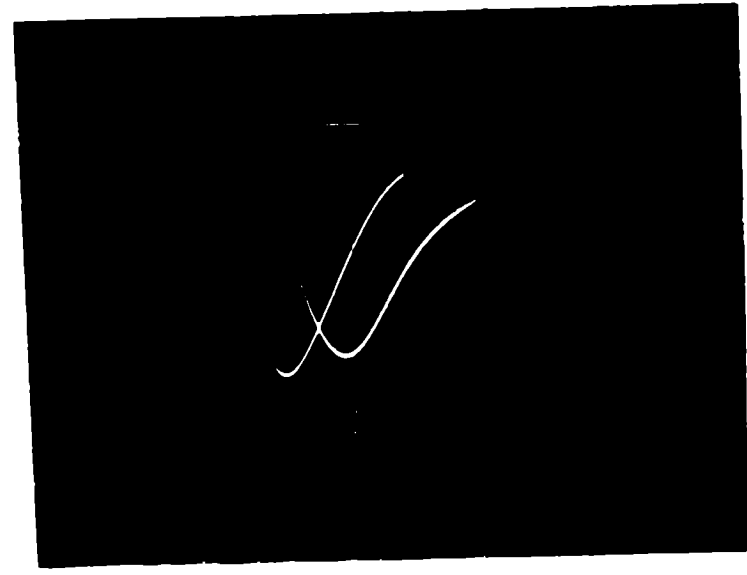
Cavidad de bombeo: El medio activo era excitado por una lámpara de destello marca EG&G tipo 42C-3 de 7 mm de diámetro interior y 3" de distancia entre electrodos. Como cavidades de excitación se ensayaron diversos modelos descritos en detalle en (32). Se optó finalmente por una cavidad por acople cercano cilíndrica de vidrio plateado, por resultar más sencilla y tan eficiente como las otras ensayadas (elípticas y doble elípticas doradas, cilíndricas por reflexión difusa con  $\text{SO}_4 \text{Ba}$  y elíptica plateada). En la figura V.2 se muestra una fotografía del conjunto en la que se puede ver la cavidad armada.

Fuente: La energía de la lámpara era provista por un banco de capacitores de 300  $\mu\text{F}$ . Para la alimentación de dicho banco se utilizaron indistintamente dos fuentes de tensión, descritas en (26) y (33) una de ellas y en (34) la otra. La energía por disparo era del orden de 200 J y la frecuencia del orden de un disparo cada 20 s. La descarga era conformada por una inductancia variable que se ajustaba para cada valor de capacidad y tensión, siguiendo las consideraciones dadas por Markiewicz (35) para la obtención de amortiguamiento crítico. En la figura V.3-6 se puede observar un pulso de corriente típico.

Para producir el disparo de la lámpara se optó por el método "Simmer" que consiste en mantener una corriente continua de baja potencia (15 mA, 200 V) en la lámpara y producir la descarga del banco de capacitores a través de un rectificador de silicio controlado (SCR). En la figura V.3-a se muestra un diagrama esquemático del circuito, así como un oscilograma del pulso de corriente y de fluorescencia de la lámpara. Este método posee la doble ventaja de permitir descargas más repetitivas y eliminar



(a)



(b)

FIG. V.3 Circuito de disparo de la lámpara

a) FAT: fuente de alta tensión. FS: fuente Simmer

TP: transformador de pulsos; PD: pulso de disparo

GP: generador de pulso de arranque.

b) Pulso de corriente (mas angosto) y de fluorescencia del medio activo. 100 $\mu$ s/div



el ruido electrónico que aparece al disparar las lámparas con un pulso de alta tensión.

Para determinar la ganancia del medio amplificador se agregan pérdidas en la cavidad hasta suprimir la amplificación por emisión estimulada. Se pudo determinar así que para los valores indicados de energía de bombeo se obtiene un valor pico  $G_0 = 0,6$ . La velocidad de bombeo se puede estimar de la fotografía del pulso de fluorescencia de la figura V.3 y del valor indicado de  $\tau_{cav}$ . Recordando que  $T_{cav} = 5$  ns se obtiene un valor aproximado de  $D = 2 \cdot 10^{-5}$  si se bombea un 10% por encima del umbral. Para obtener velocidades de bombeo mayores se optó por un esquema alternativo que se describe más adelante.

La cavidad de excitación era refrigerada entre disparo y disparo por medio de circulación forzada de aire.

Colorante: La celda de colorante está constituida por un cuerpo de acero inoxidable 316, un espejo de 100% de reflectividad de 1" y una ventana de 2" de diámetro. El ancho de la celda era fijado por medio de una lámina de teflón de 0,5 mm de espesor (2,25 ps de tiempo de tránsito). Por medio de una bomba de engranajes se hacía circular el colorante por la celda de modo de renovar totalmente el líquido entre disparo y disparo. Esto permitía utilizar un reservorio grande de líquido con una duración mucho mayor de la solución.

La celda estaba montada en un soporte que permite su orientación según dos ejes, como puede observarse en la fotografía del conjunto de la figura V.2.

El colorante utilizado es el denominado Kodak 9860, disuelto en dicloroetano. Su tiempo de relajación es de aproximadamente 6 ps.

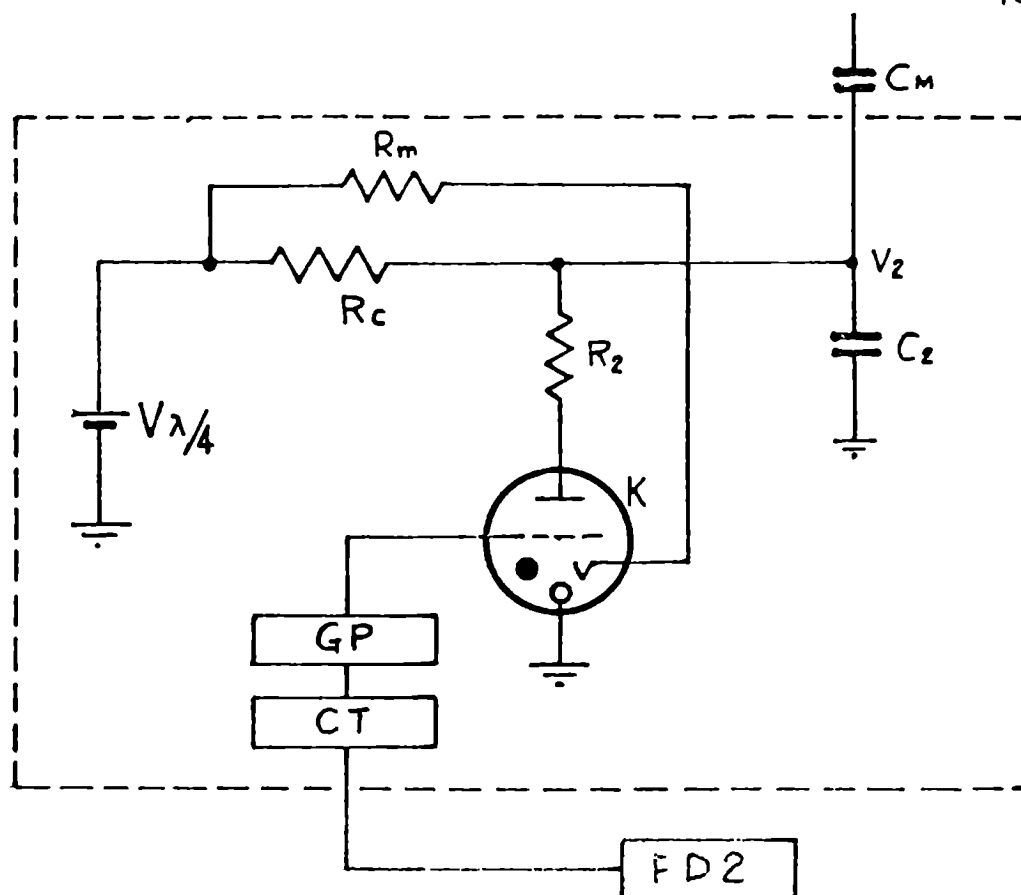
(36)(37). Para preparar la solución con la transmisión deseada se construyó una celda con el mismo espaciador pero con dos ventanas, y se midió la transmisión de la radiación de fluorescencia de una barra de Nd:Yag. Dicha barra era excitada por una lámpara de filamento de tungsteno con una potencia de 500 W, en una cavidad plateada refrigerada por agua. La potencia transmitida se determinaba por medio de un fotodiodo de silicio.

Regulación de la velocidad de bombeo: En función de los resultados obtenidos por medio de las simulaciones numéricas, para operar cómodamente en clase "b" conviene trabajar con valores de velocidad de bombeo  $D$  mayores que los medidos en condiciones normales de operación. Como un aumento de la energía por disparo no es conveniente, por producir emisión láser en varias oportunidades por disparo, se optó por utilizar una disminución de las pérdidas en función del tiempo como método de variación de la ganancia. Dicho esquema ya ha sido descrito en la referencia (27). En la figura V.4-a se muestra un esquema del circuito utilizado. El capacitor  $C_2$ , muchas veces mayor que  $C_M$  (capacidad del modulador electro-óptico), es cargado a la tensión  $V_{\lambda/4}$  de cuarto de onda del modulador. Al ser disparada la válvula Krytron que opera como llave, dicho capacitor se descarga por la resistencia  $R_2$ . La constante de tiempo de la descarga es  $T_2 = R_2 C_2$ . La transmisión del modulador resulta entonces ser:

$$T_M = \cos^2\left(\frac{\pi V_2}{2V_{\lambda/4}}\right) \quad (V.1)$$

y por lo tanto, el nuevo parámetro  $D$ :

$$D = -\frac{d\Gamma}{dk} = -\frac{d \ln T}{dk} \quad (V.2)$$



a



b

FIG. V.4 Circuito de regulación de la velocidad de bombeo

- a) corresponde al circuito 2 de la figura V.1. CT es un comparador de tensión que indica el momento de disparo al generador de pulsos GP.  
 b) Pulso de fluorescencia de la barra y pulso de disparo.

queda:

$$D = - 2T_{cav} \frac{\varphi_0}{T_2} \operatorname{tg} \varphi_0 \quad (V.3)$$

en la cual:

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2} \frac{V_2(k=0)}{V_{1/4}} \quad (V.4)$$

$$y \quad V_2 = V_{1/4} e^{-t/T_2} \quad (V.5)$$

Donde, como siempre,  $k = 0$  corresponde al momento en que el sistema entra al umbral.

