

Universidad de Buenos Aires
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Biblioteca Digital FCEN-UBA

Obtención de pulsos de alta potencia en radiación laser por medio de un nuevo método en la conmutación de la cavidad de oscilación

Marconi, Mario Carlos
1985

Tesis Doctoral

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

www.digital.bl.fcen.uba.ar

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir. 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. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Fuente / source:

Biblioteca Digital de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - Universidad de Buenos Aires

Tesis 1931

ej. 2

OBTENCION DE PULSOS DE ALTA POTENCIA EN RADIACION

LASER POR MEDIO DE UN NUEVO METODO EN LA

CONMUTACION DE LA CAVIDAD DE OSCILACION

Trabajo de Tesis para el Doctorado de Ciencias Físicas

de

MARIO CARLOS MARCONI

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Universidad de Buenos Aires, 1985

Tesis 1931
y: 2

LUGAR DE TRABAJO: CEILAP (Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones, dependiente de CITEFA (Instituto de Investigaciones Científicas y Técnicas de las Fuerzas Armadas) y del CONICET (Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas).

Director del Trabajo: Dr. FRANCISCO PIERO DIODATI

MESA EXAMINADORA

A Julia, Laya y Yanina

INDICE

INTRODUCCION.....	1
<u>CAPITULO I</u>	
I.1- Antecedentes del problema e innovaciones introducidas..	3
<u>CAPITULO II</u>	
II.1- Formalismo general.....	14
II.2- Autoenfoque.....	18
II.3- Modulación por autoenfoque.....	23
II.4- Segundo umbral.....	28
<u>CAPITULO III</u>	
III.1- Evolución temporal del sistema.....	31
III.2- Cálculo de los parámetros del programa.....	34
III.3- Resultados numéricos.....	40
<u>CAPITULO IV</u>	
IV.1- Formalismo general.....	45
IV.2- Aproximación de modo gaussiano.....	51
IV.3- Resultados numéricos.....	54

CAPITULO V

V.1- Dispositivo experimental.....	62
V.2- Resultados experimentales.....	68

CAPITULO VI

VI.1- Ecuaciones de diseño.....	89
---------------------------------	----

CONCLUSIONES.....	103
-------------------	-----

REFERENCIAS.....	108
------------------	-----

APENDICES.....	111
----------------	-----

AGRADECIMIENTOS.....	127
----------------------	-----

INTRODUCCION

El presente trabajo consta de 6 capítulos. En el primero se dan los antecedentes del problema de generar pulsos de radiación láser en el rango de los nanosegundos.

En el capítulo II se realiza un estudio del formalismo utilizado para el estudio de cavidades de oscilación inestables, en el que se introducen las modificaciones que representan a la celda de enfoque, con la idea de obtener una herramienta analítica que permita el estudio de la evolución de las condiciones de estabilidad.

En el capítulo III se discuten los resultados numéricos obtenidos en la simulación por computadora del funcionamiento dinámico del sistema. Se evalúa también la incidencia de cada parámetro involucrado.

En el capítulo IV se presenta un estudio del modo que se obtiene con un elemento no lineal, como es la celda de enfoque, dentro de la cavidad, se explica el formalismo utilizado y se resumen los resultados numéricos obtenidos en la simulación por computadora. Se comparan también los resultados obtenidos en este caso con la aproximación para un modo Gaussiano.

En el capítulo V se hace una descripción del dispositivo experimental utilizado y se presentan los resultados obtenidos en distintas configuraciones posibles. Se comparan además estos resultados con aquellos de la simulación numérica presentada en el capítulo III.

Finalmente, en el capítulo VI se presenta una solución

analítica aproximada que permite obtener un conjunto de ecuaciones con las cuales se puede diseñar el sistema "Q-switch" por autoenfoco. Por último se presentan las conclusiones finales del trabajo.

CAPITULO I

1-ANTECEDENTES DEL PROBLEMA E INNOVACIONES INTRODUCIDAS

Actualmente es bien sabido que entre las condiciones necesarias para obtener radiación láser, se debe tener un medio activo convenientemente excitado, una cavidad de oscilación y un control adecuado sobre los distintos parámetros que influyen en las características de la emisión, tales como la coherencia espacial, potencia, energía, estabilidad, etc.. Si se utiliza el modo de funcionamiento pulsado puede modificarse la duración temporal de la emisión y simultáneamente la potencia en forma drástica mediante el control de la realimentación a través de la inhibición temporaria de la oscilación de la radiación. Estos procesos se denominan genéricamente mecanismos de conmutación.

En la figura 1.1 se ven tres esquemas tradicionales de cavidades de oscilación para la emisión de pulsos cortos por conmutación de la ganancia en la cavidad. Los primeros ensayos experimentales en la obtención de tales pulsos datan aproximadamente de veinte años atrás [24,46], y actualmente esta técnica de modulación está universalmente difundida. El dispositivo que se introduce en la cavidad de oscilación permite cambiar las características temporales de la emisión. Con estos dispositivos se logra concentrar parte de la energía disponible en un tiempo muy corto, obteniéndose pulsos de mucha mayor potencia que los que habitualmente se obtienen en un esquema normal o "free running".

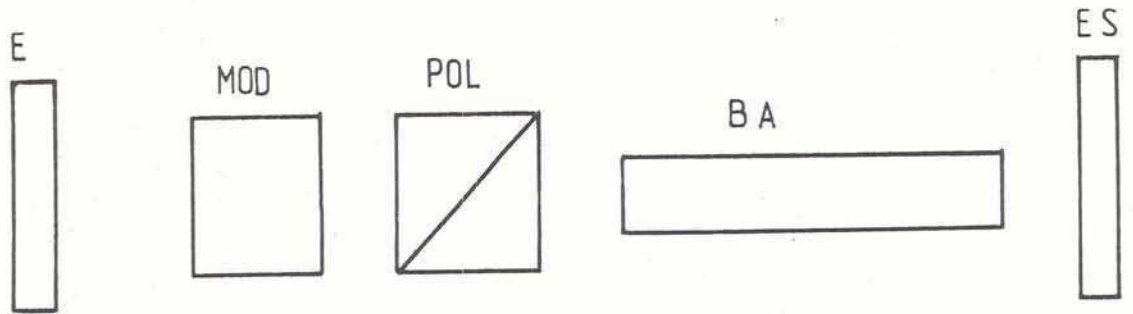
Existen dos tipos de modulación posibles:

1) Los métodos activos son aquellos según el esquema de la figura 1a que modulan la fase o la polarización de la radiación en la cavidad mediante dispositivos acusto-ópticos y electro-ópticos. Alternativos a éstos son los dispositivos mecánicos como el de prisma rotante esquematizado en la figura 1b.

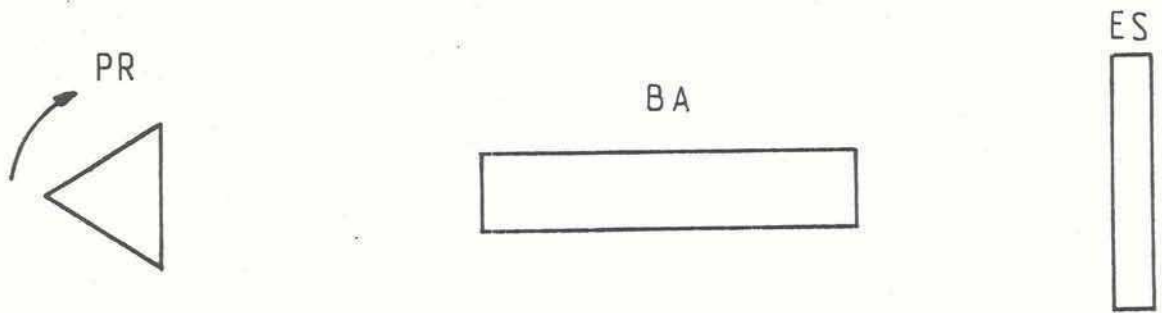
2) Los métodos pasivos permiten modular la ganancia por saturación de la absorción en un medio apropiado (absorbente saturable) y responden al esquema de la figura 1c. El absorbente saturable es por lo general un colorante orgánico que tiene un máximo de absorción sintonizado con la longitud de onda del láser. Dadas ciertas condiciones se produce una saturación en la absorción que transparenta a dicho colorante. Este estado de transparencia debe ser efímero, y generalmente en tiempos de picosegundos recupera sus condiciones iniciales. [2,27]

Los métodos activos para modular la ganancia pueden separarse en mecánicos (prisma rotante), electro-ópticos (celda de Pockels) y acusto-ópticos (ver p.e. [3,25]).

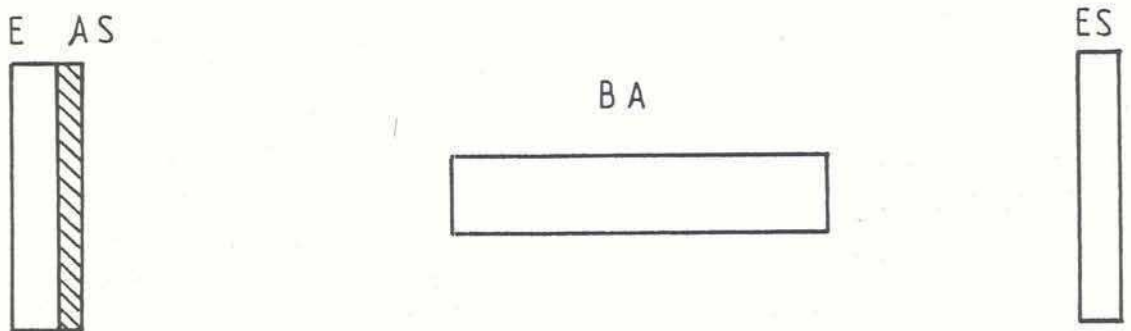
El prisma rotante consiste básicamente en un prisma con una configuración de Porro, que reemplaza al espejo de reflexión total en la cavidad. Se lo dispone de modo que gire en torno de un eje que es paralelo al plano de la hipotenusa y perpendicular a la arista que corresponde al ángulo diedro recto. De esta manera al girar el prisma queda conformada una cavidad de oscilación en forma dinámica cuando la reflexión en el mismo



a



b



c

Figura 1.1

Diferentes esquemas utilizados para conmutar la ganancia en una cavidad láser:

a) Esquema con modulador electro-óptico. E: espejo totalmente reflector. POL: polarizador tipo Glann. BA: barra amplificadora. ES: espejo parcialmente reflector de salida. MOD: modulador electro-óptico. En el caso de usarse un modulador acusto-óptico, se usa el mismo esquema pero se elimina el polarizador.

b) Esquema con prisma rotante. PR: prisma rotante.

c) Esquema pasivo con absorbente saturable. AS: celda de absorbente saturable en contacto con el espejo E totalmente reflector.

queda alineada con el eje de la cavidad resonante. Es necesario además contar con un retardo controlado respecto del inicio del bombeo óptico.

En el método electro-óptico, el control de la realimentación se consigue a través de la rotación del plano de polarización de la radiación oscilante. Para ello es dispositivo incluye un polarizador cuya transmitancia es variable con el cambio del plano de polarización.

Análogamente, los moduladores acusto-ópticos deflektan la radiación fuera del eje de la cavidad debido a la formación de una red de difracción producida por una onda ultrasónica estacionaria en un medio ópticamente transparente, por lo general cuarzo amorfo.

Todos estos dispositivos activos tienen asociada una electrónica de control y fuentes de alimentación, por lo general de alta tensión, que amplía el instrumental necesario para producir los pulsos cortos.

Los métodos de modulación pasiva son mucho más convenientes que los activos en cuanto a la simplicidad del dispositivo. Los absorbentes saturables (colorantes orgánicos) funcionan básicamente como un sistema de dos niveles[15]. Si se ajusta adecuadamente la concentración, se puede conseguir máxima transmitancia (en su estado saturado) cuando se tiene el máximo de inversión de población en el medio amplificador. En su estado fundamental, el absorbente saturable bloquea ópticamente uno de los espejos de la cavidad manteniendo el Q de la cavidad resonante en un valor pequeño. En su estado saturado se

"blanquea" transmitiendo la radiación y la acción láser comienza. Es por esto que, un buen funcionamiento del láser depende críticamente del valor de la transmitancia del absorbente saturable, dentro de un estrecho margen. Todos los colorantes orgánicos utilizados para estos fines son sensibles a la radiación ultra violeta presente tanto en la luz ambiental cuanto en la luz que se emite en la lámpara de destello, en especial por debajo de 350 nm, lo que produce destrucción de algunas uniones en las largas moléculas del colorante orgánico. Aún teniendo extremo cuidado en la protección del absorbente saturable, no es posible lograr que el sistema funcione en forma confiable por largos períodos de tiempo. Otro ejemplo de modulación pasiva, son las láminas "Q-switch", producidas por primera vez por KODAK y que cumplen la función de la celda de absorbente saturable. Consiste en una lámina de soporte impregnada con un gel que incluye un absorbente saturable. En este caso, la lámina se deteriora con el uso y es necesario reemplazarla periódicamente. Otra característica negativa de los absorbentes saturables es que al saturarse la absorción se favorece la formación de modos filamentosos, ya que las concentraciones de energía saturan más fácilmente al colorante y por consiguiente tienen menor pérdida.

La función básica de todos estos dispositivos consiste en variar controladamente las pérdidas en la cavidad resonante de manera de lograr aumentar la inversión de población y por ende almacenar mayor cantidad de energía hasta el momento de permitir la realimentación de la radiación. Si cuando se logra esta condición de mayor inversión de población se disminuyen súbitamente las pérdidas en la cavidad, el alto coeficiente de

ganancia que se obtiene hace que la energía acumulada sea volcada en poco tiempo en un pulso de alta potencia. La figura 1.2 muestra un ejemplo típico de la evolución temporal de los diferentes parámetros de interés en la generación de pulsos "Q-switch".

En el presente trabajo se propone un nuevo sistema pasivo para producir una modulación similar a las descritas anteriormente y lograr pulsos cortos en el modo "Q-switch" [30]. Este sistema consiste en disponer, dentro de una cavidad de oscilación láser con una configuración inestable, una celda con un líquido con índice de refracción de segundo orden n_2 capaz de modificar las características señaladas de la cavidad de oscilación. Esta celda produce entonces un autoenfoco de la radiación circulante en la cavidad que tiende a compensar las pérdidas por difracción introducidas por la configuración inestable. Controlando adecuadamente los parámetros de la dinámica de funcionamiento, se puede conseguir una variación grande de las pérdidas y una conmutación de la ganancia similar a los dispositivos ya analizados. La figura 1.3 muestra un esquema típico de la cavidad utilizada para producir pulsos cortos por este nuevo método de modulación. La celda de enfoque se coloca cerca de la zona donde se consigue máxima densidad de energía de manera de favorecer el efecto de segundo orden en la misma. Además existen otros criterios de diseño que se discutirán más adelante y que definen el mejor lugar para colocar la celda de enfoque. La lámina de cuarto de onda y el polarizador (de tipo Glann), están montados sobre posicionadores que permiten girar uno respecto del otro, de manera de cambiar la transmisión a través del conjunto.