El momento en que se dispara la llave  $k$  se determina midiendo la señal de fluorescencia de la barra activa por medio del fotodiodo FD2 (figura V.4 y V.1). Un comparador de tensión (CT) genera un pulso cuadrado de 5V cuando el flanco descendiente de la señal del fotodiodo llega a un valor prefijado. A partir de dicho pulso un generador de pulsos (GP) dispara la válvula Krytron.

Este esquema permite disparar el sistema cuando el medio activo adquiere una inversión de población prefijada y una vez finalizado el bombeo. Si el tiempo de fluorescencia ( $T_{F1}$ ) del medio activo es mucho mayor que  $T_2$  la velocidad de bombeo equivalente queda fijada por la expresión V.3.

Se obtiene así una ventaja adicional de hacer al sistema insensible a fluctuaciones en la energía de bombeo y en las pérdidas de la cavidad, como se explica en la referencia (27).

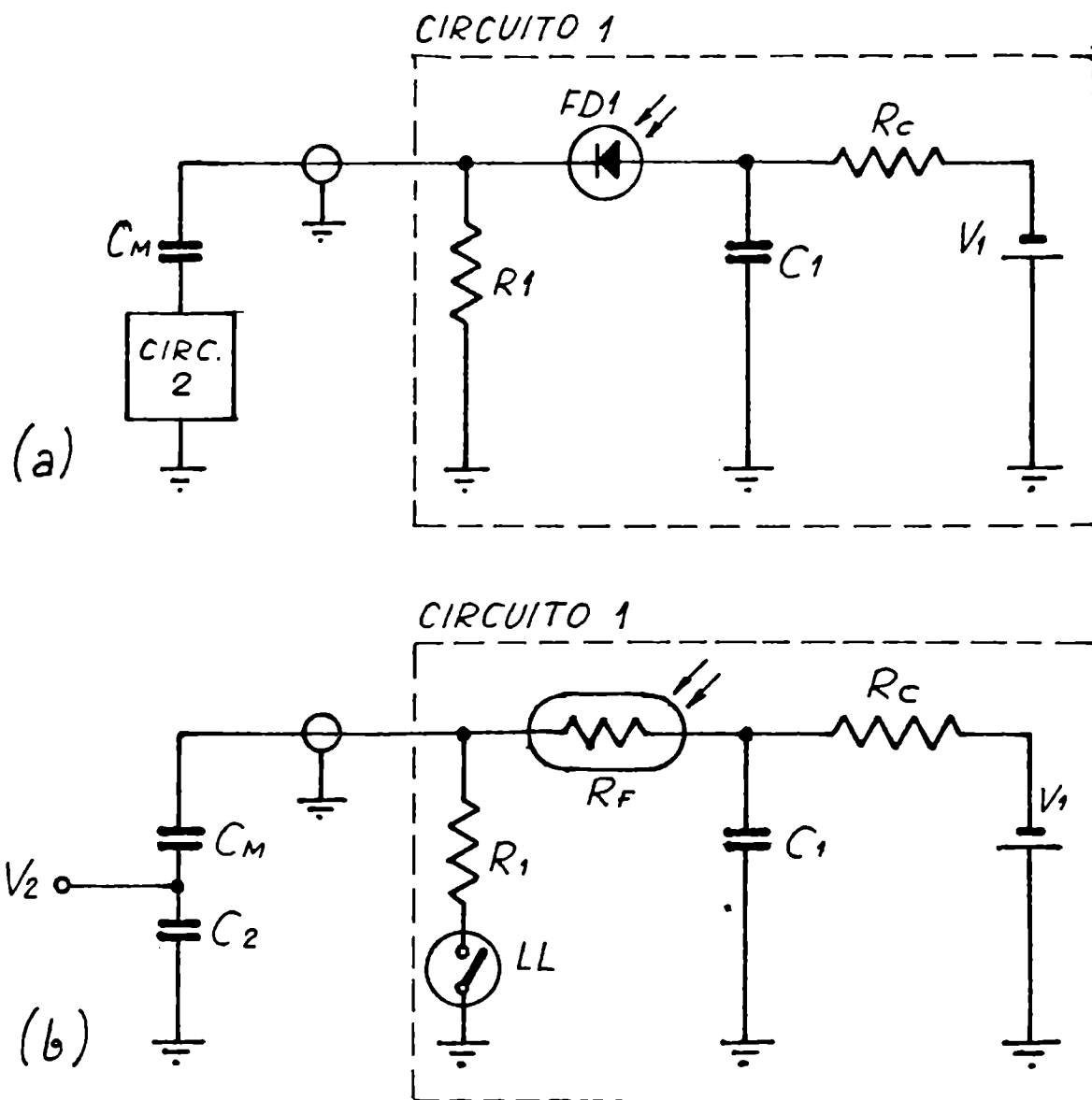
## V.2. Segunda modulación.

Para introducir en la cavidad de oscilación una pérdida adicional proporcional a la intensidad se utilizó un modulador electro-óptico marca Lásermetrics modelo 1080. Dicho modelo está contruido tipo línea de transmisión de  $50\Omega$  pero fue utilizado como elemento capacitivo y su capacidad fue estimada en 20 pF.

Para proveer la carga al modulador se utilizaron dos esquemas alternativos, uno por medio de un fotodiodo que actúa como fuente de corriente proporcional a la intensidad de la radiación, otro por medio de un dispositivo fotoconductor cuya resistencia eléctrica varía con la iluminación. Ambos esquemas resultaron igualmente efectivos.

En la figura V.1 se muestra un esquema de la cavidad resultante. Una muestra de la radiación de la cavidad (una pérdida menor del 5% del polarizador) es utilizada para iluminar el dispositivo que introduce una tensión adicional sobre el modulador. Previamente dicha muestra pasa por una serie de filtros y atenuadores que incluyen un polarizador que al ser rotado modifica el parámetro  $g$  de realimentación. Dicho parámetro puede a su vez, variado de manera discreta colocando espejos parcialmente transmisores. El filtro evita que la luz de la lámpara de destellos introduzca señales espúreas al sistema. Los circuitos de realimentación poseen además la posibilidad de graduar la tensión máxima que el sistema es capaz de adicionar.

Método del fotodiodo: En la figura V.5-a se muestra el circuito utilizado para introducir las pérdidas adicionales en la cavidad por medio de un fotodiodo.



**FIG. V. 5** Circuitos para la segunda modulación

Corresponden al circuito 1 de la figura V.1.

a) Esquema del fotodiodo (FD1)

b) Esquema de la fotorresistencia ( $R_p$ )

$C_M$  corresponde a la capacidad del modulador más el cable de carga,  $C_1$  es un capacitor grande que actúa como fuente de tensión cargada por  $V_1$  a través de  $R_C$ .  $C_2$  es un capacitor que satisface la condición:

$$C_2 \gg C_M \quad (V.6)$$

y provee la tensión inicial al modulador. Durante la emisión del pulso láser su tensión puede considerarse constante.

Como ya se explicó  $C_2$  puede ser utilizado a tensión constante regulando la velocidad de bombeo por medio de la lámpara o bien descargarlo a una velocidad prefijada como se explicó en el párrafo anterior.

Cuando comienza la radiación láser el fotodiodo FD1 es iluminado por la misma e inyecta una corriente  $i$  proporcional a la intensidad promediada en el tiempo de respuesta del fotodiodo  $T_F$ . Debido a la condición V.6 el sistema tiende al valor estacionario:

$$\Delta V = i R_1 \quad (V.7)$$

con una constante de tiempo

$$T_1 = R_1 C_M \quad (V.8)$$

donde  $\Delta V$  es el incremento de tensión introducido al modulador. Para que dicha tensión sea proporcional a la intensidad media en un tránsito en la cavidad ( $T_{cav}$ ) hay que pedir que:

$$T_1 \cong T_{cav} \quad (V.9)$$

y

$$T_F \cong T_{cav} \quad (V.10)$$

Por otro lado, la tensión máxima que se puede introducir está dada por el mínimo entre  $i_s R_1$  y  $V_1$ , donde  $i_s$  es la corriente de saturación del fotodiodo.

Se hace pues necesario elegir un fotodiodo rápido (debido a V.10), de alta corriente de saturación y alta tensión de polarización. La pérdida adicional introducida ( $\Delta P$ ), a partir de V.1, viene dada por:

$$\Delta P = \pi \operatorname{tg} \psi \frac{\Delta V}{V_{1/4}} \quad (\text{V.11})$$

Para un valor  $\Delta P_{\text{max}} = 0,1$  y con  $\operatorname{tg} \psi = 1$  (valor típico) se hace necesario lograr  $\Delta V = 70 \text{ V}$ .

Como  $C_M = 20 \text{ pF}$ , para satisfacer V.9 no puede ser  $R_1$  mayor de unos  $500 \Omega$  por lo que el fotodiodo debe poder entregar una corriente máxima del orden de  $200 \text{ mA}$  y tolerar tensiones de polarización mayores de  $100 \text{ V}$ . Se eligió por ello un fotodiodo marca EG&G modelo SGD-444 que provee una fotocorriente máxima de  $1 \text{ A}$  pulsado con tensiones de polarización de  $100 \text{ V}$  típico y  $500 \text{ V}$  máxima. Su tiempo de respuesta es de  $10 \text{ ns}$  y la sensibilidad a

$$\lambda = 1,06 \mu \text{ es aproximadamente } S = 0,3 \text{ A/W.}$$

El parámetro  $a$  se puede obtener a partir de:

$$\Delta P = aV = a T_{\text{cav}} \bar{P}/P_s \quad (\text{V.12})$$

en la cual  $\bar{P}$  es la potencia media en la cavidad y  $P_s$  la de saturación del colorante. Por V.7 y V.12 queda:

$$a = \pi \operatorname{tg} \psi \frac{R_1}{V} S \frac{P_s}{T_{\text{cav}}} \delta \quad (\text{V.13})$$



siendo  $\mathcal{J}$  la porción de la radiación de la cavidad que incide en el fotodiodo.

Con los valores típicos indicados se obtiene  $4a/w_L = 0,01$  para  $\mathcal{J} = 8 \cdot 10^{-4}$  que es una muestra muy pequeña fácilmente obtenible de cualquier pérdida de la cavidad. En efecto, si se toma una pérdida del 5% y luego de pasar un filtro que atenúa a un 30% es necesario atenuar aún del orden de 20 veces. Ello se logra en los experimentos realizados con un polarizador montado en un soporte rotatorio. El amplio rango del parámetro  $a$  permitido para operar en clase "b" hace innecesario utilizar un montaje muy preciso para la rotación del polarizador.

#### Dispositivo fotoresistivo.

Una alternativa al uso de un fotodiodo como elemento sensible a la luz, es utilizar una resistencia semiconductor que cuya conductividad varía con la iluminación. En la figura V.5-b se muestra uno de los circuitos posibles con esta configuración.

La resistencia fotosensible  $R_F$  forma parte, junto con  $R_1$ , de un divisor resistivo que fija la tensión sobre una placa del modulador. La tensión sobre  $R_1$  tiende al valor:

$$V_{R_1} = V_{C_1} \frac{R_1}{R_1 + R_F} \quad (V.14)$$

con una constante de tiempo:

$$T_1 = C_M \frac{R_1 R_F}{R_1 + R_F} \quad (V.15)$$

Para tener buena sensibilidad conviene que  $R_F(I=0)$  sea del orden de  $R_1$  de modo que ambas deben ser del orden de  $1 \text{ K}\Omega$ .

Como  $V_1 \approx 2 \Delta V_{MAX}$ , es necesario utilizar una llave electrónica LL que debe hacer contacto luego de disparar la lámpara para evitar el recalentamiento de  $R_F$  debido a la potencia que debe disipar.  $C_1$  debe ser suficientemente grande como para que no varíe su tensión durante todo el proceso. LL puede ser una válvula Krytron como las ya descritas para la regulación de la velocidad de bombeo.

La resistividad de la muestra ( $\sigma$ ) al ser inyectado una densidad  $n'$  de pares de portadores de carga viene dada por la expresión (39):

$$\sigma = e \mu_0 n_0 + e \mu' n' \quad (V.16)$$

en la cual  $n_0$  es la densidad de portadores mayoritarios en equilibrio,  $\mu_0$  es su movilidad,  $e$  es la carga de los portadores y  $\mu' = \mu_n + \mu_p$  es la suma de las movilidades de los electrones y los huecos.

Las obleas utilizadas tienen un espesor de 0,2 mm. Como la longitud de penetración de la radiación del láser es de 1 mm se puede considerar que era absorbida uniformemente en el espesor. La densidad de portadores  $n'$  inyectados varía entonces según:

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = \alpha I_F - \frac{n'}{T_T} \quad (V.17)$$

en la cual  $\alpha$  es el coeficiente de absorción ( $10 \text{ cm}^{-1}$ ),  $I_F$  es la intensidad de fotones incidentes y  $T_T$  es el tiempo de vida de los portadores inyectados, que debe ser del orden de  $T_{cav}$ . Las fluctuaciones rápidas de  $I_F$  (en el rango de los picosegundos) quedan entonces promediadas y si el valor medio  $I_F$  varía poco por período en la cavidad, se obtiene como solución

de V.17:

$$n' = \alpha \bar{I}_F T_r \quad (V.18)$$

De V.16 y V.18 se obtiene:

$$\frac{1}{R_F} = \frac{1}{R_0} (1 + eu' \rho_0 \alpha T_r \bar{I}_F) \quad (V.19)$$

en que  $\rho_0$  es la resistividad de oscuridad y  $R_0$  la resistencia correspondiente.

Reemplazando en V.14 queda:

$$V_{R1} = \frac{V_{C1} R_1 (1 + eu' \rho_0 \alpha T_r \bar{I}_F)}{R_0 (1 + (1 + eu' \rho_0 \alpha T_r \bar{I}_F) R_1 / R_0)} \quad (V.20)$$

que para  $I_F \rightarrow \infty$  tiende a  $V_{C1}$ , y cuya pendiente inicial es:

$$\left. \frac{\partial V_{R1}}{\partial \bar{I}_F} \right|_{I=0} = \frac{V_{C1} R_1}{R_0 (1 + R_1 / R_0)^2} eu' \rho_0 \alpha T_r \quad (V.21)$$

A partir de V.1, V.21, V.12 y  $\bar{I}_F = \delta I$  se obtiene:

$$a = \pi t g \varphi_0 \frac{R_1}{V_{\lambda V}} \frac{V_{C1} R_0}{(R_0 + R_1)^2} \frac{I_s}{T_{cav}} \delta (eu' \rho_0 \alpha T_r) \quad (V.22)$$

que comparada con V.19 corresponde a una sensibilidad equivalente ( $S_{eq}$ ):

$$S_{eq} = \frac{eu' \rho_0 \alpha T_r}{h \nu (\pi w^2)} \frac{V_{C1} R_0}{(R_1 + R_0)^2} \quad (V.23)$$

en la cual  $(\gamma w^2)$  es el área del modo del láser.

Para valores típicos  $\rho_0 = 50 \Omega \text{ cm}$ ,  $u' = 1800 \text{ cm}^2/Vs$   
 $a = 10 \text{ cm}^{-1}$ ,  $T_r = 10 \text{ ns}$ ,  $V_{C1} R_0 / (R_1 + R_0)^2 = 0,25 \text{ A}$  se obtiene

$$S_{eq} = 0,2 \text{ A/w} \quad (V.24)$$

Un valor muy similar a los valores típicos de los fotodiodos.

La ventaja que presenta este dispositivo respecto del uso de fotodiodo es la posibilidad de utilizar tensiones mayores.

Es importante tener presente que, para determinar  $\varphi_0$ , a la tensión  $V_2$  hay que sumarle la tensión inicial sobre  $R_1$ . Este hecho permite eventualmente hacer  $V_2 = 0$  y fijar  $\varphi_0$  simplemente a partir de la tensión inicial sobre  $R_1$ .

#### Construcción de la fotorresistencia.

Se utilizaron muestras de Si tipo N de  $10 \Omega \text{ cm}$  y  $0,2 \text{ mm}$  de espesor. Los contactos óhmicos se realizaron evaporando Al sobre el Si en una campana de vacío y recociendo luego la muestra a la temperatura del eutéctico Al-Si.

El tiempo de recombinación  $T_r$  se puede calcular utilizando la expresión dada por Haynes y Shockley (4) suponiendo velocidad infinita de recombinación en la superficie. Se obtienen así valores

$$\frac{1}{T_r} = \frac{1}{T_v} + \frac{1}{2,2 \mu s} \quad (V.25)$$

en la cual  $T_v$  es el tiempo de recombinación en volumen.

Los tiempos típicos  $T_v$  son del orden de  $100 \mu s$  (41). En la figura V.6-a se muestra el oscilograma de la corriente en una

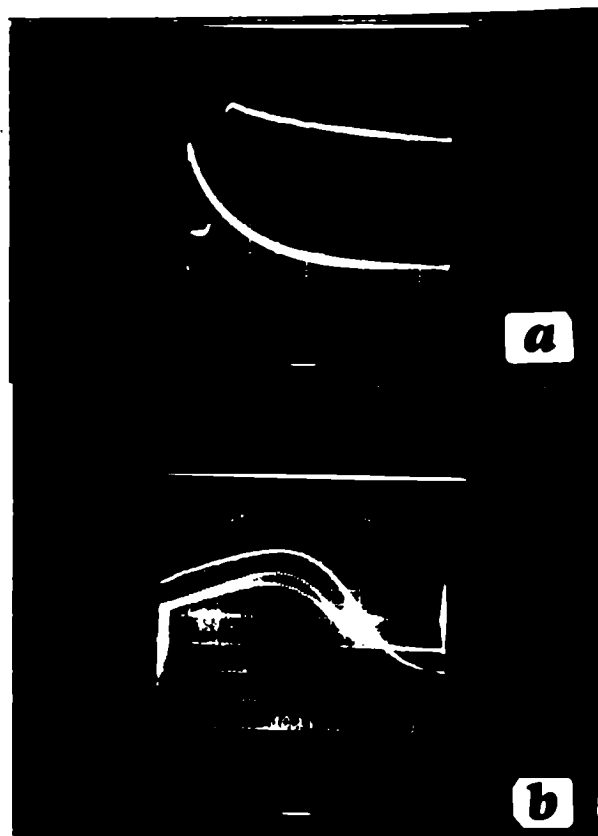


FIG. V.6 Tiempos de recombinación de la fotorresistencia.