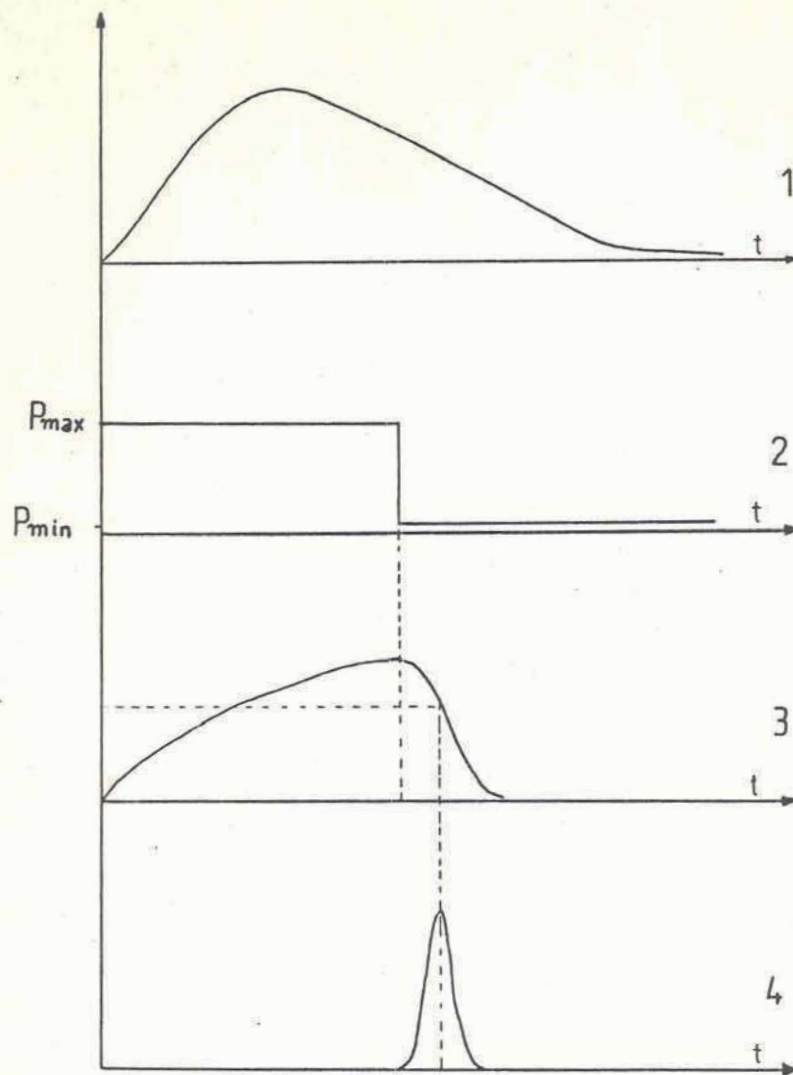


Figura 1.2

Evolución temporal de los diferentes parámetros de interés en la generación de un pulso corto de alta potencia.

1- Bombeo óptico

2- Coeficiente de pérdidas, que varía entre un valor máximo P_{max} y un valor mínimo P_{min} .

3- Inversión de población en el medio amplificador.

4- Densidad de fotones en la cavidad.

De esta manera se puede variar en forma continua el acoplamiento con la salida. El sistema cuenta con las ventajas habituales de los métodos pasivos en cuanto a la sencillez de implementación y bajo costo de los componentes y mejora las condiciones de utilización con respecto a los absorbentes saturables. El hecho de que el efecto utilizado dependa de la intensidad de la radiación circulante en la cavidad hace que sea independiente de la longitud de onda, por lo cual es utilizable dentro del ancho de banda de transmitancia espectral de la sustancia usada para producir el autoenfoco, siempre que las características del medio amplificador permitan la generación de pulsos cortos, como se estudiará más adelante. Otra de las ventajas que presenta es que los productos que se utilizan son estables y no existe el riesgo de daño por radiación UV. Con este sistema se evitan los modos filamentosos, ya que las grandes concentraciones de energía entran rápidamente en pérdida. Más detalles respecto a esta característica se darán a lo largo de este trabajo.

Hsu et al [23], Dalshtrom [9] y Murphy et al. [35] recientemente han utilizado efectos de autoenfoco y birrefringencia autoinducida para angostar temporalmente pulsos del tipo "Q-switch", pero el efecto de modulación de la ganancia estaba provisto por un modulador electro-óptico o un prisma rotante. Dalshtrom [10] utilizó el efecto de birrefringencia autoinducida en medios no lineales para producir pulsos ultracortos de "mode-locking". El mismo método fue luego empleado por Sala et al. [40] y por Comly et al. [7], pero siempre el efecto utilizado fue la birrefringencia autoinducida en productos que tenían un alto coeficiente para efecto Kerr óptico.

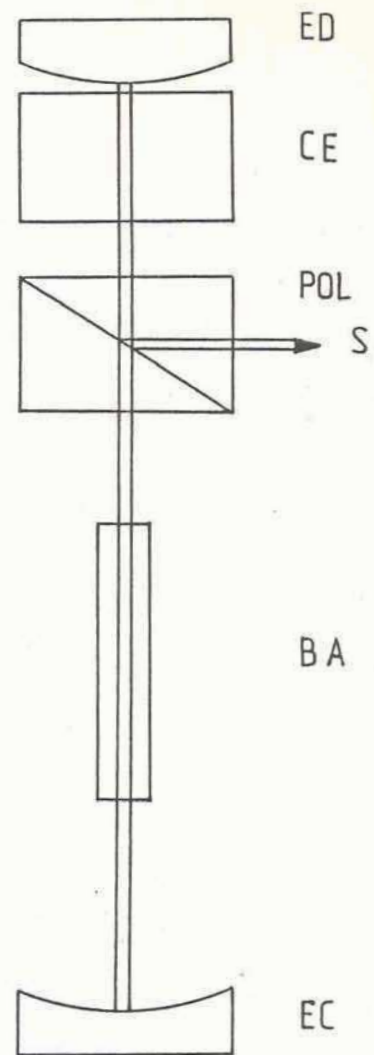


Figura 1.3

Esquema de cavidad para obtener pulsos cortos por autoenfoque. ED: espejo divergente. CE: celda de enfoque. POL: polarizador tipo Glann. S: salida o acople externo. BA: barra amplificadora o medio amplificador. EC: espejo convergente.

El nuevo sistema de modulación que se presenta en este trabajo, fue comprobado experimentalmente mediante ensayos con un láser de Nd:vidrio y se lo estudió además en sus aspectos teóricos mediante dos modelos que permitieron realizar una simulación numérica del funcionamiento. Además se encontró una expresión analítica simplificada para evaluar los parámetros críticos de funcionamiento.

CAPITULO II

1- FORMALISMO GENERAL

En esta sección se va a presentar brevemente el formalismo general que usualmente se utiliza para describir el comportamiento de cavidades resonantes.

Considérese un haz gaussiano que se propaga según la dirección x , y con una cintura de diámetro w_0 ubicada en $x=0$. Para este haz gaussiano, el radio de curvatura del frente de ondas está dado por: (ver p.e [25,45])

$$F(x) = x + \frac{1}{x} x_R^2 \quad 2.1$$

donde $x_R = \pi w_0^2 / \lambda$ es la distancia de Rayleigh, que se define como la distancia, medida desde la posición de la cintura, para la cual el haz duplica la superficie que tiene en w_0 . Teniendo en cuenta la expresión 2.1, se ve claramente que si se colocan en x_1 y x_2 dos espejos con radios de curvatura $F(x_1)$ y $F(x_2)$, se establecerá una onda estacionaria entre los espejos, lo cual determina el modo fundamental de la cavidad.

Típicamente, se tiene el problema inverso, o sea dado un largo de cavidad L y espejos de radios de curvatura R_1 y R_2 , se busca el haz gaussiano que se ajuste a esta configuración. Aplicando la ecuación 2.1 se puede resolver el problema. Se obtiene para el tamaño del haz en cada espejo las siguientes expresiones:[26]

$$\omega_2^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_1}{g_2(1-g_1g_2)}} \quad 2.2$$

$$\omega_1^2 = \frac{L\lambda}{\pi} \sqrt{\frac{g_2}{g_1(1-g_1g_2)}}$$

donde $g_i = 1 - 1/R_i$. Se ve de las ecuaciones 2.2, que cuando $g_1g_2=1$ o $g_1g_2=0$, al menos uno de los ω_i diverge, dejando de ser válida toda esta teoría. A partir de 2.2 se deduce un criterio de validez para el tratamiento de haz gaussiano, que coincide con la condición de cavidad resonante estable:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad 2.3$$

Este criterio de estabilidad es exactamente el mismo que se obtiene utilizando la aproximación geométrica de trazado de rayos.

Un número que define completamente a un haz gaussiano es el radio de curvatura complejo q dado por:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{F} - i \frac{\lambda}{\pi w^2} \quad 2.4$$

Se puede demostrar fácilmente que el radio de curvatura q se transforma ante una translación L según la ley

$$q' = q + L \quad 2.5$$

Además, cuando pasa a través de una lente delgada de distancia focal f , cambia la curvatura de su frente de ondas y mantiene su radio w . En este caso el radio complejo q se transforma como:

$$\frac{1}{q'} = \frac{1}{q} - \frac{1}{f}$$

2.6

Las leyes de transformación 2.5 y 2.6 son totalmente análogas a aquellas correspondientes a ondas esféricas. Esta analogía hace que se pueda aplicar las leyes de la óptica geométrica para describir el pasaje de haces gaussianos a través de sistemas ópticos centrados.

Debido a estas consideraciones, a la condición 2.3 y a que está más difundido el estudio de modos de oscilación usando la aproximación geométrica de trazados de rayos con el formalismo matricial, se usará este formalismo para encontrar las ecuaciones fundamentales que describen al sistema. [5,42,43,44]

Se considera dentro de la cavidad resonante un plano de referencia que en principio puede estar ubicado en cualquier lugar de la misma. Sin embargo por lo general, se suele considerar dicho plano de referencia sobre uno de los espejos de la cavidad. También se representan a los distintos elementos distribuidos en la cavidad como matrices de 2x2 con determinante igual a 1. Se puede describir entonces un recorrido por la cavidad, partiendo desde el plano de referencia mencionado, con una matriz unitaria de 2x2 que se obtiene como el producto de las matrices de cada elemento. Este producto se hace en el orden inverso a la ubicación de los elementos en la cavidad. El desplazamiento r y el ángulo r' de un rayo luego de un recorrido en la cavidad, están ligados con las mismas cantidades iniciales r_0 y r'_0 mediante la ecuación

$$\begin{pmatrix} r \\ r' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_0 \\ r'_0 \end{pmatrix}$$

2.7

La solución geométrica para la cavidad resonante impone que el radio de curvatura del frente de onda definido como $F = r/r'$ permanezca inalterado sobre el plano de referencia para un recorrido completo. Esto define el modo de oscilación propio de la cavidad. Con esta condición se obtiene la siguiente ecuación

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{B} \left[-\frac{A-D}{2} + \sqrt{\left(\frac{A+D}{2}\right)^2 - 1} \right] \quad 2.8$$

Para A y D reales, esta ecuación impone que $g \equiv (A+D)/2 > 1$ donde se define a g como el parámetro característico de la cavidad. La ecuación 2.8 permite definir la magnificación M luego de un período

$$\begin{aligned} r &= A r_0 + B r'_0 = M r_0 \\ r' &= C r_0 + D r'_0 = M r'_0 \end{aligned} \quad 2.9$$

En el caso de cavidades inestables se tiene $|M| > 1$. Luego puede ser $M > 1$ o $M < -1$. Este último caso (rama negativa) significa que el rayo termina, con desplazamiento y ángulo magnificados, en el lado opuesto de donde comenzó, respecto del eje del sistema. Esto implica que existen uno o un número impar de puntos focales dentro de la cavidad en cada recorrido. La magnificación M definida por la ecuación 2.9 representa los autovalores de la matriz ABCD. Usando la condición 2.8 se pueden obtener los dos autovalores como

$$M_{\pm} = g \pm \sqrt{g^2 - 1} \quad 2.10$$

El coeficiente de magnificación permite calcular, sólo por

consideraciones geométricas, las pérdidas por difracción como cociente de las áreas de un frente de ondas en una ida y vuelta por la cavidad. El coeficiente de pérdidas P que se incluye en las ecuaciones de balance puede calcularse a partir del parámetro M como

$$P = -\ln(T) = -\ln(1/M^2) \quad 2.11$$

donde T es la transmitancia óptica de la cavidad en su conjunto. El parámetro g definido anteriormente fija las condiciones de estabilidad de la cavidad y es función de la configuración de la misma. La condición de cavidad estable corresponde al rango $-1 < g < 1$. En el capítulo siguiente se darán más detalles acerca de la zona de estabilidad definida por el parámetro g . Con las ecuaciones presentadas se puede calcular las pérdidas por difracción usando 2.11 para cada configuración diferente de la cavidad.

2-AUTOENFOQUE

En varios trabajos teóricos y experimentales se ha demostrado la existencia de una componente no lineal en el índice de refracción de algunos materiales dependiente de la intensidad [8,17,48,52]. Los efectos autoinducidos de la radiación incidente pueden interpretarse a través de los términos de orden superior en el desarrollo de la polarización del medio \vec{P} . Usando el tensor de susceptibilidad dieléctrica en sus distintos órdenes se obtiene:

$$P_i = \chi_{ij}^{(2)} E_j + \chi_{ijk}^{(3)} E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(4)} E_j E_k E_l + \dots \quad 2.12$$

Este desarrollo de la susceptibilidad dieléctrica en función del campo eléctrico da lugar al correspondiente desarrollo para el índice de refracción n . Para materiales isótropos, el primer término no nulo de este desarrollo que contribuye a la no linealidad del medio es el tensor de rango 3, que es el que determina el índice de refracción de segundo orden n_2 . En su forma escalar más sencilla, el desarrollo para n es:

$$n = n_0 + n_2 |E|^2 + n_4 |E|^4 + \dots \quad 2.13$$

En la mayor parte de los fenómenos de interés, sólo se toma el primer término de este desarrollo, y el signo del término n_2 determina las características del efecto. Landauer [28] ha demostrado utilizando argumentos termodinámicos que en ausencia de absorción se tiene $n_2 > 0$.

Consideremos un haz con una distribución transversal de intensidades no uniforme, por ejemplo del tipo gaussiana, que se propaga por un medio cuyo índice de refracción está dado por la ecuación 2.13. Para $n_2 > 0$, el centro del haz tendrá un índice mayor que la periferia de tal forma que se propagará con una velocidad menor. Por lo tanto, un frente de ondas plano se distorsionará a medida que avanza en el medio y los rayos, que se propagan perpendicularmente al frente de onda se autoenfocarán. En los últimos tiempos el estudio del autoenfoco en diferentes materiales ópticos ha se incrementado con motivo de la posibilidad de obtener campos eléctricos suficientemente altos, como para que sea factible detectar sus efectos. Esta es una de

las aplicaciones de los pulsos de alta potencia obtenidos por "Q-switch" y "mode-locking". En las etapas amplificadoras de los grandes láseres de Nd-vidrio utilizados en experiencias tendientes a lograr la fusión, se ha volcado mucho esfuerzo en evitar el autoenfoco, pues esto produce la destrucción del medio amplificador por las elevadas temperaturas locales que se desarrollan [4,47]. También, el estudio y demostración de la biestabilidad en cavidades resonantes tipo Fabry-Perot con absorbentes saturables ha aumentado el interés en el estudio de cambios auto-producidos del índice de refracción, debido a la posible utilización de éstos dispositivos en memorias ópticas, interruptores y moduladores [8,39].