- a) Sin difusión de Au. Dos barridos a 100ns/div y 1 $\mu$ s/div.
- b) Superior: pulso de tensión en la muestra con Au.  
Inferior: pulso laser

muestra mantenida a tensión constante y a la cual se le inyectan portadores con un pulso láser de 30 ns. El tiempo de recobinación así medido resulta del orden de  $2 \mu\text{s}$ .

Es imprescindible entonces bajar el tiempo de vida en volumen incorporando centros de recombinación. Se utilizó para ello la difusión intersticial de oro. En la figura V.7 se muestran las curvas utilizadas, obtenidas de la referencia (42). La figura -a provee el dato de la concentración de  $Au$  requerida en función del tiempo de vida de los portadores minoritarios. De la figura -b se obtiene el incremento de resistividad debido a la disminución de portadores mayoritarios, que son capturados por átomos de  $Au$ . Esto permite seleccionar la resistividad inicial de la muestra para obtener valores adecuados de resistividad final. La figura -c indica la temperatura a recurrir para obtener la concentración deseada y de la curva -d se obtiene el coeficiente de difusión para determinar el tiempo de recocido en función del espesor de la muestra.

En función de dichos gráficos se optó por una concentración  $C_{Au} \approx 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ , que provee  $\tau_V < 10 \text{ ns}$  en Si tipo N. La temperatura requerida es de  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  y el tiempo de recocido de 15'. La resistividad se incrementa a  $100 \Omega \text{ cm}$  si se parte de muestras de  $10 \Omega \text{ cm}$ . Dicho valor es muy adecuado si se desea una distancia entre electrodos del orden del diámetro del modo del láser.

En la figura V.6-b se muestra la variación de la conductividad en el tiempo al ser iluminada con un pulso láser ligeramente modulado con un período de 5 ns. El pulso láser también es mostrado. En la señal sobre la muestra se observa una ligera modulación.

muestra mantenida a tensión constante y a la cual se le inyectan portadores con un pulso láser de 30 ns. El tiempo de recombinación así medido resulta del orden de  $2 \mu\text{s}$ .

Es imprescindible entonces bajar el tiempo de vida en volumen incorporando centros de recombinación. Se utilizó para ello la difusión intersticial de oro. En la figura V.7 se muestran las curvas utilizadas, obtenidas de la referencia (42). La figura -a provee el dato de la concentración de  $A_u$  requerida en función del tiempo de vida de los portadores minoritarios. De la figura -b se obtiene el incremento de resistividad debido a la disminución de portadores mayoritarios, que son capturados por átomos de  $A_u$ . Esto permite seleccionar la resistividad inicial de la muestra para obtener valores adecuados de resistividad final. La figura -c indica la temperatura a recocer para obtener la concentración deseada y de la curva -d se obtiene el coeficiente de difusión para determinar el tiempo de recocido en función del espesor de la muestra.

En función de dichos gráficos se optó por una concentración  $C_{Au} \approx 10^{16} \text{ 1/cm}^3$ , que provee  $\tau_V < 10 \text{ ns}$  en Si tipo N. La temperatura requerida es de  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  y el tiempo de recocido de 15'. La resistividad se incrementa a  $100 \Omega \text{ cm}$  si se parte de muestras de  $10 \Omega \text{ cm}$ . Dicho valor es muy adecuado si se desea una distancia entre electrodos del orden del diámetro del modo del láser.

En la figura V.6-b se muestra la variación de la conductividad en el tiempo al ser iluminada con un pulso láser ligeramente modulado con un período de 5 ns. El pulso láser también es mostrado. En la señal sobre la muestra se observa una ligera modu-

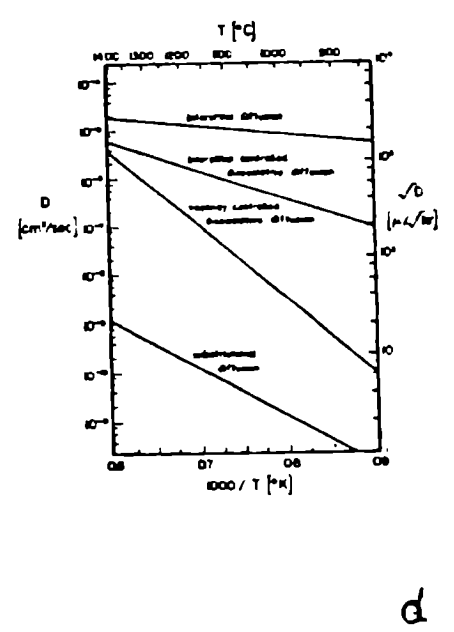
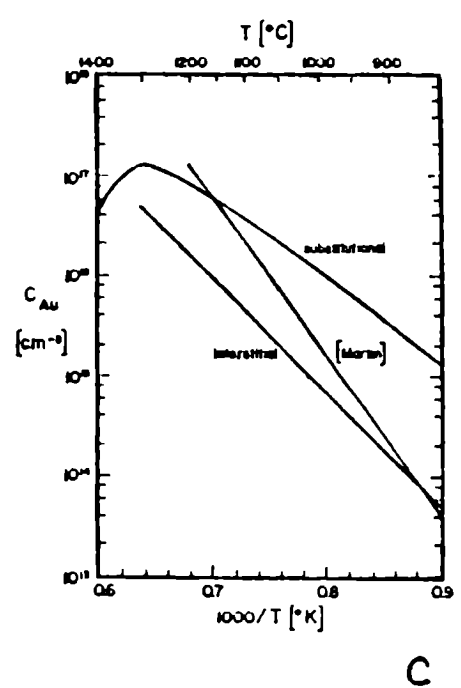
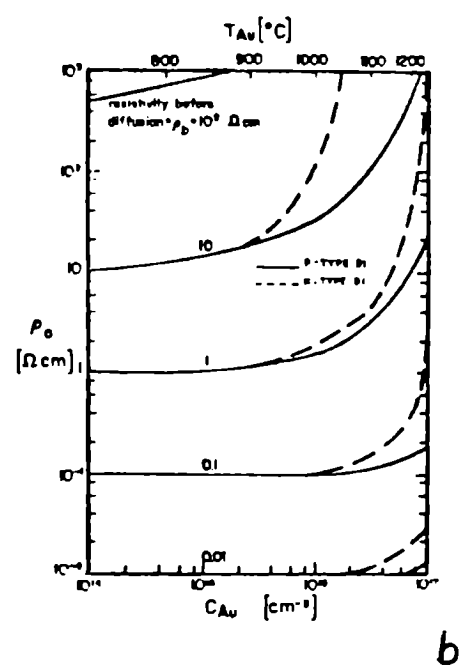
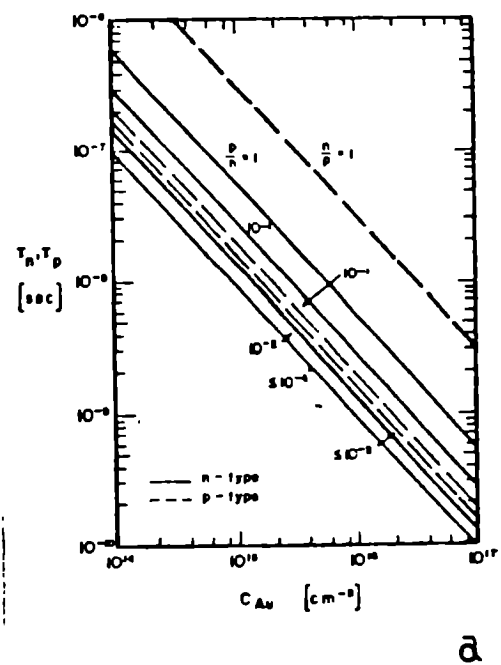


FIG. V.7 Curvas de diseño de la fotoresistencia (42)



lación indicando que el tiempo de recombinación es del orden de 10 ns.

Se midió además la linealidad de la corriente con la tensión para determinar el valor máximo de tensión que puede manejar el dispositivo. Para ello se descarga un capacitor sobre la muestra y se mide la tensión en función de la corriente en un osciloscopio. Los resultados obtenidos indican que se pierde linealidad a los 600 V y la corriente satura a los 1200 V. Dichos valores corresponden a campos de 3 KV/cm y 6 KV/cm en la muestra ensayada. Dicha saturación se debe a la excitación de fonones ópticos cuando la velocidad de deriva para un determinado valor umbral (43).

Si se desean tensiones mayores se deben diseñar dispositivos con mayor distancia entre electrodos. De todos modos en el rango de saturación de la corriente, esta última sigue siendo lineal con la densidad de portadores de carga.

### V.3. Resultados experimentales.

En función de los resultados obtenidos con las simulaciones numéricas y con el objeto de operar el sistema en clase "b" resulta conveniente utilizar velocidades de bombeo cercanas a  $D = 5 \cdot 10^{-5}$ .

Midiendo la tensión del modulador electro-óptico en el momento que aparece la emisión láser cuando se opera en modo convencional se pudo determinar  $\text{tg } \varphi_0 = 1,5$ . Trabajando entonces con una resistencia  $R_2 = 15 \text{ K}\Omega$  (figura V.4-a) se obtiene  $T_2 = 150 \mu\text{s}$  que corresponde a un valor (ecuación V.3):

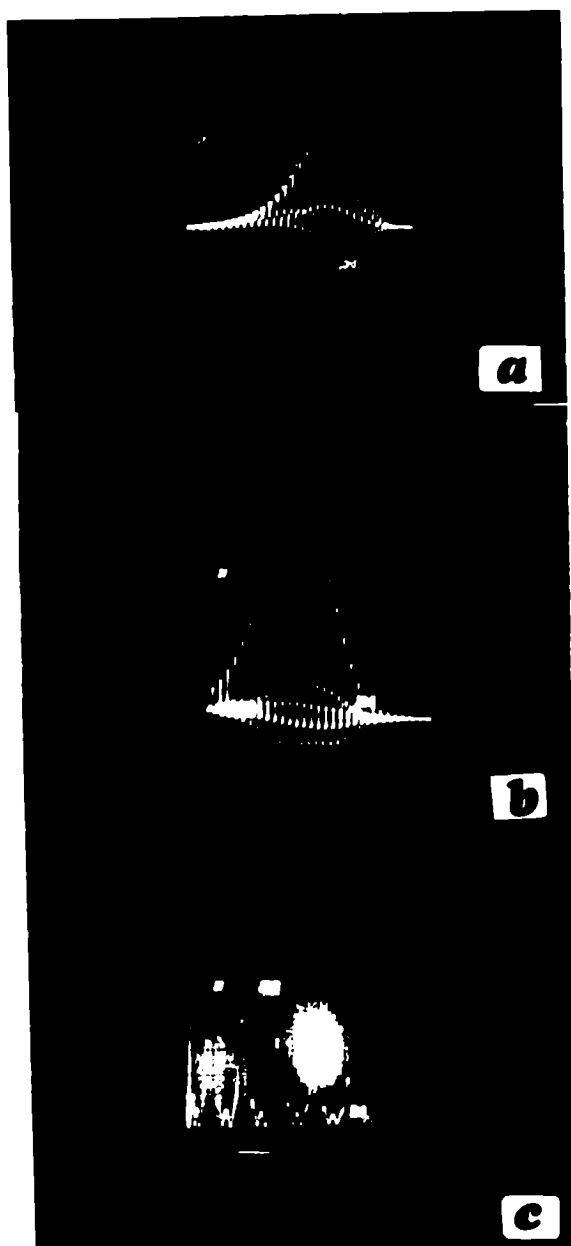


FIG. V.8 Operación en clase "b". Tren de pulsos emitidos.  
a) Operando en modo convencional. 10ns/div. escala reducida  
b) Operando en clase "b". 10ns/div escala reducida.  
c) Detalle de la oscilación del detector. 2ns/div. esc. red.

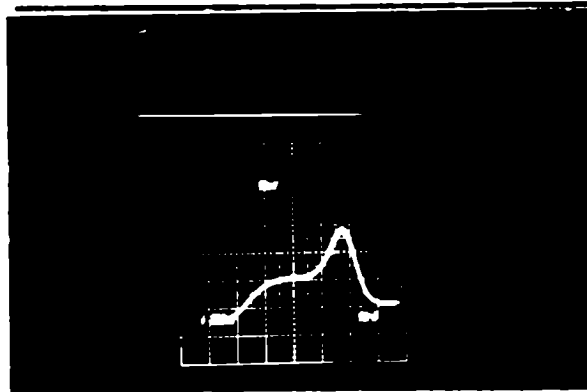
$$D = 6 \times 10^{-5}$$

donde se ha tenido en cuenta además el decaimiento de la inversión de población debido a la emisión espontánea (término que resta a  $D$  un valor  $2 \times 10^{-5}$ ).

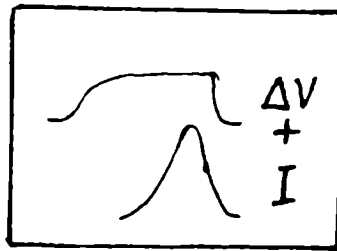
Por otro lado si se desea  $4 a/\omega_L = 10^{-2}$  hay que utilizar un parámetro (ecuación V.13)  $\delta = 5 \cdot 10^{-4}$ . Asimismo de la ecuación V.11 se obtiene  $4\Gamma_{mp} = 0,15$  para  $\Delta V_{Mx} = 100$  V.

En la figura V.8 se muestra un tren de pulsos típico que se obtiene con  $\delta = 8 \cdot 10^{-4}$  y  $\Delta V_{Mx} = 100$  V. La fotografía V.8-a muestra el resultado cuando se opera en modo convencional y en V.8-b con el sistema con los parámetros indicados. Es importante distinguir la aparición de más de un pulso por período en la fotografía -a y la aparición de una oscilación del sistema de detección en la foto -b. Dicha oscilación se aprecia mejor en la foto -c en la que se ha ampliado la base de tiempo. Nótese se que la oscilación presenta un aspecto simétrico que no aparece en -a donde hay dos pulsos de altura similar que se visualizan fácilmente. La oscilación tiene un período de 1,7 ns por lo que aparecen 2 picos positivos y 3 negativos en los 5,3 ns del período de la cavidad; el tercer pico positivo queda prácticamente superpuesto al nuevo pulso láser. El ancho mitad de los pulsos es de aproximadamente 1,4 ns.

En la figura V.9 se muestra el pulso de tensión sobre el modulador sumado al pulso láser. Se puede observar que las pérdidas inyectadas por el fotodiodo (los resultados presentados se obtuvieron con el esquema del fotodiodo) saturan algo más de 40 pasajes antes de aparecer el pico del pulso. Este resultado es consistente con la suposición de que se está operando en clase "b"



a



b

FIG. V.9 Pulso de tensión sobre el modulador

- a) Pulso de tensión sobre el modulador sumado al pulso laser
- b) Esquema desglosando la suma

El valor al cual satura es precisamente de 100 V.

Manteniendo  $\Delta V_{MAX} = 150 \text{ V}$ , se realizó entonces una secuencia variando el parámetro  $a$  (a través del parámetro  $\delta$ ) alrededor del valor estimado previamente. En la figura V.10 se muestra una secuencia con oscilogramas típicos para valores de  $\delta$  entre  $7 \cdot 10^{-3}$  y 0. Se puede observar un amplio rango en el cual el sistema opera en clase "b". Para  $\delta = 1,4 \times 10^{-4}$  comienza a apreciarse la aparición de más de un pulso (figura V.10-d), situación que se hace más evidente para  $\delta = 10^{-4}$  (figura V.10-e) y cuando se opera en modo convencional (figura V.10-f), caso para el que se visualiza la pobre selectividad resultante. El rango de operación en clase "b" resulta consistente con los resultados numéricos presentados en el capítulo IV. El sistema no llega a operar en clase "a" debido a que resulta insuficiente el valor de  $\Delta V_{MAX}$  que originaba  $\Delta \Gamma_{MAX} = 0,22$ . Cabe notar que en las simulaciones numéricas se obtuvo un margen muy estrecho de operación en clase "a" con  $\Delta \Gamma_{MAX} = 0,3$ .

En la figura V.11 se presenta una secuencia en la que se variaba  $\Delta V_{MAX}$ . El sistema opera en clase "b", con selectividad perfecta para  $\Delta V_{MAX} = 200 \text{ V}$  y  $\Delta V_{MAX} = 100 \text{ V}$  que corresponden respectivamente a  $\Delta \Gamma_{MAX} = 0,3$  y  $\Delta \Gamma_{MAX} = 0,15$ . Para  $\Delta \Gamma_{MAX} = 0,075$  el modulador ya saturaba las pérdidas antes de producirse la selección de un pulso, de allí que operase en modo convencional con una selectividad pobre. Para esta secuencia se usó  $\delta = 2 \cdot 10^{-4}$  que correspondería a  $4 a/\omega_L = 0,004$ .

Todos los resultados presentados fueron logrados con el circuito que utiliza el fotodiodo como elemento fotosensible. Por tal motivo no era recomendable pasar de 200 V de tensión de po-

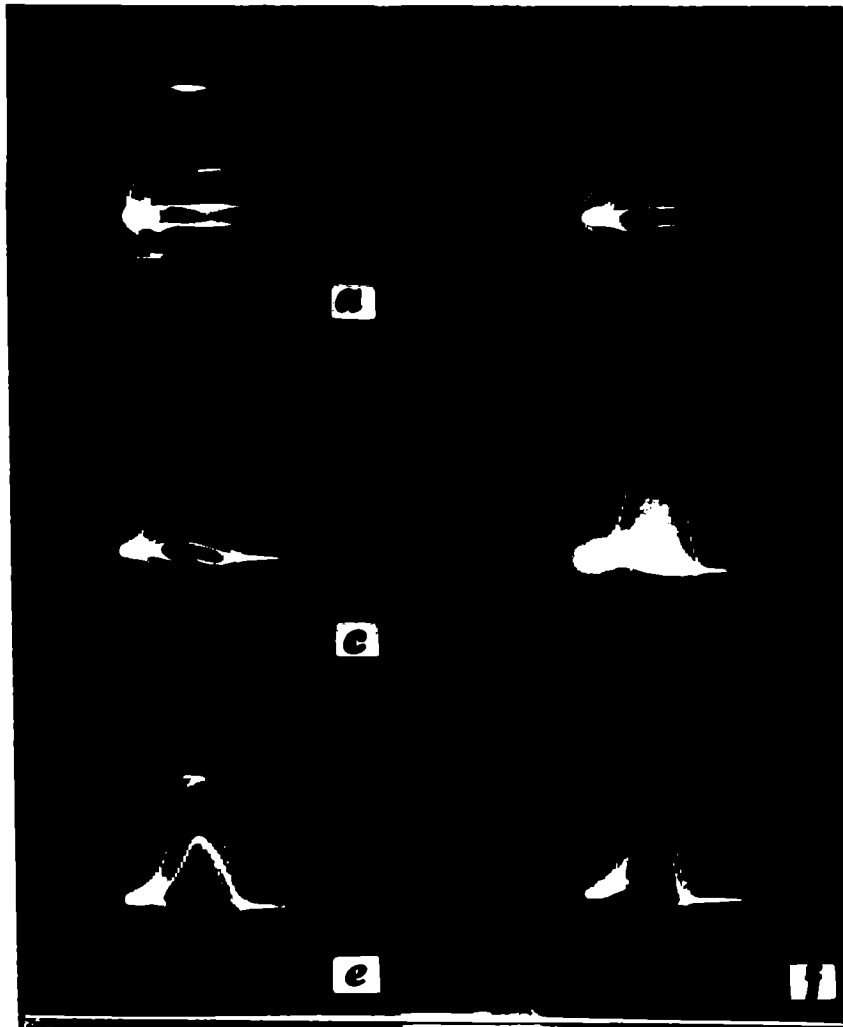


FIG. V. 10 Secuencia de resultados variando  $\delta$ .