Los mecanismos físicos responsables del cambio de índice con la intensidad son: 1) orientación molecular (efecto Kerr), 2) redistribución molecular, 3) polarizabilidad electrónica, 4) electrostricción y 5) efectos térmicos. Este último es claramente el de magnitud mayor (10^{-4} - 10^{-5} esu) pero con un tiempo de respuesta excesivamente largo (0.1 s a 1 s). Luego en importancia está la polarizabilidad electrónica con n_2 igual 10^{-14} a 10^{-8} en unidades esu, y un tiempo de respuesta de 10^{-15} s a 10^{-13} s y el efecto Kerr con $n_2 = 10^{-12}$ a 10^{-11} en unidades esu y con un tiempo de respuesta $\tau = 10^{-12}$ s a 10^{-11} s. Para moléculas no esféricas, la mayor contribución en la anisotropía del índice de refracción proviene del efecto Kerr.

* Si se aplica un campo eléctrico constante, la interacción es primordialmente con los momentos dipolares de la molécula. Si se aplica un campo variable con el tiempo, existirá una frecuencia para la cual las moléculas, que deben vencer las fuerzas viscosas

del líquido que forman, no pueden seguir la variación del campo y sólo los momentos inducidos contribuyen al cambio de índice. La frecuencia del campo para la cual la contribución de los momentos dipolares permanentes desaparece, determina el tiempo de relajación del medio τ , que para líquidos puros es del orden de 10^{-11} s a 10^{-12} s [19,20]. Cuando las frecuencias del campo aplicado son muy altas (frecuencias ópticas), al efecto producido se lo suele llamar efecto Kerr óptico.[41]

La ecuación que gobierna la variación del índice de refracción en función del tiempo es:[20,21,22]

$$\delta n(r,t) = \frac{n_2}{\tau} \int_{-\infty}^t |E(r,t')|^2 \exp\left[-\frac{(t-t')}{\tau}\right] dt' \quad 2.14$$

A partir de ésta se puede considerar el caso extremo en que los tiempos involucrados son mucho mayores que el tiempo de relajación del producto τ , obteniéndose la siguiente expresión simplificada

$$\delta n(t) = n_2 |E(t)|^2 \quad 2.15$$

Estos dos rangos de tiempo definen dos regímenes de comportamiento substancialmente diferentes según que se llegue al estado estacionario o no.

Entre los casos de autoenfocaje en medios no lineales, tiene especial interés el simple caso de autoenfocaje externo, que consiste en la deformación de un frente de onda cuando atraviesa una capa de una substancia de propiedades no lineales y se enfoca fuera de la misma. El primer tratamiento teórico de este caso se

debe a McWane [34]. En el caso de autoenfoco externo sólo hay cambios en la fase del frente de onda permaneciendo el perfil de amplitud sin variantes. Para un espesor de la capa d , la distribución de campo luego de atravesarla está dada por

$$E = E_0(r,0) \exp[-ik n_2 |E_0(r,0)|^2 d] \quad 2.16$$

donde $E_0(r,0)$ es la distribución transversal de campo eléctrico, que para el caso de una distribución gaussiana será

$$E_0(r,0) = E_0 \exp[-r^2/a^2]$$

siendo a el radio del modo. El ángulo de orientación θ del frente de onda puede expresarse como

$$\theta = \frac{\partial}{\partial r} [n_2 d E_0^2(r,0)] = \frac{2 n_2 d}{a^2} r E_0 \exp(-r^2/a^2) \quad 2.17$$

Con esta expresión puede hallarse la distancia de focalización como $z_f = r/\theta$, con lo cual se tiene

$$z_f = \frac{a^2}{2 n_2 d E_0^2} \exp(r^2/a^2) \quad 2.18$$

que puede aproximarse, despreciando la aberración esférica por

$$z_f = \frac{a^2}{2 n_2 d E_0^2} \quad 2.19$$

Esta expresión simplificada para el caso sin aberraciones y con modo gaussiano permite calcular la distancia de focalización de una celda de espesor d , y se utilizará en este trabajo como primera aproximación para el cálculo de los parámetros

geométricos de la cavidad que rigen la dinámica de funcionamiento del sistema.

3-MODULACION POR AUTOENFOQUE

En la sección anterior se presentó la dependencia que tiene la distancia de enfoque para una celda de espesor d con la intensidad de radiación. Con las aproximaciones mencionadas en ese párrafo, este dispositivo no lineal funciona en forma equivalente a una lente esférica convergente cuya distancia focal varía con la intensidad circulante. Supongamos una cavidad resonante de largo L con espejos de radio de curvatura R_1 y R_2 , similar a la que muestra la figura 1.1. Esta cavidad estará descrita matemáticamente por una matriz de 2×2 que puede calcularse según lo descrito en el párrafo II.1. Para este caso, la matriz ABCD de la cavidad se calculará como

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -2/R_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad 2.20$$

si se considera el plano de referencia sobre el espejo R_1 y se hace un recorrido por la cavidad desde R_1 hacia R_2 . Resolviendo la expresión planteada en 2.20, se obtienen, para los elementos de la matriz de la cavidad

$$A = 1 - 2L/R_2$$

$$B = 2L(1 - L/R_2)$$

$$C = (2/R_1 - R_2) (2L - R_1 - R_2)$$

$$D = 1 - 2L/R_2 - 4L/R_1 + 4L^2/R_1 R_2$$

La obtención de la matriz de la cavidad ABCD permite evaluar las características de estabilidad de la misma mediante el parámetro

g definido en el párrafo II.1

$$g = \frac{A+D}{2} = 1 - \frac{2L}{R_1} - \frac{2L}{R_2} + \frac{2L^2}{R_1 R_2} \quad 2.21$$

Considerese ahora una celda de autoenfoco en contacto con el espejo de radio de curvatura R_1 . Dada la distancia focal efectiva de la celda en función de la intensidad por la ecuación 2.19, se puede considerar al conjunto espejo-celda, como un dispositivo de enfoque de potencia variable. En este caso la potencia del espejo se modifica, obteniéndose:

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{R} + \frac{1}{z_f} \quad 2.22$$

Reemplazando en 2.22 z_f por la expresión 2.19 se tiene

$$\frac{1}{R_1} = \frac{1}{R} + \frac{2n_2 E^2 d}{a^2} = \frac{1}{R} + \gamma \alpha I \quad 2.23$$

donde R es el radio de curvatura "fijo" del espejo, y los parámetros α y γ definidos como $\alpha = 2d/a^2$ y $\gamma I = n_2 E^2 = 4.19 \cdot 10^{-3} n_2/n_0 I$ tienen en cuenta las características de la celda de enfoque y del medio no lineal utilizado respectivamente. Reemplazando la expresión 2.23 en la ecuación 2.21 se llega a

$$g = g_0 - 2L \alpha \gamma I g_2 = g_0 - \beta I \quad 2.24$$

donde $g_2 = 1 - L/R_2$. La ecuación 2.24 da la dependencia del parámetro de estabilidad g con la intensidad circulante en la cavidad. El parámetro $\beta = 2 \alpha L \gamma g_2$ define totalmente las características no lineales del dispositivo de enfoque y será de

primordial importancia en el análisis ulterior del comportamiento del sistema. Usando las expresiones 2.10, 2.11 y 2.24 puede encontrarse la magnificación M y evaluarse las pérdidas por difracción P . A título de ejemplo, la dependencia de P y g con la intensidad pueden verse en la figura 2.1, donde se consideró $P=0$ para el caso de cavidad estable, cuando se cumple $-1 < g < 1$. La variación de las pérdidas con la intensidad tiene una característica fundamental que hace a este sistema útil para ser utilizado como modulador de la ganancia. Esta característica es la rápida variación del coeficiente de pérdidas P en un rango corto de intensidades. Este comportamiento es similar al que presenta un absorbente saturable. El valor de la intensidad de saturación para el cual las pérdidas se anulan depende de la configuración inicial de la cavidad y de las características no lineales de la celda de enfoque (factor β). La figura 2.1 corresponde al caso particular de una cavidad con espejos $R_2 = 2m$ y $R_1 = -1m$ y un largo de cavidad de 97.5 cm, lo que asegura una pérdida inicial por difracción de 35 %.

El parámetro no lineal β vale en este caso 10^{-8} cm^2/W . Estos valores son los que se utilizaron en los ensayos experimentales preliminares que se describirán en el Capítulo V. El rápido cambio en las pérdidas produce un efecto de "Q-switch" similar al que se obtiene con un absorbente saturable, pero en este caso al incrementarse la intensidad circulante en la cavidad, existe un segundo límite en el cual la cavidad se hace nuevamente inestable (para $g < -1$). Esto determina un rango óptimo ($1 > g > -1$) para que el láser emita un pulso con la mayor parte de la energía acumulada y restringe también la potencia máxima extraíble con

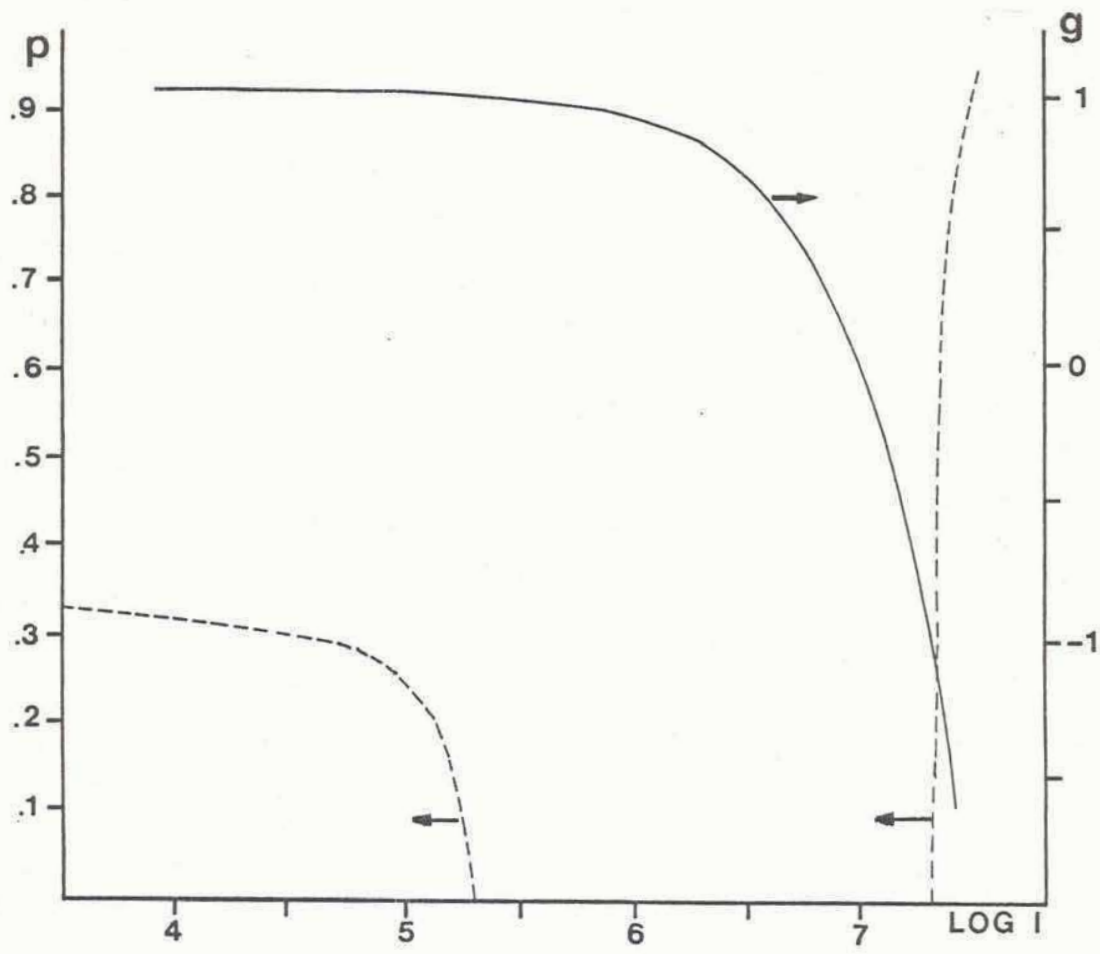


Figura 2.1

Coeficiente de pérdidas P y parámetro de cavidad g en función de la intensidad dentro de la cavidad en W/cm^2 para la configuración de cavidad inestable considerada. Se asumió $P=0$ en el caso de cavidad estable, para $-1 < g < 1$.

este método. Las condiciones de la emisión están fijadas por la configuración de la cavidad inestable que da la dependencia del factor F con la intensidad. Se deberá diseñar el sistema como para que la ganancia se sature después de alcanzar una cavidad estable y poder de esta forma "vaciar" el medio amplificador antes de que se haga inestable nuevamente.

Este efecto tiene en sí una ventaja adicional que consiste en que evita la formación de modos filamentosos, ya que cualquier concentración espacial de energía entra rápidamente en pérdida por lo dicho anteriormente. Además, como la emisión se inicia a partir de una cavidad inestable, se ven beneficiados los modos de perfil suave.

Además existe una diferencia cualitativa con respecto al absorbente saturable. En el sistema de autoenfoque, las pérdidas disminuyen cada vez más rápidamente al aumentar la intensidad circulante en la cavidad. Por el contrario, en el caso del absorbente saturable, las pérdidas tienden asintóticamente al valor que corresponde con el absorbente saturado. Esta diferencia cualitativa y hace que en el caso de autoenfoque, el efecto de la saturación de las pérdidas se haga cada vez más importante, facilitando que se llegue a cumplir la condición de segundo umbral.

Con lo expuesto hasta aquí queda fijada la dependencia de las pérdidas en la cavidad con la intensidad en la misma. Esta relación es la que determinará el funcionamiento del sistema en pulso gigante. La dinámica de funcionamiento será a grandes rasgos la misma que presenta un sistema con absorbente saturable,

y en el siguiente párrafo se encontrará la condición de "Q-switch" o condición de segundo umbral para esta configuración.

4- SEGUNDO UMBRAL

En el presente párrafo se encontrará la condición de funcionamiento en pulso gigante. Esto determina un segundo umbral de funcionamiento, según lo definido por New y O'Hare [37], que se debe sobrepasar para obtener emisión en pulsos cortos. La determinación de este segundo umbral tiene especial interés en la teoría que describe la emisión de pulsos ultracortos con la técnica de mode-locking pasivo [38]. Para que un único pulso sea emitido con la mayor parte de la energía almacenada en el medio amplificador debe ocurrir que la ganancia se sature luego de que se alcance la anulación de las pérdidas. Esto significa que el incremento inicial en la ganancia neta resultante de la disminución de la pérdida por difracción debe ser mayor que el decremento inicial producido por saturación de la ganancia por emisión estimulada.

Para evaluar temporalmente estas cantidades es necesario introducir un modelo matemático de ecuaciones de balance que describa la dependencia temporal de la ganancia y las pérdidas y que permitan hacer una simulación del funcionamiento del láser. Por lo general las ecuaciones de balance que se utilizan consideran que el medio amplificador y las pérdidas están uniformemente distribuidos en la cavidad [38,25]. Esto, en general no es rigurosamente cierto y existen ecuaciones de balance modificadas y mejoradas que son necesarias en casos en

que se estudie la evolución temporal de pulsos ultracortos [33]. En el caso de este trabajo se utilizará la primera aproximación, ya que por el largo de los pulsos emitidos, efectivamente la radiación llena completamente la cavidad, y por lo tanto la aproximación es aceptable. Las ecuaciones que describen la densidad de fotones y el coeficiente de ganancia G serán:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{T_{cav}} \phi (G - P - \Gamma)$$

$$\frac{dG}{dt} = -G \sigma \phi + W$$
2.25

donde T_{cav} es el tiempo de recorrido de la radiación en la cavidad, σ es la sección eficaz de amplificación, Γ las pérdidas lineales donde se incluyen absorción, dispersión, acople externo, etc. y W es el coeficiente de bombeo por pasaje.