a)  $\delta = 7 \cdot 10^{-3}$

b)  $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$

c)  $\delta = 4 \cdot 10^{-4}$

d)  $\delta = 1,4 \cdot 10^{-4}$

e)  $\delta = 10^{-4}$

f)  $\delta = 0$

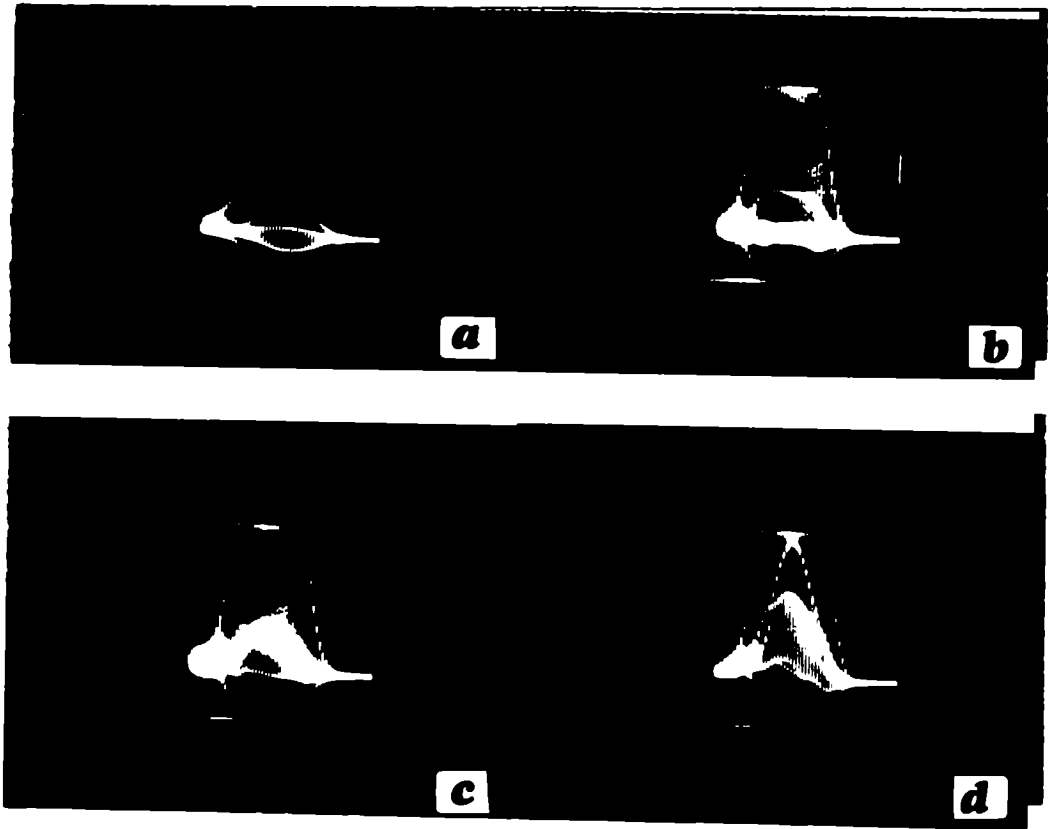


FIG. V.11 Secuencia de resultados variando  $\Delta V_{\max}$

a)  $\Delta V_{\max} = 200V$

b)  $\Delta V_{\max} = 100V$

c)  $\Delta V_{\max} = 50V$

d)  $\Delta V_{\max} = 25V$

larización, pues puede resultar dañado por la alta potencia pico que debe disipar. Para lograr obtener resultados con el sistema operando en clase "a" se hizo necesario utilizar el circuito de la figura V.5-b que hace uso de la fotorresistencia.

En la figura V.12 se muestra el resultado obtenido cuando se opera en clase "a". En la figura V.12-a se muestra la tensión sobre  $R_1$ , con una atenuación de 20.000, en el trazo superior. Nótese la caída de tensión inicial al dispararse la llave LL. Dicho salto indica el valor máximo obtenible  $\Delta V_{MAX} = 400$  V. El trazo inferior de la misma fotografía corresponde al pulso láser medido con un fotodiodo. Dicho trazo corresponde a un disparo posterior del sistema por lo que cabe notar la repetición entre disparo y disparo del momento en que aparece el pulso. Debido a la baja energía del pulso no era despojada la inversión de población y ello ocasionaba la aparición de más de un tren de pulsos por disparo. En la figura V.12-b se observa un tren de pulsos típico obtenido en estas condiciones. Nótese que el mismo resulta mucho más largo que cuando se opera en clase "b".

Dado que el detector utilizado está calibrado, es posible calcular la energía de los pulsos individuales del tren y compararlos con los resultados numéricos obtenidos en el capítulo anterior. La calibración es de 45 V/MW y un pulso de 3 ps como los predichos por las simulaciones daría señales del orden de 10 mV para  $\mu = 1$ . En dicho cálculo se ha tenido en cuenta el acople con la salida, la intensidad de saturación del colorante y el área del modo del láser.

Con dicha calibración se obtendrían valores de  $\mu = 3$  para la figura V.12-b en la cual el sistema opera en clase "a" y



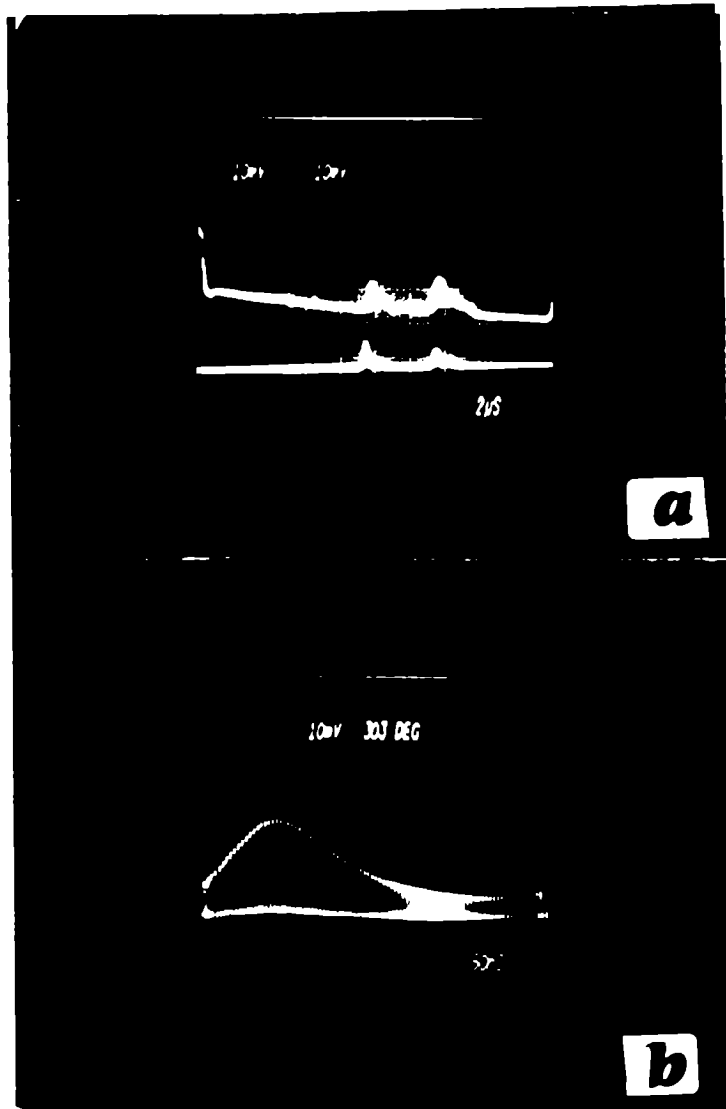


FIG. V.12 Operación en clase "a". Tren de pulsos emitidos.

- a) Superior: tensión sobre el modulador  $\Delta V$   
Inferior: emisión laser.
- b) Tren de pulsos emitidos.

$u = 2 \times 10^{14}$  cuando opera en clase "b" ; valores que resultan muy similares a los obtenidos en las simulaciones numéricas presentadas en el capítulo IV.

La energía de cada pulso del tren cuando se opera en clase "b" resulta insuficiente para realizar la medición de ancho de pulso por fluorescencia por absorción de dos fotones, único medio disponible en el laboratorio para realizar dicha medición. Se in tentó obtener mayor potencia de salida aumentando la energía de bombeo, pero la alta intensidad resultante dañaba la multicapa dieléctrica del espejo de la celda del colorante.