Por lo dicho anteriormente, la condición de pulso gigante (segundo umbral) se expresará como

$$\frac{dP}{dt} > \frac{dG}{dt}$$
2.26

donde P es el coeficiente de pérdidas por difracción definido en la ecuación 2.11. El parámetro P está ligado a la intensidad circulante dentro de la cavidad a través del parámetro de cavidad g definido en 2.24. Teniendo en cuenta esta dependencia se tiene

$$\frac{dP}{dt} = \frac{\partial P}{\partial g} \frac{\partial g}{\partial \phi} \frac{\partial \phi}{\partial t}$$
2.27

Reemplazando en esta última expresión las derivadas indicadas se llega a

$$\frac{dP}{dt} = \frac{2}{\sqrt{g^2-1}} \beta h \nu (G-P-\Gamma) \frac{\phi}{T_{cav}} \quad 2.28$$

La condición de segundo umbral queda entonces como:

$$\left[\sigma G - \frac{2\beta h \nu (G-P-\Gamma)}{\sqrt{g^2-1} T_{cav}} \right] \phi < W \quad 2.29$$

Esta es la ecuación fundamental que deberá cumplirse para lograr la emisión en pulso gigante. En esta expresión, los parámetros que gobiernan el sistema son las pérdidas lineales Γ , el coeficiente no lineal β , el parámetro de cavidad g_0 determinado por la configuración inicial de la cavidad y el bombeo W . Más adelante se hará un estudio de cómo varían estos parámetros y en qué condiciones se cumplirá la condición 2.29.

Asimismo, la condición de "Q-switch" definida en 2.29 se comprobará con los parámetros definidos a partir de un modelo analítico simplificado que se presentará en el capítulo VI.

CAPITULO III

1-EVOLUCION TEMPORAL DEL SISTEMA

En el capítulo anterior se presentaron las ecuaciones básicas, (ecuaciones de balance) que permiten describir la evolución temporal de la intensidad en la cavidad láser. Estas ecuaciones (2.25) se utilizaron como base para escribir un programa en lenguaje FORTRAN IV que permite simular el funcionamiento del sistema. En el apéndice 1A se da un listado del mismo.

El programa realiza el cálculo, pasaje por pasaje, de la intensidad circulante en la cavidad, y en función de ésta, calcula las pérdidas por difracción que se producen utilizando el formalismo presentado en el capítulo anterior (ecuación 2.11).

En la ecuación que describe la amplificación del medio activo, se considera al bombeo óptico como una constante. Esta es una buena aproximación si se tiene en cuenta que el tiempo de encendido de la lámpara de destello y por lo tanto el tiempo durante el cual se produce el bombeo óptico es mucho mayor que los tiempos involucrados en la generación del pulso "Q-switch".

Dentro de los valores utilizados para el tiempo de relajación del medio no lineal, también se tuvo en cuenta el caso en que la condición $\tau \ll T_{cav}$ no se cumple rigurosamente (para temperaturas bajas del medio no lineal) [18]. En este caso se modificó el programa de cálculo, utilizándose el programa cuyo listado aparece en el apéndice 1B. En el programa modificado, el parámetro g de la cavidad se calcula como el promedio de los parámetros g calculados en los últimos 5 pasajes. De esta manera

se tiene en cuenta la demora en establecerse las condiciones de enfoque. No obstante, los resultados numéricos que se obtienen son similares a los que corresponden al primer caso.

En los resultados de la simulación numérica, pueden destacarse tres etapas en la generación del pulso corto:

1) Etapa de amplificación lineal. Es la primera y la más prolongada. Comienza cuando el sistema cruza el umbral hasta el momento en que la variación de las pérdidas se hace significativa.

2) Etapa de saturación de las pérdidas. Cuando la intensidad crece lo suficiente, se produce un brusco cambio en las pérdidas por difracción, lo cual hace aumentar en muy pocos pasajes la ganancia neta. Se observa en este período un brusco cambio en la pendiente del gráfico de la intensidad en función del tiempo.

3) Etapa de saturación de la ganancia. Debido al rápido crecimiento de la intensidad dentro de la cavidad, el medio activo es rápidamente saturado, y la acción láser concluye.

En la figura 3.1 puede verse un gráfico típico donde se indican las tres etapas mencionadas. También se graficó la curva obtenida con el programa que promedia el parámetro de cavidad g . Se constata que los resultados en ambos casos son substancialmente los mismos en cuanto al pico de intensidad y al ancho del pulso obtenido, que son los dos resultados importantes que pueden obtenerse de esta simulación numérica. La figura 3.1 muestra un caso de funcionamiento en pulso gigante. Para que se obtenga este tipo de emisión, es necesario que la saturación de

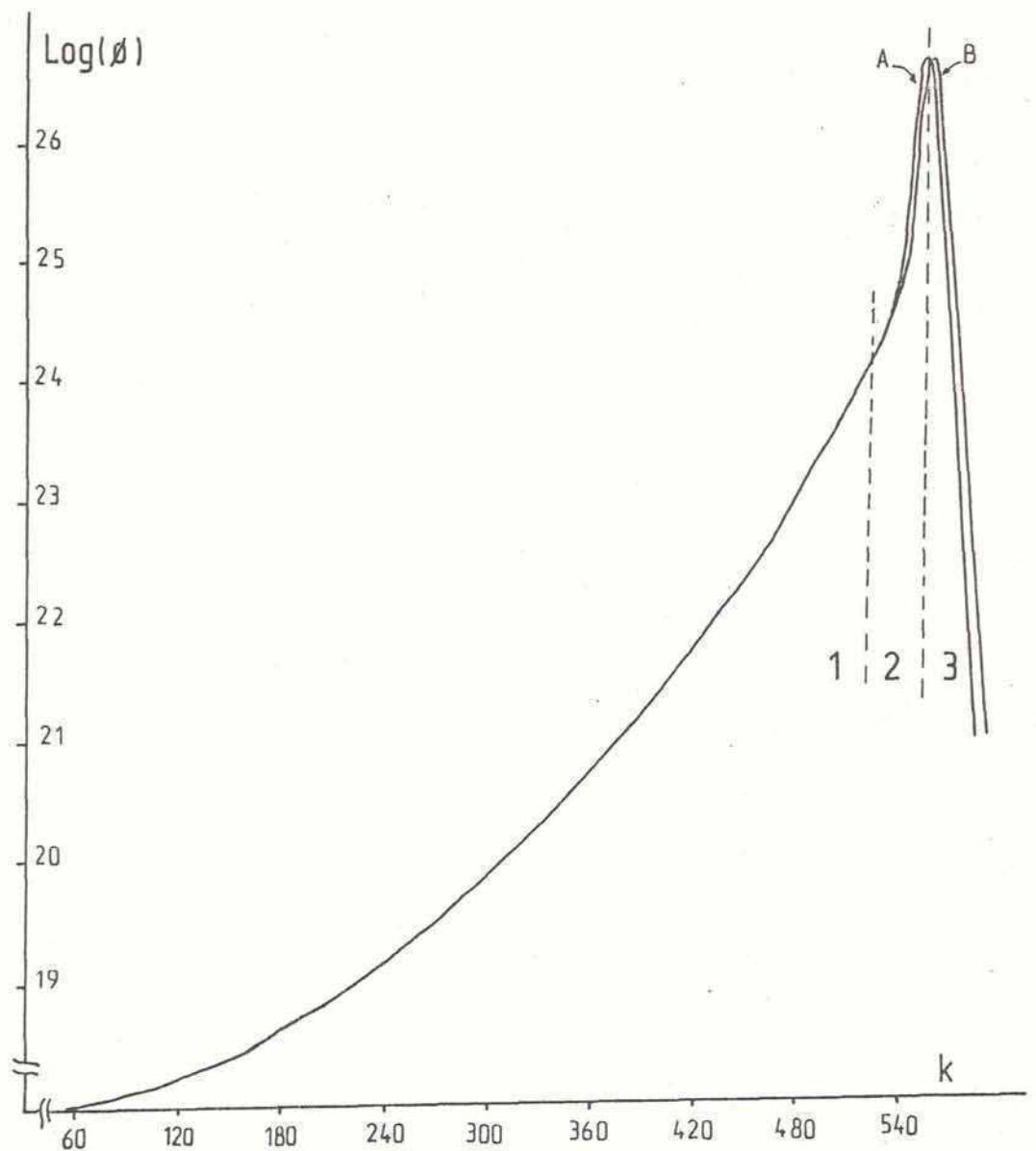


Figura 3.1

Resultado de la simulación numérica de la evolución temporal para la densidad de fotones ϕ en la cavidad. Curva A: caso en que $\tau \ll T_{cav}$. Curva B: caso en que se calcula el parámetro de cavidad g como promedio de los parámetros g de los últimos 5 pasajes para tener en cuenta la inercia del medio de enfoque.

Se indican las 3 zonas de interés: 1. Etapa de amplificación lineal. 2. Etapa de saturación de las pérdidas. 3. Etapa de saturación de la ganancia.

las pérdidas ocurra antes que la saturación de la ganancia, como ya se describió en la condición de segundo umbral en el capítulo anterior. De no ocurrir esto se obtiene un pulso más ancho y de menor intensidad que no alcanza a cumplir la etapa de saturación de las pérdidas.

2-CALCULO DE LOS PARAMETROS DEL PROGRAMA

Los parámetros que determinan la evolución del sistema son g_0 (parámetro de cavidad inicial), β (parámetro no lineal), el coeficiente de bombeo W y la densidad de fotones inicial ϕ_0 . El parámetro de la cavidad g_0 se obtiene a partir de la configuración de la cavidad resonante. Para el ensayo experimental se utilizó un láser de Nd-vidrio cuyos detalles de construcción y características principales se detallan en el capítulo V. Para elegir la configuración de la cavidad que iba a ensayarse, se buscó una en la cual las pérdidas iniciales estuviesen alrededor del 30 %. Este es un valor típico para el coeficiente de pérdidas teniendo en cuenta los valores de ganancia que pueden obtenerse con el vidrio Nd como medio amplificador. Entre los espejos esféricos disponibles en el laboratorio, se optó por utilizar el par $R_2=2m$, $R_1=-1m$, ya que con ellos se obtenía un largo de cavidad del orden de un metro, fijando la pérdida inicial en 30% y teniendo en cuenta las expresiones 2.10 y 2.11. Se decidió colocar la celda de enfoque en contacto con el espejo divergente de $-1m$. Esta decisión se debió a dos razones:

- 1) En la zona del espejo divergente se obtiene una mayor densidad de energía debido a que la radiación se enfoca en ese

lado de la cavidad. Este hecho facilita el efecto de autoenfoque.

2) Colocando la celda sobre el espejo divergente se obtiene un rango de funcionamiento más amplio. En la figura 3.2 están graficados el parámetro de cavidad g en función de la distancia focal equivalente de la celda z_f (ecuación 2.19) para los dos casos posibles: con la celda en contacto con el espejo divergente R_1 o con el convergente R_2 . En el dibujo sólo aparece graficada la zona en la cual la cavidad es estable. Puede observarse que en el caso de la celda sobre R_2 el rango de funcionamiento es más amplio pues la pendiente dg/dz_f es menor que en el otro caso para el mismo rango de variación de z_f y por consiguiente para el mismo intervalo de intensidades en la cavidad. Con la celda sobre el espejo convergente R_2 , la cavidad pasa rápidamente por la zona estable en un intervalo corto de z_f , limitando la energía extraíble, pues entra más rápidamente en la zona de configuración inestable.

Otra posibilidad era trabajar en la rama negativa. Ya se ha visto que la condición de estabilidad impone que:

$$0 \leq g_1 g_2 \equiv \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad 3.1$$

Graficando g_1 en función de g_2 se obtiene una hipérbola que determina la zona estable (figura 3.3). El punto de trabajo elegido corresponde a la rama positiva de la hipérbola. Con el mismo coeficiente de pérdida podría trabajarse en la rama negativa. En este caso se obtendría el mismo coeficiente de pérdidas con un largo de cavidad $L=1.016$ m y con espejos $R_1=1$ m y

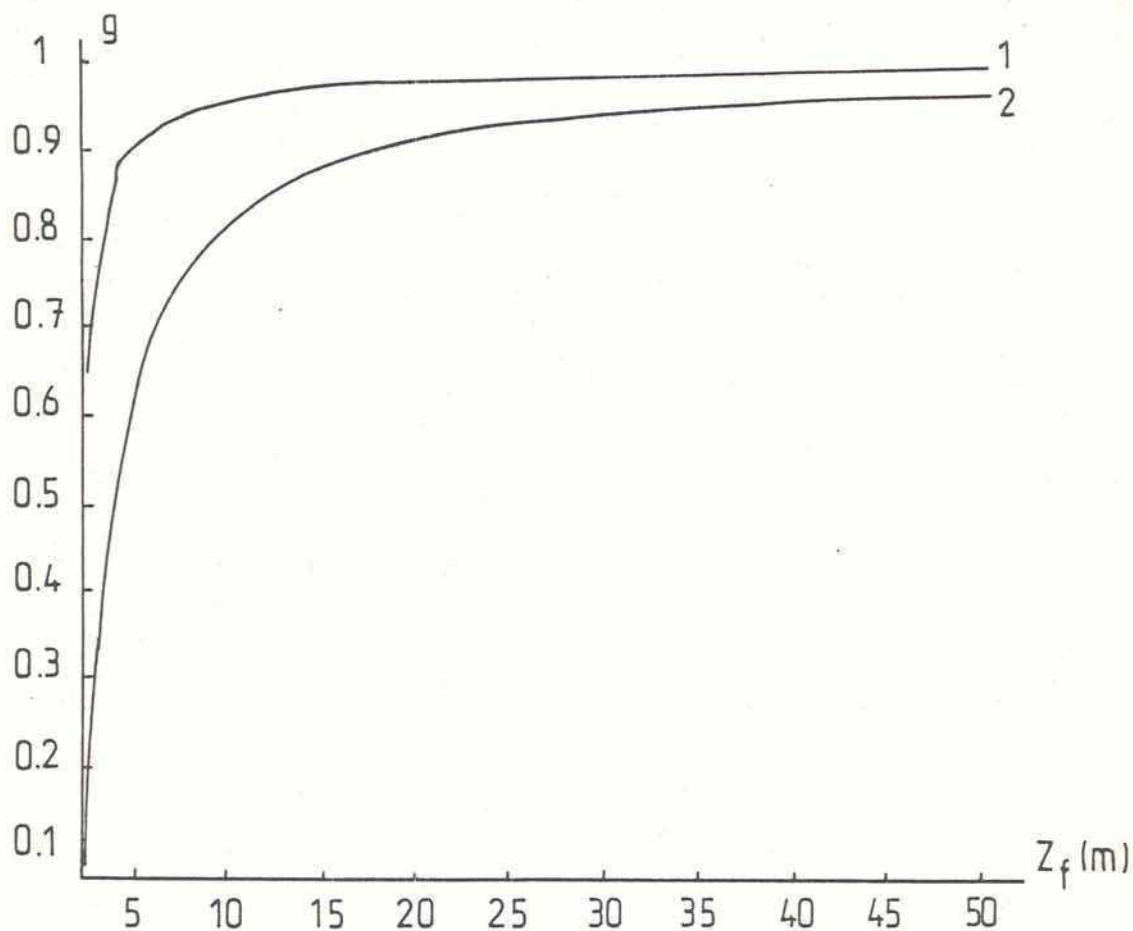


Figura 3.2

Parámetro de cavidad g en función de la distancia focal equivalente de la celda de enfoque z_f . 1. Cuando la celda está en contacto con el espejo divergente R_1 . 2. Cuando la celda está en contacto con el espejo convergente R_2 . La zona de estabilidad es para $0 < g < 1$.

$R_2=2m$. La diferencia de esta configuración es que tiene un punto focal dentro de la cavidad como ya se ha explicado. Además existe otra diferencia importante: con la configuración de rama negativa se obtiene $g_1=-0.016$ y $g_2=0.492$ (punto B graficado en la figura 3.3). En este caso, el único lugar posible para colocar la celda de enfoque es sobre el espejo R_2 , ya que si se coloca sobre R_1 , al aumentar la intensidad en la cavidad, esta se hace cada vez más inestable. Al aumentar la intensidad, la configuración de la cavidad describiría una recta paralela al eje g_1 , partiendo desde el punto B y moviéndose hacia $g_1 < 0$.

Colocando la celda en R_2 , se define una recta de trabajo con un g_1 muy chico (ver figura 3.3). Esto hace que el parámetro de cavidad g sea muy poco sensible a variaciones del radio de curvatura R_2 y por lo tanto a variaciones de intensidad.

En efecto, si se evalúa dg/dR se obtiene:

$$\frac{dg}{dR_i} = g_j L \frac{1}{R_i^2} \quad 3.2$$

donde i y j valen 1 o 2 según el caso.

Para la rama positiva se obtienen entonces los siguientes valores:

a) Si se trabaja con la celda sobre R_2

$$dg = g_1 L \frac{dR_2}{R_2} = 1.955 \frac{dR_2}{R_2}$$

b) Si se trabaja con la celda sobre R_1

$$dg = g_2 L \frac{dR_1}{R_1} = 0.5 \frac{dR_1}{R_1}$$

c) Si se trabaja en la rama negativa (única opción con la celda en R_2):

$$dg = g_1 L dR_2/R_2 = 0.016 dR_2/R_2$$

La diferencia entre los casos a) y b) se visualiza claramente en el gráfico de la figura 3.2. Para el caso c), se obtiene un dg/dR del orden de 100 veces menor que para el caso b). Esto introduce un factor 1/100 en la ecuación 2.27, en el término $\partial g / \partial \phi$, haciendo la variación de las pérdidas con la intensidad demasiado chica como para que se cumpla la condición de segundo umbral dada en las ecuaciones 2.26 o 2.29. Por estas razones se decidió trabajar en la configuración del caso b), o sea rama positiva con la celda sobre el espejo divergente.

En la figura 3.3 se graficaron las rectas de trabajo para los tres casos mencionados, indicando la que se utilizó en los ensayos experimentales.

El parámetro no lineal β se evaluó a partir de su definición (ecuación 2.24). En este caso se hizo la aproximación de considerar el diámetro del modo que entra en el cálculo de β como una constante. No obstante el rango admisible de variación de β mostró ser lo suficientemente amplio como para minimizar el efecto de esta aproximación. En el capítulo IV se hará un estudio más detallado donde se discutirá el efecto de la variación del tamaño del modo en función de la intensidad. Para calcular β se utilizó $d=4$ cm, $a=1$ mm, $g_2=0.5075$, $n_2=460 \cdot 10^{-13}$ en unidades esu (valor típico para el SALOL), $L=0.985$ m y $\gamma=1.28 \cdot 10^{-13}$ cm²/W. Con estos valores se tiene $\beta=10^{-8}$ cm²/W.

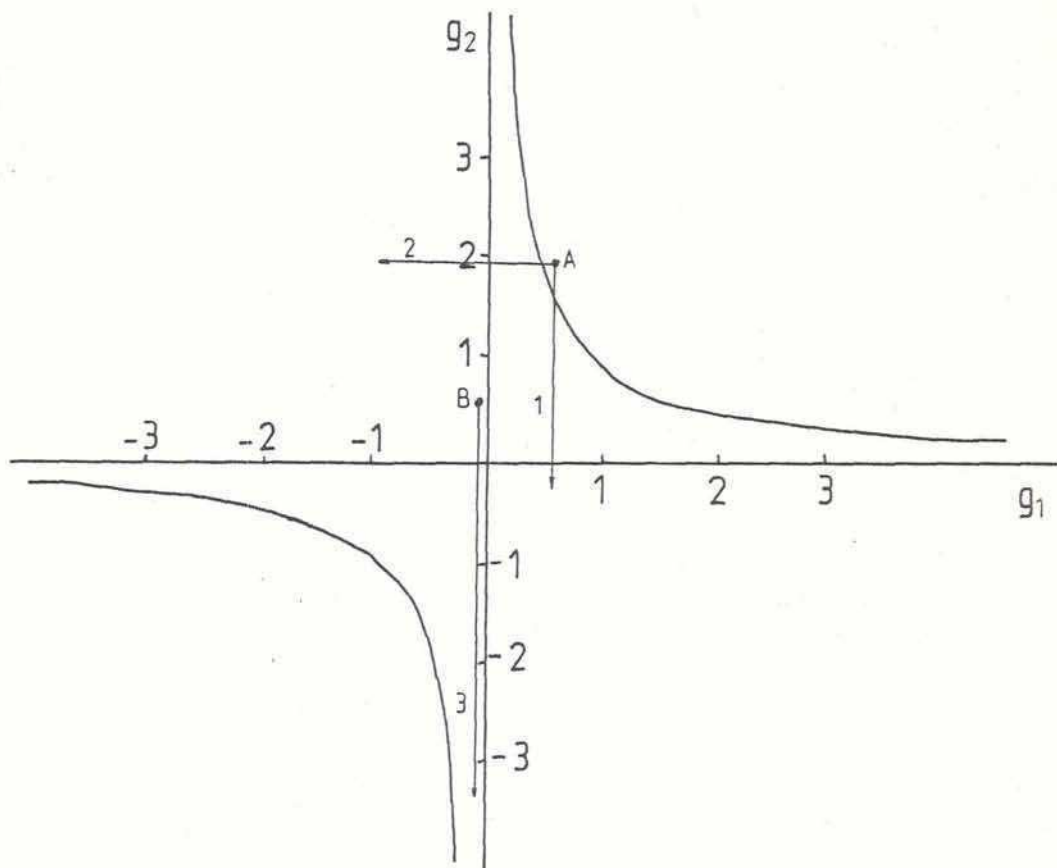


Figura 3.3

Hipérbolas que definen la zona de estabilidad en función de g_1 y g_2 .

A: punto inicial de trabajo en la rama positiva. 1: recta de trabajo utilizada en este trabajo con la celda de enfoque sobre el espejo divergente. 2: recta de trabajo con la celda de enfoque sobre el espejo convergente.

B: punto inicial de trabajo sobre la rama negativa. 3: recta de trabajo con la configuración de cavidad en la rama negativa.

El parámetro de bombeo W se tomó constante y con un valor típico de 10^{-4} . Para la densidad de fotones inicial ϕ_0 se tomó el valor típico para la emisión inicial de 10^{10} . En las simulaciones numéricas que se realizaron se comprobó que el pulso resultante es insensible a variaciones de ϕ_0 de varios órdenes de magnitud.

3-RESULTADOS NUMERICOS

En todas las simulaciones que se llevaron a cabo, se ajustaron los parámetros como para que la simulación comenzara desde una condición por debajo de aquella de umbral. Se hicieron dos series de cálculos, variando β y variando la configuración inicial con g_0 .

La figura 3.4 muestra la evolución temporal de ϕ en función del número de pasajes por la cavidad para diferentes valores de β , variando este parámetro en más de un orden de magnitud. Los demás parámetros que entran en esta simulación corresponden a un sistema de vidrio Nd. Se observa claramente dos comportamientos diferentes. En el caso 1, el β es demasiado chico y no alcanzan a saturarse las pérdidas antes de la saturación de la ganancia. El producto es entonces un pulso ancho de poca potencia. En los otros tres casos graficados sucede lo contrario y entonces se produce un pulso corto de alta potencia. Se observa que cuando se supera el segundo umbral, la variación del parámetro β hace cambiar el momento en que se produce el pulso, mientras que el valor pico es similar y está determinado por la saturación de la ganancia. Se observan en este caso las tres etapas ya mencionadas. Un detalle en una escala temporal más expandida

permite evaluar el ancho mitad de los pulsos. Este varía entre 66 ns para $\beta = 4 \cdot 10^{-9}$ y 55 ns para $\beta = 5 \cdot 10^{-8}$.

La otra serie de resultados corresponde a las curvas variando el g_0 . En este caso se tomó un parámetro β tal que se cumple la condición de segundo umbral. La figura 3.5 muestra las curvas obtenidas para diferentes valores de g_0 . Se observa que a medida que se acerca a una configuración inicial estable ($g_0=1$) el pulso se hace más ancho, variando desde 96 ns ($g_0=1.005$) a 50 ns (para $g_0=1.025$ a 1.055). Este efecto es razonable, pues al tener mayor pérdida inicial ($g_0 = 1.025$ a 1.055) la variación en la ganancia neta cuando termina la etapa de amplificación lineal es mayor y por lo tanto se logran mayores coeficientes de amplificación. En este caso la energía acumulada es volcada más rápidamente en un pulso.

Se hicieron también simulaciones numéricas con un esquema de cavidad sin celda de enfoque. En este caso, se obtienen pulsos con una intensidad pico 20 veces menor y con una ancho mitad de 380 ns a 400 ns similares al pulso 1 de la figura 3.4.

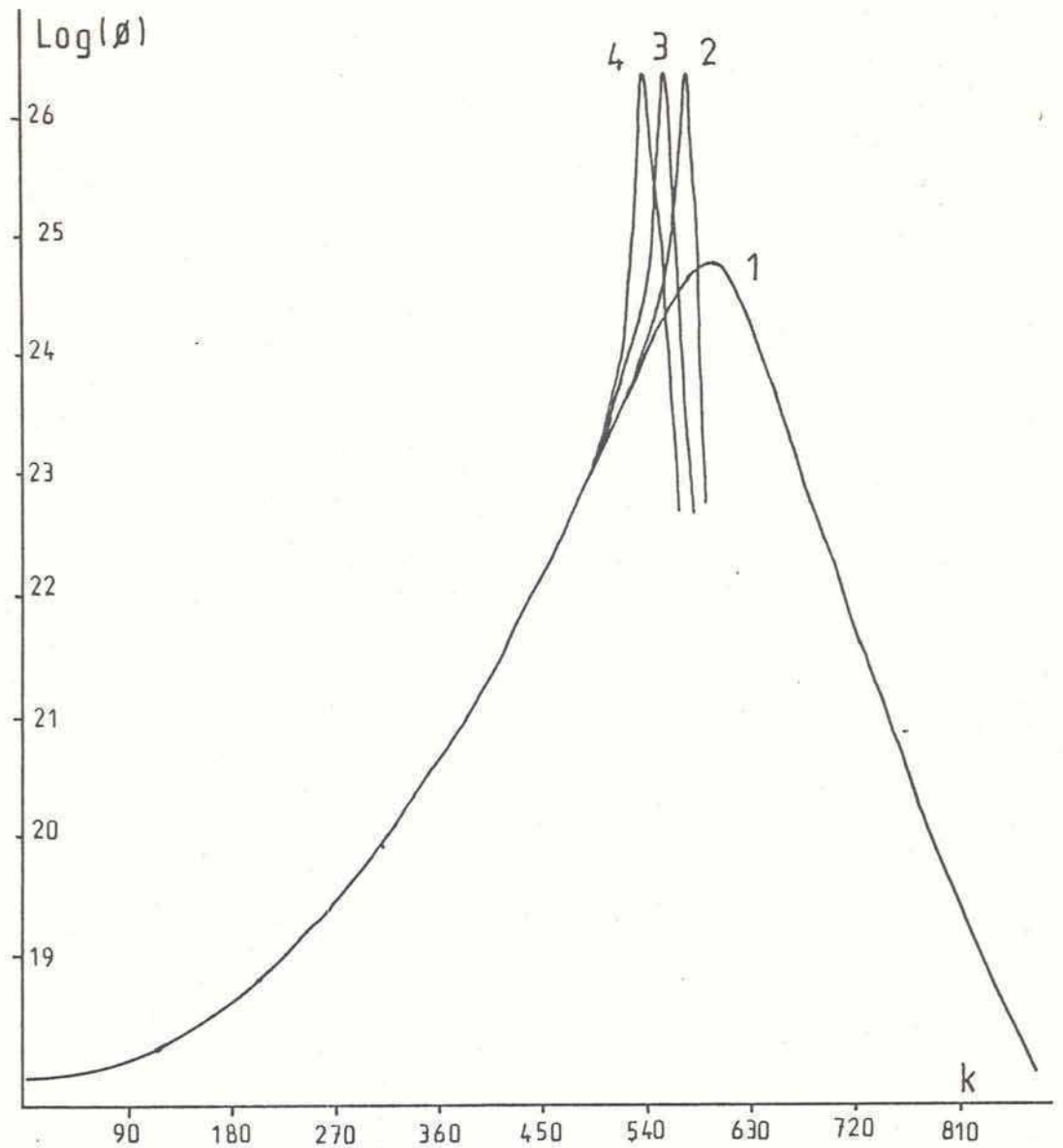


Figura 3.4

Evolución temporal de la densidad de fotones ϕ en función del número de pasajes por la cavidad k para diferentes valores del parámetro no lineal β .

1: $\beta = 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{W}$. 2: $\beta = 4 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{W}$

3: $\beta = 2 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$ 4: $\beta = 5 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2/\text{W}$

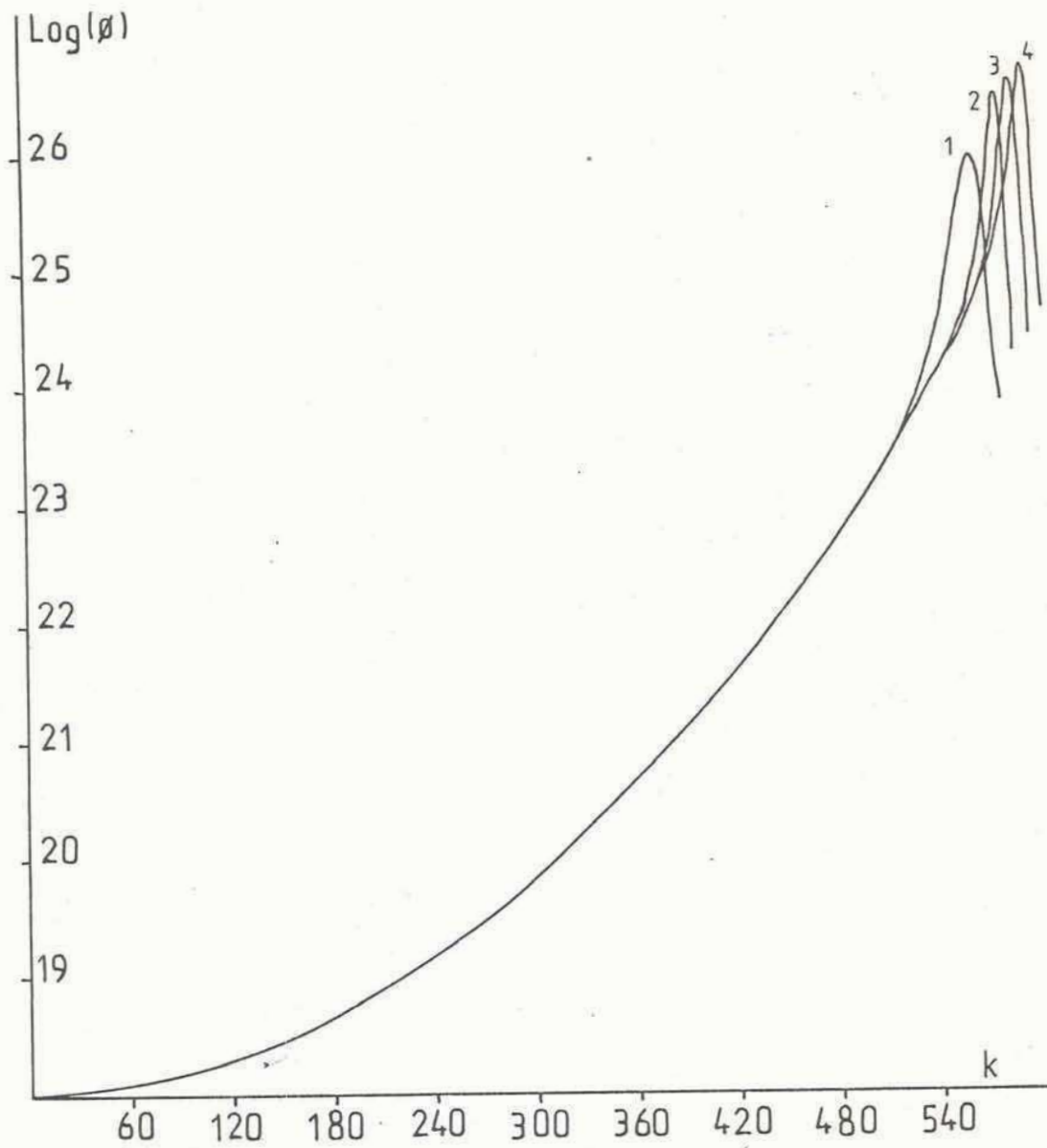


Figura 3.5

Evolución temporal de la densidad de fotones ϕ en función del número de pasajes por la cavidad k para diferentes valores del parámetro inicial de cavidad g_0 .