En función de este último resultado se encarará la construcción de un nuevo láser que disponga de una barra activa más grande y que utilizará una cavidad en anillo para evitar enfocar la radiación sobre un espejo de alta reflectividad. Para evitar tratamientos multicapas dieléctricos en la superficie se utiliza rán prismas del tipo Pellin Brocca, que operan con incidencia en ángulo de Brewster.

## VI.- CONCLUSIONES.

Los resultados experimentales obtenidos han mostrado una amplia concordancia con las simulaciones numéricas realizadas. Estas últimas, a su vez, han permitido corroborar las conclusiones de los análisis realizados en el capítulo III. En función de estos resultados es posible construir una serie de ecuaciones que permitan definir el valor de los parámetros requeridos para el diseño de un láser que opere en clase "b" en condiciones óptimas.

Los parámetros a definir son:  $\underline{a}$ , parámetro de realimentación de las pérdidas del modulador;  $\underline{G}_0$ , ganancia inicial del láser;  $\underline{B}$ , pérdidas a baja señal del colorante;  $\underline{\rho}$ , relación de áreas del modo del láser en el medio activo respecto del colorante;  $\underline{D}$ , velocidad de bombeo. Se suponen fijos a priori el ancho de banda del medio activo ( $\omega_L$ ), la intensidad de saturación del colorante ( $\underline{\rho}_s$ ), la sección eficaz de emisión estimulada ( $\underline{\sigma}$ ) y el período de la cavidad ( $T_{cav}$ ). Se utilizan como variables auxiliares:  $N$  (número de pulsos del ruido inicial),  $\underline{\tau}_0$  (ancho del pulso al pasar el primer umbral),  $k_s$  (número de pasajes hasta comenzar la selección) y  $\underline{\tau}_s$  (ancho del pulso en  $k = k_s$ ).

El conjunto de ecuaciones de diseño son pues:

$$\underline{\tau}_s^2 = \frac{G_0}{\omega_L^2} \left( \frac{2\pi}{D} \right)^{1/2} \quad (VI.1)$$

$$N = \frac{T_{cav}}{\underline{\tau}_0} \quad (VI.2)$$

$$k_s = \left( \frac{N}{2D} \right)^{1/2} \quad (VI.3)$$

$$Dk_s < \Delta \Gamma_{MAX} \tag{VI.4}$$

$$\bar{z}_s^2 = \bar{z}_0^2 + \frac{4 G_0}{\omega_L^2} k_s \tag{VI.5}$$

$$2 a \bar{z} = B \tag{VI.6}$$

$$\gamma_D = \frac{\sigma \theta_B G_0 \Delta \Gamma_{MAX}}{\rho 4a} \tag{VI.7}$$

La primera ecuación, que relaciona el ancho de pulso inicial con la velocidad de bombeo, es la ecuación III.17. La segunda ecuación simplemente indica que el número de pulsos iniciales viene dado por la relación entre el período de la cavidad y el ancho de cada pulso; es una estimación. La tercera ecuación, que proviene de III.28, provee una estimación de  $k_s$  cuando se trabaja en el límite entre clase "a" y clase "b" dado por la condición III.35. La cuarta proviene de III.25 y de pedir que en  $k = k_s$  aún no hayan saturado las pérdidas del modulador. La quinta ecuación se obtiene de reemplazar  $k = k_s$  en III.9. La sexta ecuación define el valor del parámetro  $a$  si se opera en el límite entre clase "a" y clase "b". El parámetro  $a$  debe luego ser ajustado experimentalmente alrededor de dicho valor. Por último, la séptima ecuación equivale a pedir que en  $k = k_s$  el bombeo sea muy superior a las pérdidas por emisión estimulada. Esta es la condición de segundo umbral que garantiza que la saturación de la ganancia es muy posterior a la selección. Se obtiene a partir de la e-

cuación IV.7 reemplazando  $C$  por  $\sigma\phi_s/\rho$ , valor que se obtiene en IV.17 recordando que  $I_s = \phi_s/\rho$ . Se reemplaza además la intensidad media  $U\bar{z}$  por  $\Delta\Gamma_{MAX}/4a$ , a partir de la ecuación III.25. El parámetro  $\eta \ll 1$  indica cuantas veces menor es la pérdida por emisión estimulada respecto del bombeo; cuanto más pequeño sea, más por encima del segundo umbral se estará operando.

Se obtuvieron entonces siete ecuaciones para determinar los seis parámetros y cinco variables auxiliares (incluyendo  $\eta$ ). Quedan pues cuatro parámetros a fijar a priori y dependerá del sistema en particular cuales se condicionan a los otros.

En general, si se desea incorporar el sistema a un láser ya construido, se tiene fijo a priori  $G_0$ ,  $B$ ,  $D$  y  $\rho$ . Hay que determinar entonces  $a$  y  $\Delta\Gamma_{MAX}$ . Si una vez determinados, dichos parámetros no resultan razonables o se observa que  $\eta$  es demasiado grande puede hacerse necesario ajustar alguno de los dichos parámetros fijos. Cabe notar que  $\Delta\Gamma_{MAX}$  no sólo depende de  $\Delta V_{MAX}$  sino también de  $\phi_0$  (ecuación V.12), el cual depende a su vez de la diferencia  $G_0 - B$ .

A modo de ejemplo, para el sistema utilizado en el laboratorio valga:  $\rho = 2,5$ ;  $D = 8 \times 10^{-5}$ ;  $B = 0,25$  y  $G_0 = 0,75$ . Usando además  $T_{cav} = 5$  ns;  $\sigma = 3,3 \times 10^{-20}$  cm<sup>2</sup>;  $1/\omega_L = 0,3$  ps y  $\phi_s = 2,7 \cdot 10^{26}$  1/cm<sup>2</sup>s, se obtiene como estimación:

$$\frac{4a}{\omega_L} = 4,7 \cdot 10^{-3} \quad (\text{IV.8})$$

$$\Delta\Gamma_{MAX} = 0,3 \quad (\text{IV.9})$$

$$\eta = 0,6 \quad (\text{IV.10})$$

Nótese que el valor de  $\eta$  resulta algo elevado. Para achicarlo conviene entonces elegir un valor de  $a$  mayor que el establecido en IV.8. El aumento del valor de  $a$  trae aparejado una disminución de  $k_g$  ya que la ecuación IV.4 vale si se satisface simultáneamente la ecuación IV.6. De modo que aumentando  $a$  4 veces, si se usa III.24 en lugar de III.25, se obtiene una disminución de  $k_g$  a la mitad y junto con  $k_g$  disminuye  $\Delta\Gamma_{MAX}$ . El ancho de pulso  $\tau_c$  prácticamente no es alterado. Se logra así bajar a  $\Delta\Gamma_{MAX} = 0,15$  y  $\eta = 0,075$ . Precisamente en la secuencia de fotografías V.10, se observa que efectivamente se obtiene un funcionamiento óptimo con el valor resultante de  $a = 4a/w_L = 0,02$

Como resultado adicional del estudio teórico se ha hallado una solución analítica estable si se desea operar con un sistema de este tipo para obtener emisión de pulsos ultracortos con láseres continuos. Un sistema de este tipo sería mucho más económico y sencillo que la utilización de moduladores activos, que requieren frecuencias de operación en el rango cercano a 1 GHz con una alta estabilidad para poder sincronizarla al período de la cavidad. Tendría la ventaja adicional de permitir la obtención de pulsos más angostos.

En cuanto a la implementación del sistema, se han presentado dos circuitos alternativos. Ambos presentan sensibilidades similares. El fotodiodo resulta más sencillo pero posee más limitaciones en cuanto a la tensión máxima que puede tolerar. El dispositivo fotorresistivo tiene la desventaja de no poderse adquirir directamente en el mercado, pero su construcción es sencilla y permite disponer de un dispositivo diseñado a medida para el sistema en que se va a utilizar, con un umbral de daño mucho más alto y con la

ventaja adicional de poderse construir una gran cantidad con el mismo esfuerzo.

En resumen, se ha presentado un método pasivo de generación de pulsos ultracortos en láseres sólidos. Tiene la ventaja sobre los métodos pasivos convencionales de haber eliminado el carácter estadístico de la emisión sin pérdida de potencia pico y con los mismos anchos típicos. Respecto de los métodos activos posee la ventaja de proveer pulsos más angostos y de más potencia, siendo a su vez su implementación más sencilla. Se ha provisto asimismo, de ecuaciones de diseño que evitan un largo tiempo de experimentación para la puesta a punto y ajuste de los parámetros.

Los aspectos teóricos de la evolución del pulso han quedado perfectamente explicados y se han obtenido en ese sentido algunos resultados nuevos válidos aún para el método convencional, tal como que el angostamiento del pulso en la etapa no lineal compensa el ensanchamiento inicial del pulso, y se ha explicado el funcionamiento unidireccional en una cavidad en anillo correctamente diseñada.

APENDICE A

La subrutina VECAL genera un vector  $X(i)$  de dimensión  $N$ , ordenado en forma decreciente y con  $X(1)=U0$ . En  $V$  devuelve la suma de todos los elementos del vector. La variable  $L$  es de control. Las componentes del vector tienen distribución aleatoria dada por IV.10. Para cada par de números enteros  $N1$  y  $N2$  genera una secuencia aleatoria distinta.