1: $g_0 = 1.005$. 2: $g_0 = 1.025$. 3: $g_0 = 1.04$. 4: $g_0 = 1.055$.

CAPITULO IV

En este capítulo se presenta un modelo numérico para estudiar por medio de la teoría de la difracción de un frente de ondas el establecimiento de modos estacionarios de oscilación en una cavidad resonante cuando se introduce en ella un elemento no lineal como una celda de autoenfoco. Para ello se desarrolló un programa en lenguaje FORTRAN IV para calcular la distribución espacial del módulo del campo eléctrico y la diferencia de fase que se obtiene con la celda en función de la intensidad de la radiación en la cavidad. Un listado del mismo aparece en el Apéndice 2.

La idea es encontrar el modo estable que se forma en este caso y compararlo con el modo estable gaussiano que se obtendría en la aproximación del modelo anterior (capítulo III). Esto permitirá evaluar la validez de las aproximaciones hechas en la aproximación gaussiana.

Se presentan como resultado las distintas distribuciones espaciales del módulo de campo eléctrico y diferencia de fase obtenidas para las distintas intensidades pico dentro de la cavidad. También se obtuvo el coeficiente de pérdidas por pasaje P cuando el sistema entra en una configuración estable, que en el modelo aproximado anterior se consideró nulo.

1-FORMALISMO GENERAL

Con el análisis realizado a través del modelo de la óptica geométrica hecho hasta ahora, se tiene una primera aproximación del comportamiento de cavidades inestables. Para obtener más información acerca del comportamiento de la cavidad pasiva, es necesario resolver la integral de Kirchhoff-Fresnel. Los primeros trabajos que se realizaron utilizando este enfoque se deben a Fox y Li [13,14], quienes resolvieron los modos propios de oscilación de cavidades resonantes abiertas como las que se utilizan en un láser. El formalismo que se usa para estudiar el problema consiste en considerar una onda que se propaga dentro de la cavidad reflejándose sucesivamente en uno y otro espejo como la propagación de la misma a través de aberturas limitadoras determinadas por los mismos espejos de la cavidad. Luego, tomando una cierta distribución en un espejo, se calcula mediante la teoría de difracción, la distribución espacial en el otro espejo, y así sucesivamente hasta encontrar los modos estables (si existen) que corresponderán al caso en que el perfil de amplitud de campo eléctrico se repite en un recorrido completo por la cavidad. Esto hace que cada cavidad tenga asociado un propagador, que transforma el perfil incidente en el perfil luego de un recorrido completo. Los modos estables de la cavidad son las autofunciones de este propagador y los autovalores son la magnificación por pasaje, como ya se mencionó anteriormente. Se buscará entonces la expresión del propagador de la cavidad y las autofunciones correspondientes. Para hacer esto, la cavidad resonante pasiva utilizada en este trabajo (figura 4.1.a) puede considerarse desplegada como se muestra en la figura 4.1.b. Con

el esquema de la cavidad "desplegada", puede considerarse que el efecto producido por cada espejo curvo, es equivalente al producido por una lente esférica de igual distancia focal.

Teniendo en cuenta esto, se utiliza el formalismo de propagadores definidos en la ref. 6. Es útil en este punto definir la función Ψ como

$$\Psi(x,y,p) = \exp\left[-(i\pi p/\lambda)(x^2+y^2)\right] \quad 4.1$$

donde x e y son las coordenadas cartesianas sobre la abertura y p es la inversa de una distancia.

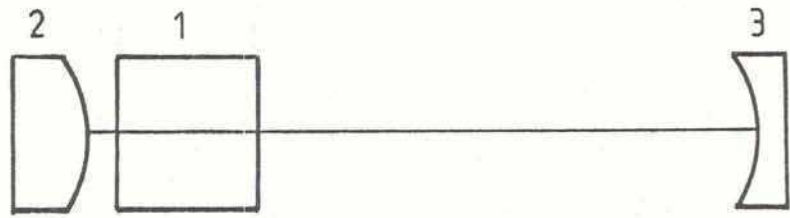
Con este formalismo, el pasaje de una onda a través de una lente esférica de distancia focal f , puede describirse multiplicando la amplitud compleja incidente por $\Psi^*(x,y,F)$, siendo F la inversa de la distancia focal de la lente y Ψ^* el complejo conjugado de Ψ .

Asimismo la propagación de una onda a través de una distancia d en el vacío, se describe haciendo la convolución de la distribución inicial con

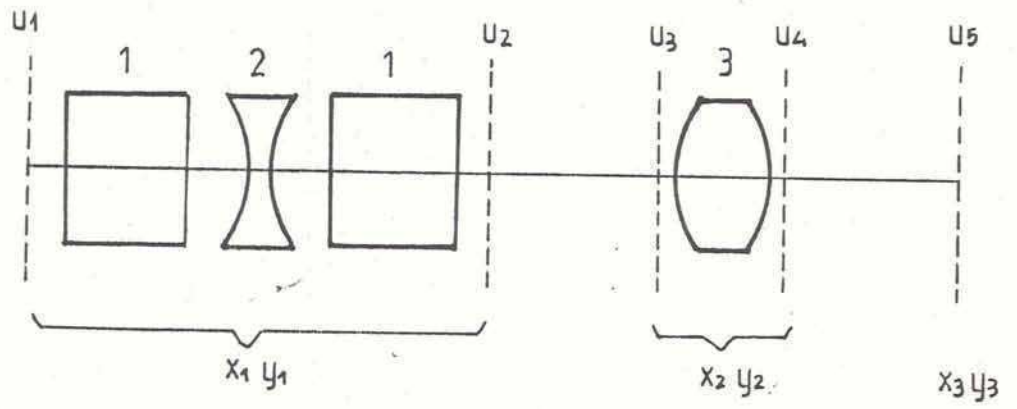
$$\frac{i D}{\lambda} \Psi(x,y,D)$$

donde D es la inversa de la distancia propagada.

Si hacemos la aproximación de considerar que la celda y el espejo en contacto con ella contribuyen en un solo término (esto será cierto si el largo de la celda es mucho menor que el largo de la cavidad), determinada la distribución $u_1(x_1,y_1)$ a la entrada de la celda, se tiene luego de reflejarse en el espejo la



a



b

Figura 4.1

a- Esquema de cavidad pasiva utilizada.

1: Celda de Enfoque. 2: Espejo divergente. 3: Espejo convergente.

b- Cavidad "desplegada" equivalente.

1: Celda de enfoque. 2: Lente divergente equivalente al espejo divergente. 3: Lente convergente equivalente al espejo convergente.

u1- Distribución espacial de amplitud inicial.

u2- Distribución espacial de amplitud luego de atravesar la celda de enfoque y reflejarse en el espejo divergente.

u3- Distribución espacial de amplitud incidente sobre el espejo convergente.

u4- Distribución espacial de amplitud luego de reflejarse en el espejo convergente.

u5- Distribución espacial de amplitud final sobre la celda luego de un recorrido completo por la cavidad.

Se indican las coordenadas utilizadas en cada superficie.

distribución $u_2(x_1, y_1)$ dada por:

$$u_2(x_1, y_1) = u_1(x_1, y_1) \exp[i\phi_c(x_1, y_1)] \Psi^*(x_1, y_1, F_1) \quad 4.2$$

donde x_1, y_1 son las coordenadas cartesianas definidas sobre la celda y el espejo E1.

Para hallar la distribución sobre el espejo E2, se calcula la convolución de $u_2(x_1, y_1)$ con $i L/\lambda \Psi(x_2, y_2, L)$ y se tiene:

$$u_3(x_2, y_2) = \frac{iL}{\lambda} \iint_{E1} u_2(x_1, y_1) \Psi(x_2 - x_1, y_2 - y_1, L) dx_1 dy_1 \quad 4.3$$

donde x_2, y_2 son coordenadas cartesianas definidas sobre el espejo E2.

La amplitud compleja luego del espejo E2 será

$$u_4(x_2, y_2) = u_3(x_2, y_2) \Psi^*(x_2, y_2, F_2) \quad 4.4$$

y finalmente otra vez sobre la celda (o sea al cabo de un recorrido completo por la cavidad) se tendrá

$$u_5(x_3, y_3) = \frac{iL}{\lambda} \iint_{E2} u_4(x_2, y_2) \Psi(x_3 - x_2, y_3 - y_2, L) dx_2 dy_2 \quad 4.5$$

donde x_3, y_3 son coordenadas cartesianas definidas sobre la celda y coinciden con x_1, y_1 luego de un recorrido por la cavidad.

Reemplazando en la expresión de $u_5(x, y)$ las ecuaciones 4.2-4.4, se obtiene el perfil luego de un pasaje en función del perfil

inicial

$$u_5(x_3, y_3) = \left(\frac{iL}{\lambda}\right)^2 \Psi(x_3, y_3, L) \iint_{E1} u_2(x_1, y_1) \Psi(x_1, y_1, L) dx_1 dy_1$$

4.6

$$\iint_{E2} \Psi[x_2, y_2, (2L - F_2)] \exp\left(\frac{2\pi i L}{\lambda} (x_2(x_3 - x_1) + y_2(y_3 - y_1))\right) dx_2 dy_2$$

Poniendo $\xi = (x_1 + x_3) L/\lambda$ y $\eta = (y_1 + y_3) L/\lambda$ se obtiene

$$u_5(x_3, y_3) = \left(\frac{iL}{\lambda}\right)^2 \Psi(x_3, y_3, L) \iint_{E1} u_2(x_1, y_1) \Psi(x_1, y_1, L) dx_1 dy_1$$

4.7

$$\iint_{E2} \Psi(x_2, y_2, (2L - F_2)) \exp[2\pi i (\xi x_2 + \eta y_2)] dx_2 dy_2$$

En la ecuación 4.7, la integral sobre el espejo E2 es una integral de un perfil gaussiano. Haciendo uso de las propiedades de la función Ψ definida en 4.1, puede resolverse la integral sobre E2, obteniéndose (ver pag. 125 de la ref. 6).

$$u_5(x_3, y_3) = \frac{iL^2}{\lambda(2L - F_2)} \Psi\left(x_3, y_3, L - \frac{L^2}{(2L - F_2)}\right) \iint_{E1} u_2(x_1, y_1) \Psi\left(x_1, y_1, L - \frac{L^2}{(2L - F_2)}\right) \cdot$$

4.8

$$\exp\left[\frac{2\pi i}{\lambda} \left(\frac{L^2}{2L - F_2}\right) (x_1 x_3 + y_1 y_3)\right] dx_1 dy_1$$

Es cómodo, debido a la simetría del problema, expresar 4.8 en coordenadas cilíndricas. Se tiene finalmente:

$$u_5(r_2) = \frac{iL^2}{\lambda(2L - F_2)} \Psi\left(r_2, \theta_2, L - \frac{L^2}{2L - F_2}\right) \iint_{E1} u_2(r_1, \theta_1) \Psi\left(r_1, \theta_1, L - \frac{L^2}{2L - F_2}\right)$$

4.9

$$\exp\left[\frac{2\pi i}{\lambda} \left(\frac{L^2}{2L - F_2}\right) r_1 r_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)\right] r_1 dr_1 d\theta_1$$

La expresión 4.9 es fundamentalmente una integral del tipo

$$\int u(r) \Psi(r) r dr \int_0^{2\pi} \exp(i\alpha \cos\phi) d\phi \quad 4.10$$

La integral sobre el ángulo ϕ es precisamente la definición integral de la función $J_0(r)$ de Bessel

$$\int_0^{2\pi} \cos(\alpha \cos\phi) d\phi = 2\pi J_0(\alpha) \quad 4.11$$

Con esto, la expresión final para el perfil luego de un pasaje, en función del perfil incidente, será:

$$u(r_2) = \frac{2\pi i L^2}{\lambda(2L-F_2)} \Psi(r_2, L - \frac{L^2}{2L-F_2}) \int_R u_2(r_1) \Psi(r_1, L - \frac{L^2}{2L-F_2}) J_0(\alpha r_1) r_1 dr_1 \quad 4.12$$

donde

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} r_2 \frac{L^2}{2L-F_2} \quad L = 1/l_{cav} \quad F_i = 1/f_i \quad \Psi(rA) = \exp\left[-\frac{i\pi A}{\lambda} r^2\right]$$

La ecuación 4.12 es por lo tanto la que define el propagador de la cavidad.

2-APROXIMACION DE MODO GAUSSIANO

El modo fundamental emitido por un láser o modo TEM₀₀ tiene un perfil de intensidades gaussiano. El tamaño del modo o "spot" está definido por el radio en el cual la amplitud disminuye a 1/e de su valor máximo, o bien la intensidad a 1/e² de su máximo valor. Asimismo, el radio de curvatura del frente de ondas en

cada uno de los espejos coincidirá con el radio de curvatura de los respectivos espejos de manera de repetir la curvatura del frente de ondas en una oscilación. Es por ello que, en la aproximación de modo gaussiano, el tamaño del mismo está determinado por la configuración geométrica de la cavidad de oscilación. La expresión del tamaño del modo sobre el espejo E1 en función del largo de la cavidad L y de los radios de curvatura R₁ y R₂, fue derivada por Kogelnik y Li (ref 26)

$$w_1^4 = \left(\frac{\lambda R_1}{\pi} \right)^2 \frac{R_2 - L}{R_1 - L} \frac{L}{R_1 + R_2 - L} \quad 4.13$$

Reemplazando en la ecuación 4.13 el radio de curvatura R₁ por su expresión en función de la intensidad y w (ec. 2.23) se obtiene una ecuación de segundo grado en w² que determina el diámetro del modo autoconsistente para cada valor de intensidad en la cavidad. Este resultado es válido sólo en la aproximación de modo gaussiano. La solución de la ecuación en w² está graficada para diferentes valores de intensidad en la figura 4.2.

Esta curva representa el tamaño del modo que se establecería en una cavidad con una celda de enfoque que se comportase como una lente esférica sin aberraciones, de potencia variable con la intensidad de acuerdo con la ecuación 2.22. El tamaño del modo calculado es el que corresponde al extremo donde se halla la celda de enfoque.