El programa MLOC genera un archivo MLOC.DAT con los cinco pulsos mas intensos cada  $JM$  pasajes. En el archivo almacena a su vez la ganancia en dicho pasaje y el ancho de pulso.

```

>PIF TI:=[70,1]VECAL.FTN
      SUBROUTINE VECAL(N,U0,X,V,L)
      DIMENSION X(N)
      TYPE 4
4      FORMAT(' ENTRAR PARAMETROS DE RAN')
      ACCEPT 5, N1,N2
5      FORMAT(2I)
      TYPE 5, N1,N2
      DO 10 I=1,N
10     X(I)=RAN(N1,N2)
      CALL ORCREC(X,N)
      IF(X(1).EQ.0) GO TO 18
      DO 12 I=1,N
      IF(X(I).GT.0.99) GO TO 16
      AUX=X(I)
      X(I)=-ALOG(AUX)
11     .BUX=X(I)
      X(I)=ALOG((1+BUX)/AUX)
      BUX=(X(I)-BUX)/X(I)-0.001
      IF(BUX.GT.0) GO TO 11
12     CONTINUE
      V=0
      DO 15 I=N,1,-1
      X(I)=X(I)*U0/X(1)
15     V=V+X(I)
      L=1
      RETURN
16     AUX=X(I)
      X(I)=(SQRT(1-AUX**2)+AUX-1)/AUX
      GO TO 12
18     L=0
      RETURN
      END

```



```

      PIP TI:=[70,1]MLOC.FTR
C      N: DIMENSION DEL VECTOR
C      M: NUMERO DE PASAJES
C      JM: PASAJES ENTRE IMPRESIONES
C      UM: SATURACION DEL DIODO
C      UO: MAXIMO DELRUIDO INICIAL
C      GO: PERDIDAS INICIALES EN AMPLITUD
C      TO: ANCHO INICIAL WL*TAU
C      TAUSE MIDE EN UNIDADES DE 1/WL
C
      DIMENSION X(1000)
      TYPE 100
100     FORMAT(' ENTRAR:N ,M, JM, A, B, GO,TO,UM,C,T,UO')
      ACCEPT 110, N,M,JM,A,B,GO,TO,UM,C,T,UO,
110     FORMAT(3I,5F,3E)
      CALL ASSIGN(4,'MLOC.DAT')
9      JJ=0
      CALL VECAL (N,UO,X,U,L)
      IF(L.EQ.0) GO TO 320
      WRITE(4,220) N,(X(I),I=1,6)
      NN=N
      WRITE(4,220) N,A,B,C,GO,T,TO,T
      IF(N.LE.50) GO TO 150
      XS=0
      DO 40, I=51,N
40     XS=XS+X(I)
      XS=XS/(N-50)
      NN=N
      N=51
150    TAU=TO
      G=A*V*TO-2*B*UO+2*GO/TO**2
      BB=-2*B/ALOG(1-2*B)
      DO 300, K=1,M
      JJ=JJ+1
      U=V*TAU
      V=0
      AUX=-2*B*X(1)*(1-BB*X(1)/(1+BB*X(1)))/(1+BB*X(1))
      TAU=4*GO+(1+AUX)*TAU**2
      TAU=SQRT(TAU)
      GO=GO*(1-C*U)+T
      G=G+T-C*U*GO
      IF(U*A.GT.UM) U=UM/A
      DO 200, I=1,N
      X(I)=X(I)*(G+2*B*X(I)/(1+BB*X(I))-A*U+1-2*GO/TAU**2)
200    IF(X(I).LE.UO/200) X(I)=0.
      V=V+X(I)
      IF(NN.LE.50) GO TO 210
      V=V+(NN-51)*X(51)
210    IF(JJ.NE.JM) GO TO 300
      GG=G-A*U
      WRITE(4,220) K,(X(I),I=1,5),GG,V,TAU
SORRY, ONLY FOR PRIVILEGED
220    FORMAT(1X,I5,1F6E9.2,1P2E15.3)
      JJ=0
      IF(X(1).LT.UO/10) GO TO 303
300    CONTINUE
303    CALL CLOSE(4)
      STOP
800    FORMAT('1')
320    TYPE 330
330    FORMAT(' L=0')
      STOP
      END

```

&gt;

REFERENCIAS

- 1.- P.G. Kryukov y V.S. Letokhov. IEEE J. Quant. Elect. QE-8 N°10  
(1972) p766.
- 2.- B. Ya. Zel'dovich y T.I. Kuznetsova. Sov. Phys. Uspekhi. Vol. 15  
N°1(1972) p 25.
- 3.- J.A. Fleck, Jr. Phys. Rev. B1 (1970) 84.
- 4.- W.H. Glenn . IEEE J. Quant. Elect. QE-11 N°1(1975) p 8.
- 5.- M.S. Demokan y P.A. Lindsay. Int. J. Elect. vol 41(1976) p 421.
- 6.- M.S. Demokan y P.A. Lindsay. Int. J. Elect. vol 42(1977) p 313.
- 7.- M.S. Demokan y P.A. Lindsay. Int. J. Elect. vol 42(1977) p 417.
- 8.- G.H.C. New. IEEE J. Quant. Elect. QE-14 N°9(1978) p 642.
- 9.- G.H.C. New. Proc. IEEE vol 67 N°3(1979) p 380.
- 10.- G.H.C. New. Opt. Commun. vol 6 N°2 (1972) p 188.
- 11.- G.H.C. New. IEEE J. Quant. Elect. QE-10 N°2 (1974) p 115.
- 12.- G.H.C. New y D.H. Rea. J. Appl. Phys. vol 47 N°7 (1976) p 3107.
- 13.- H.A. Haus. IEEE J. Quant. Elect. QE-11 N°9 (1975) p 736.
- 14.- H.A. Haus. J. Appl. Phys. vol 46 N°7 (1975) p 3049.
- 15.- H.A. Haus. IEEE J. Quant. Elect. QE-12 N°3 (1976) p 169.
- 16.- H.A. Haus, C.V. Shank y E.P. Ippen. Opt. Comm. vol 15 N°1 (1975)  
p 29.
- 17.- P.L. Hagelstein y C. P. Ausschnitt. J. Appl. Phys. Vol. 47 N°1  
(1976) p 224.
- 18.- C.P. Ausschnitt. IEEE J. Quant. Elect. QE-13 N°5(1977) p 321.
- 19.- W. Koechner. Solid State Laser Engineering. (ed. Springer,  
New York, 1976)
- 20.- H. Weichel. J. Appl. Phys. vol 44 (1973) p 3635.
- 21.- M. Hercher. Appl. Optics. vol 6 (1967) p 947.
- 22.- F.P. Schafer. Topics i Applied Physics, vol 1 (ed. Springer-  
Verlag, New York, 1973)

- 23.- C.R. Giuliano y L.D. Hess. IEEE J. Quant. Elect. QE-3 (1967)  
p 358.
- 24.- G. Girard y M. Michon. IEEE QE-9 N°10 (1973) p 979.
- 25.- W. Rudolph y H. Weber. Opt. Commun. vol34 N°3 (1980) p 491.
- 26.- M.C. Marconi. "Optimización de la emisión..." Tesis de licenciatura. FCEyN, UBA(1980).
- 27.- M.C. Marconi, O.E. Martínez y F.P. Diodati. Appl. Phys. Lett.  
vol 37 N°8 (1980) p 684.
- 28.- G.R. Fleming, I.R. Harrowfield, A.E.W. Knight, J.M. Morris, R.J. Robbins y G.W. Robinson. Opt. Comm. vol20 (1977)p 36.
- 29.- M.A. Duguay, J.W. Hansen y S.L. Shapiro. IEEE J. Quant. Elect. QE-6 N°11 (1970) p 725.
- 30.- I.V. Tomov, R. Fedosejevs, M.C. Richardson. Opt. Comm. vol 21 N°3 (1977) 327.
- 31.- E.P. Ippen y C.V. Shank, ed. Ultrashort Light Pulses. (Springer-Verlag, New York, 1978).
- 32.- F.P. Diodati, O.E. Martínez y M.C. Marconi. Nota Técnica N°521 CITEFA.
- 33.- O.E. Martínez. Tesis de licenciatura. FCEyN, UBA. (1976).
- 34.- O.E. Martínez y L.E. Valle. Nota Técnica N°513. CITEFA.
- 35.- J.P. Markiewicz y J.L. Emmet. IEEE J. Quant. Elect. QE-2(1966)p 707.
- 36.- Eastman Products for Laser Systems. Data Release. Eastman Kodak Co.
- 37.- D. Von der Linde y K.F. Rodgers. IEEE J. Quant. Elect. QE-9(1973)p960.
- 38.- Laser Glass. Data Sheet 101. Owens-Illinois. Toledo, Ohio, USA.
- 39.- K.V. Shalimova. Física de los semiconductores. (Ed Mir, Moscú, 1975).
- 40.- J.R. Haynes y W. Shockley. Phys Rev. 81 (1951) p 835.
- 41.- R.H. Glaenger y A.G. Jordan. Solid-State Elect. vol 12(1969)p 247.
- 42.- H. F. Wolf. Silicon Semiconductor Data. (ed. Pergamon Press, 1969).
- 43.- M. Sze. Phonon Spectra and Properties of Semiconductors. p 59

### AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi agradecimiento:

Al Dr. Eduardo Quel, Director del CEILAP, y por su intermedio a las instituciones CITEFA y CONICET, por haber hecho posible la realización del presente trabajo.

Al Dr. Francisco P. Diodati por su permanente estímulo y consejo, que resultaron fundamentales en esta primera etapa de mi formación profesional.

Al Ing. Luis A. Spinelli por las fructíferas discusiones que hicieron posible la implementación experimental del método.

Al Lic. Mario C. Marconi por su invaluable colaboración en la realización experimental.

Al Ing. Luis Valle por su colaboración en el diseño y construcción de equipos electrónicos utilizados en el trabajo.

Al grupo de óptica del CEILAP por su permanente apoyo técnico.

A todos mis compañeros del CEILAP por su permanente y desinteresada colaboración.