En todo lo dicho hasta ahora, cabe señalar que se trata del estudio de una cavidad pasiva estacionaria. En el caso real en que se incluye en la cavidad un medio amplificador, el perfil espacial que se obtiene no será necesariamente un único modo.

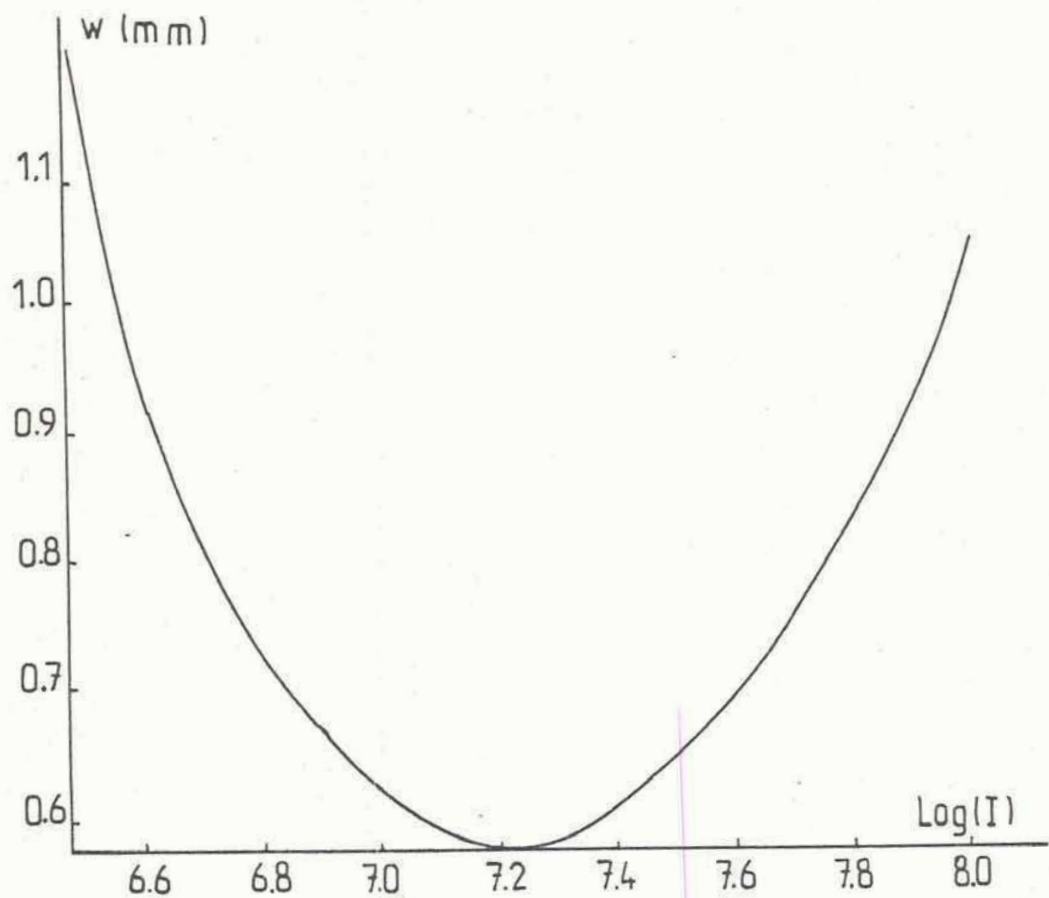


Figura 4.2

Diámetro del modo w en la aproximación de modo Gaussiano en función de la intensidad dentro de la cavidad.

Como se trabaja en regimen pulsado, tampoco se llega a una solución estacionaria como los perfiles que se obtienen con este programa. Por supuesto que el modo fundamental será el de menor pérdida y por lo tanto dominará frente a órdenes superiores, pero existirá una contribución de modos con órdenes mayores en el perfil final.

3-RESULTADOS NUMERICOS

Se utilizó el programa descrito para calcular el modo de la cavidad. Se hicieron varias secuencias de cálculo variando el valor pico con el cual se normalizaba la distribución de amplitudes. Para cada valor de intensidad de normalización, se utilizó como diámetro de diafragma en la integración un valor igual a 1.5 veces el tamaño del modo estable gaussiano que se obtiene para esa intensidad, según lo explicado en el párrafo anterior. Con ese tamaño de abertura de integración se asegura que se incluye el 98% de la intensidad de una distribución gaussiana.[25]

Como distribución inicial de amplitudes se utilizó la correspondiente al modo TEM₀₀, que en cada caso aparece graficada junto al perfil estable que se obtiene con este programa. La distribución de fases inicial fue la correspondiente a un frente de ondas plano. Con estos datos, el perfil de amplitud llegaba a una solución estable que se repetía luego de un pasaje por la cavidad en menos de 10 pasajes para todos los casos considerados.

La figura 4.3 muestra la serie correspondiente a la distribución de amplitud para distintos valores de amplitud

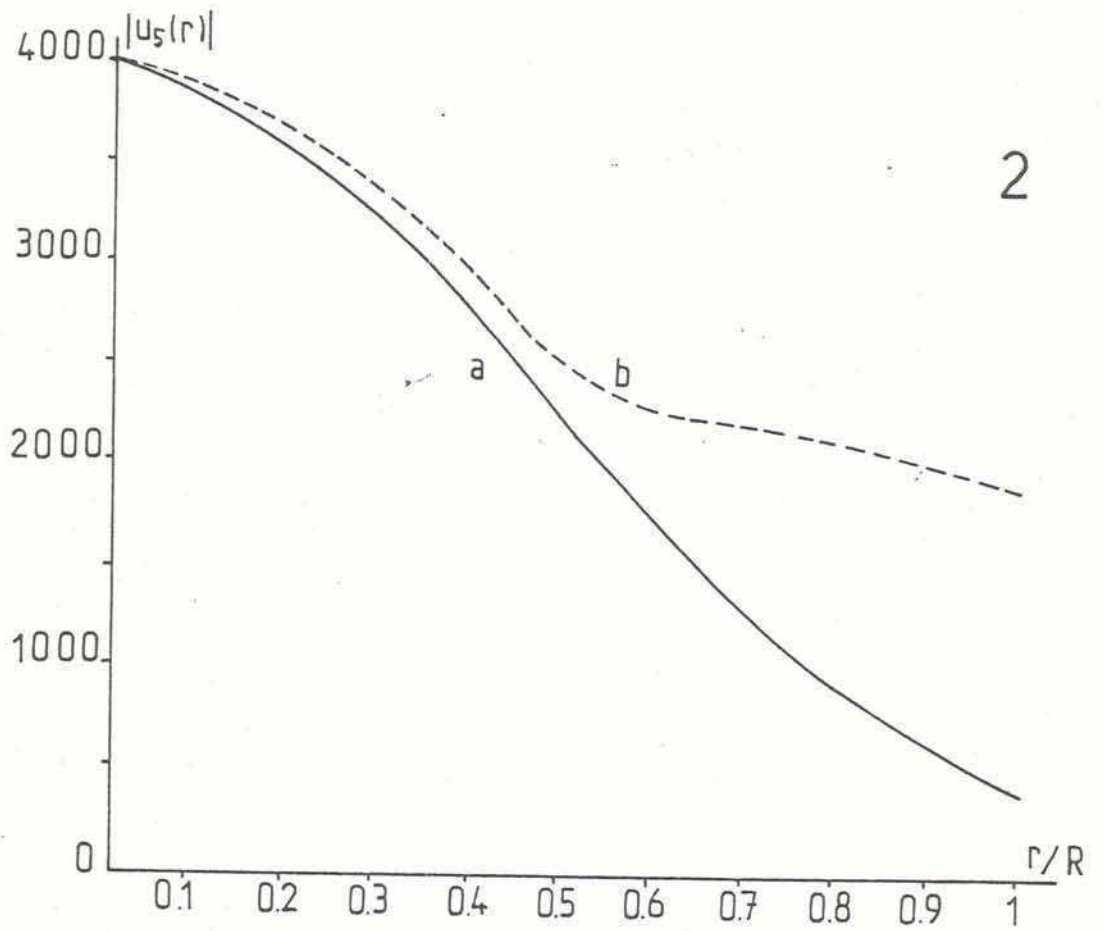
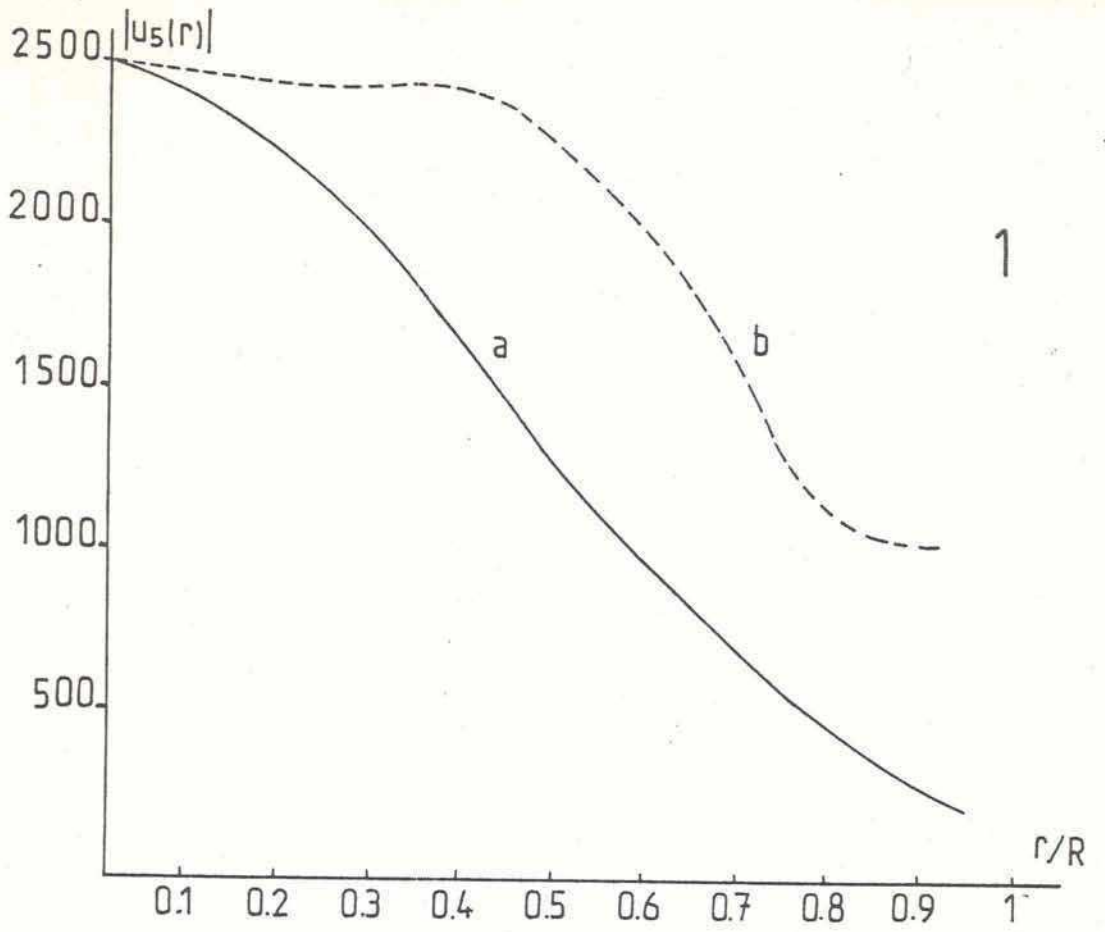
pico. Junto a cada una de ellas están graficadas las distribuciones correspondientes al modo fundamental TEM₀₀ que se obtendría con la aproximación que se explicó en el párrafo anterior. La figura 4.4 muestra la distribución de fases para diferentes amplitudes juntamente con la que le correspondería en una aproximación gaussiana. En todos los casos, el plano de referencia está tomado antes de la celda de enfoque.

Para el caso de la figura 4.3.a, que corresponde a un valor de normalización bajo, el efecto de la celda es poco importante y la distribución de intensidades difiere bastante un modo gaussiano estable, tendiendo a una cavidad inestable donde la energía está espacialmente más distribuida. No ocurre lo mismo con la distribución de fases, que coincide prácticamente con la correspondiente al espejo esférico, como era de esperarse debido a la influencia débil de la celda de enfoque (ver figura 4.4.a).

Para intensidades mayores (figura 4.3.b) el perfil de amplitudes se ajusta más al del modo gaussiano. Se observa que la distribución de fases en este caso comienza a diferenciarse de la que corresponde a la aproximación gaussiana, debido a la mayor influencia de la celda.

El caso extremo corresponde al valor de normalización más grande que aparece graficado (figuras 4.3.c y 4.4.c). En este caso se está muy cerca del límite de estabilidad obtenido con el formalismo del Capítulo 2 (ver figura 2.1), y por lo tanto es razonable esperar diferencias apreciables respecto de la aproximación gaussiana.

De los resultados obtenidos con este programa se puede obtener



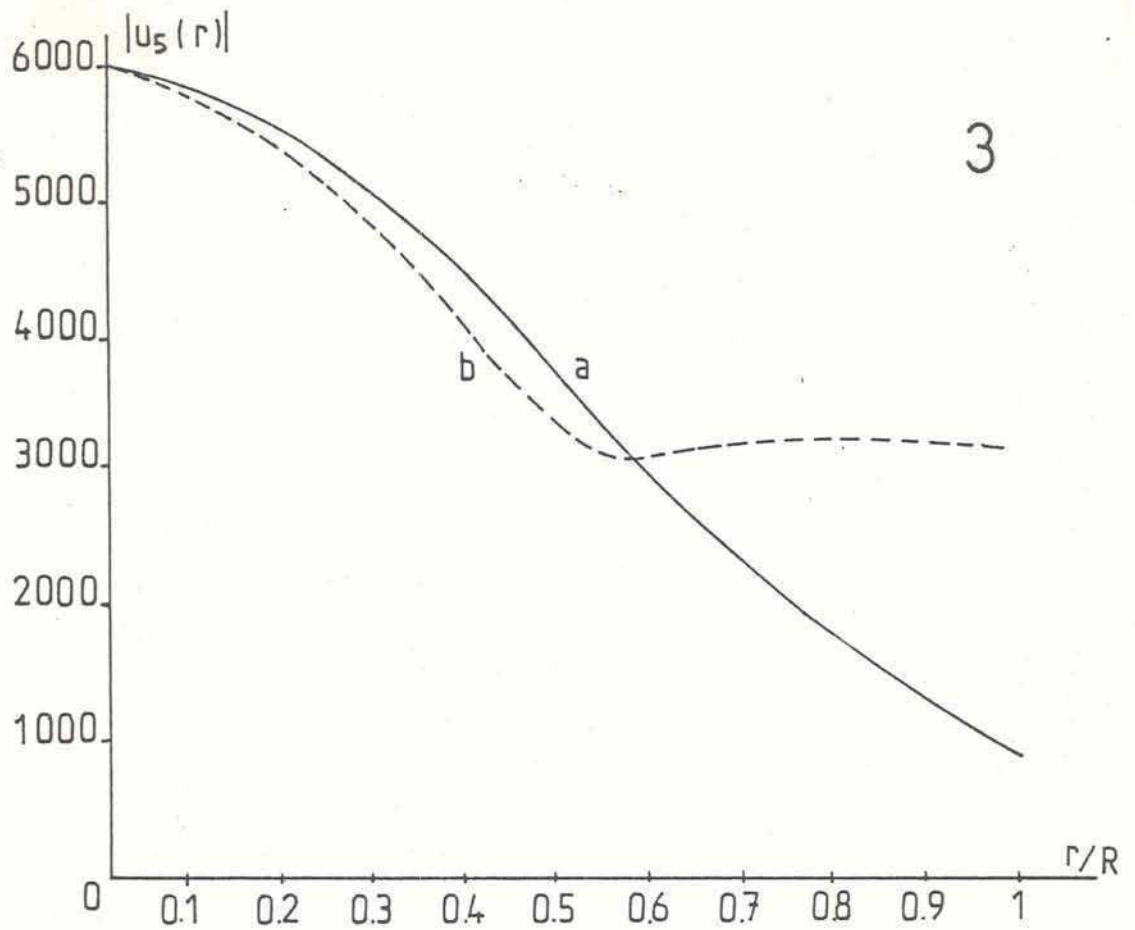
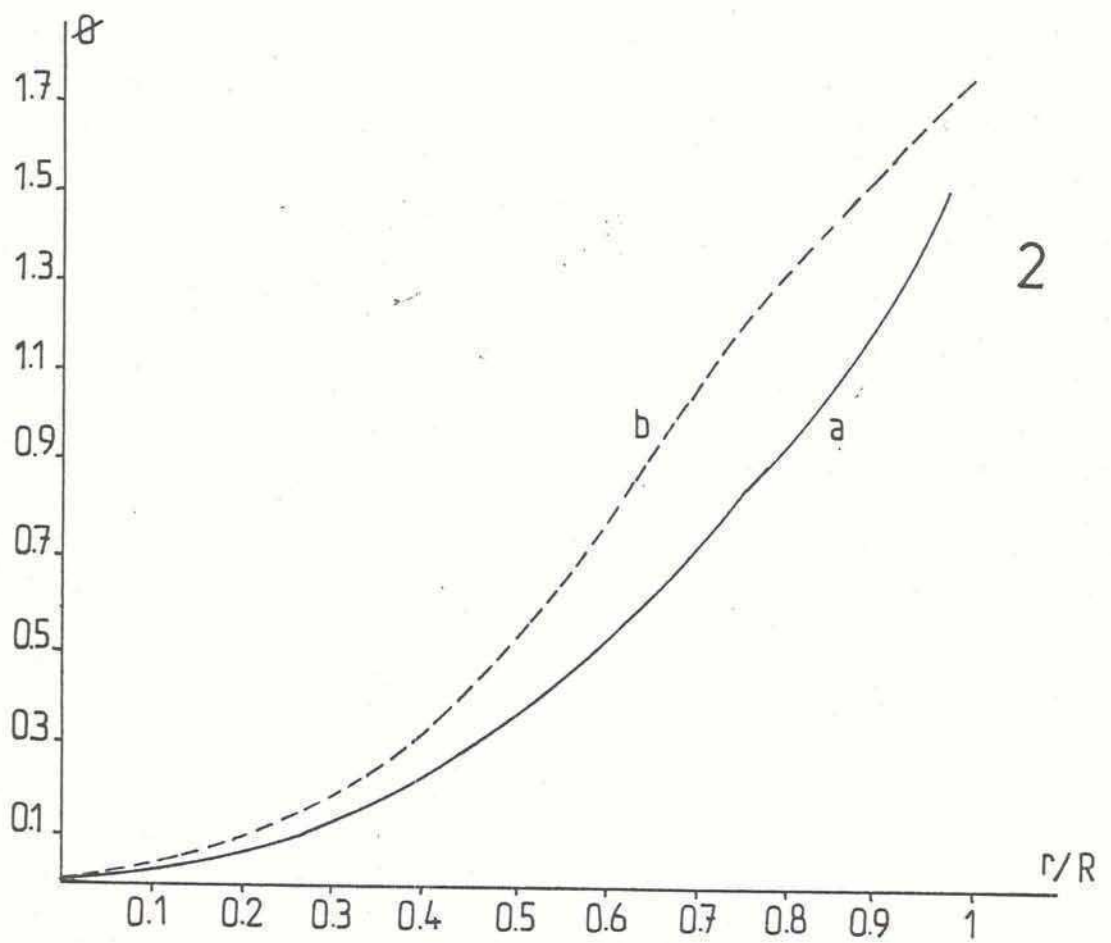
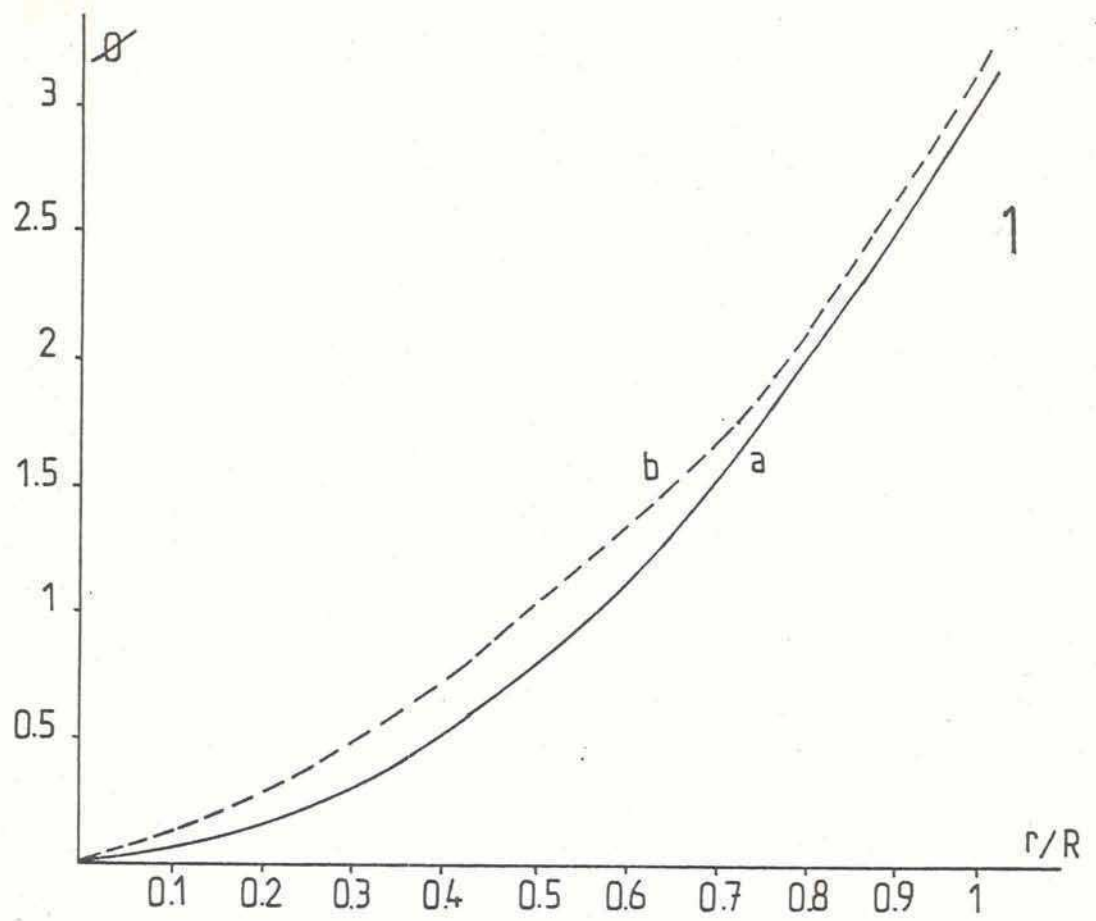


Figura 4.3

Modulo de la amplitud del modo estable para diferentes valores de amplitud pico:

1- $U_{max}=2500$ 2- $U_{max}=4000$ 3- $U_{max}=6000$

La curva punteada (b) corresponde al modo estable que se obtiene por cálculo. La curva continua (a) corresponde al perfil gaussiano que se obtendría con la aproximación hecha en el capítulo III.



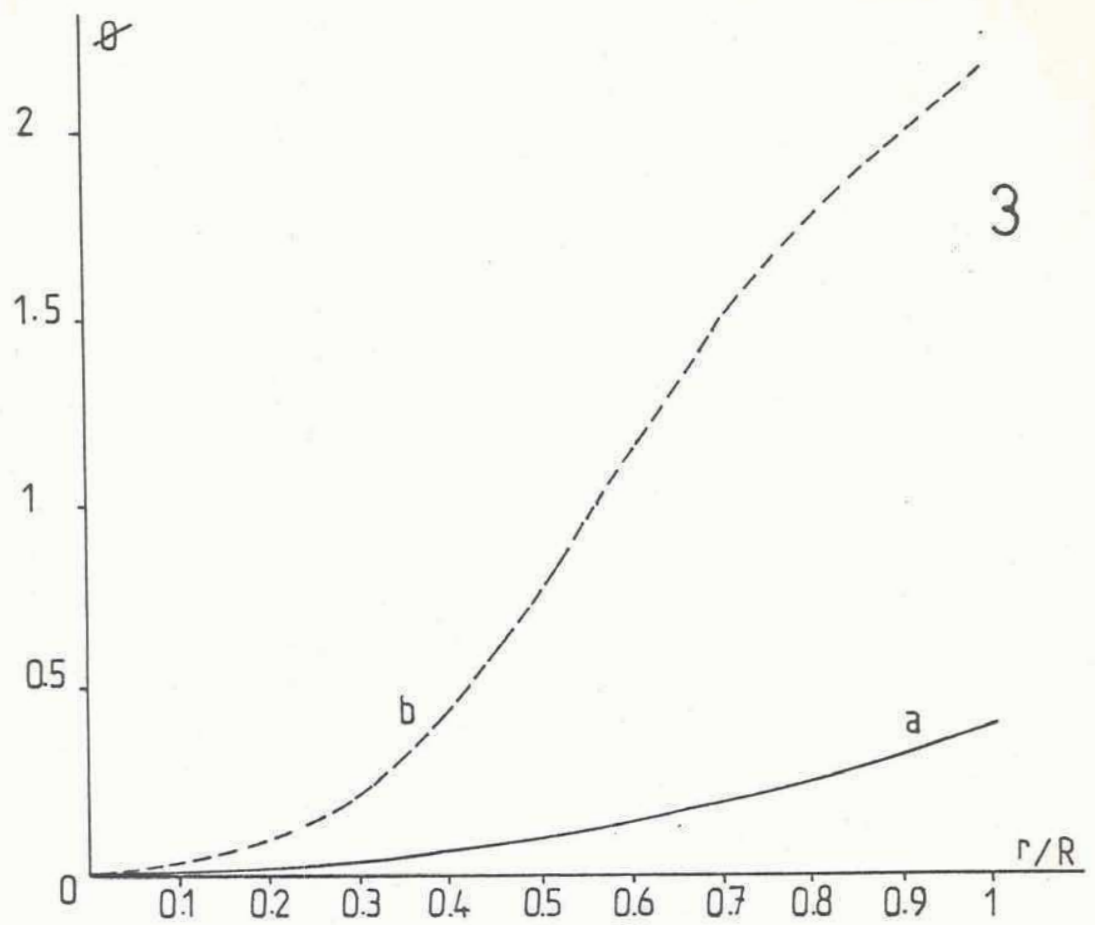


Figura 4.4

Distribución de fase ϕ para distintos valores de amplitud pico:

1- $U_{max}=2500$ 2- $U_{max}=4000$ 3- $U_{max}=6000$

La curva punteada (b) corresponde al modo estable que se obtiene por cálculo. La curva continua (a) corresponde al perfil que se obtendría considerando al espejo perfectamente esférico.

un dato importante que permite comparar las predicciones de ambos modelos. Puede deducirse el coeficiente de pérdidas P a partir del coeficiente V (ver Apéndice 2) que renormaliza el perfil de amplitudes en cada pasaje. En la figura 4.5 se repite el gráfico 2.1 con el agregado de los valores de P obtenidos con este programa. Se ve que cualitativamente la dependencia de P con la intensidad se mantiene. El rango de intensidades para el cual las pérdidas por difracción son cercanas a cero, según los resultados obtenidos con este modelo, prácticamente coincide con el que se obtiene en la aproximación gaussiana. Esto hace que el formalismo usado en el capítulo III sea razonable y permita obtener predicciones confiables respecto al comportamiento del sistema. Esto está justificado además porque, como se verá en el capítulo siguiente, los resultados experimentales coinciden con las predicciones del modelo simplificado.

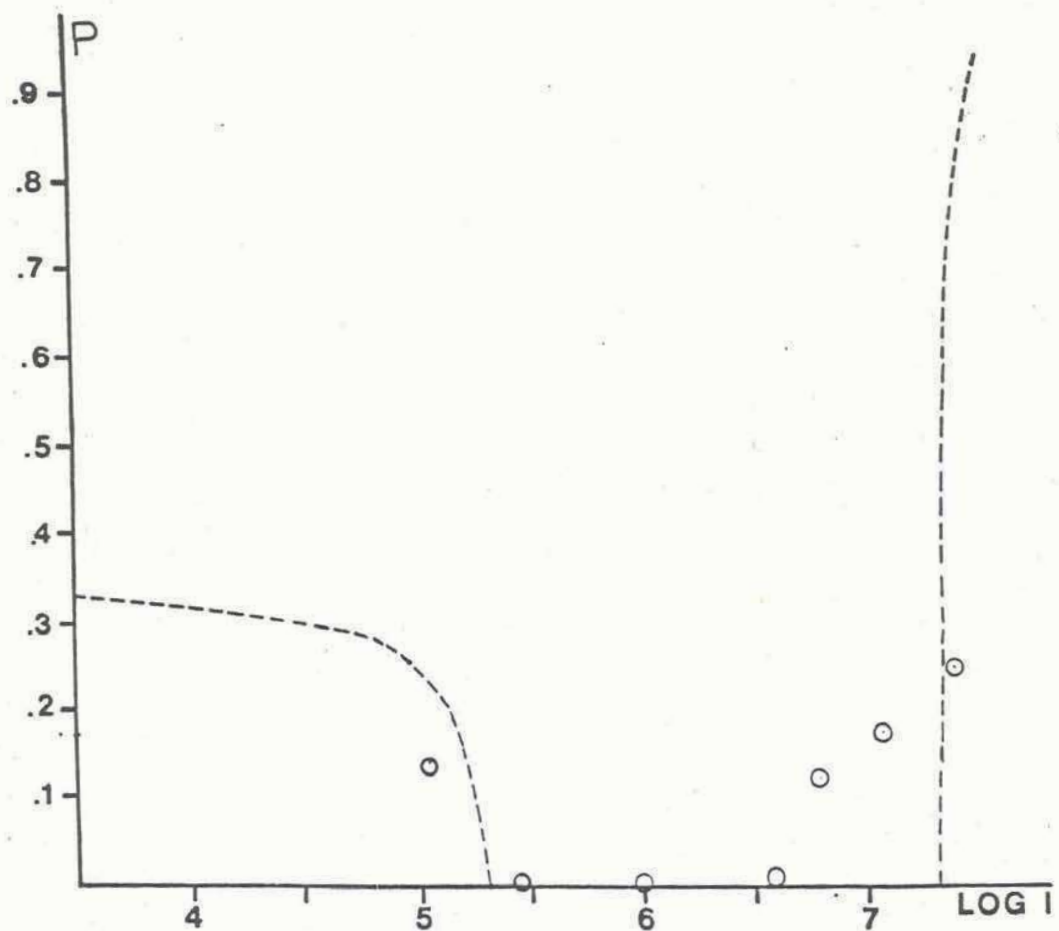


Figura 4.5

Coeficiente de pérdidas por difracción P en función de la intensidad dentro de la cavidad resonante.

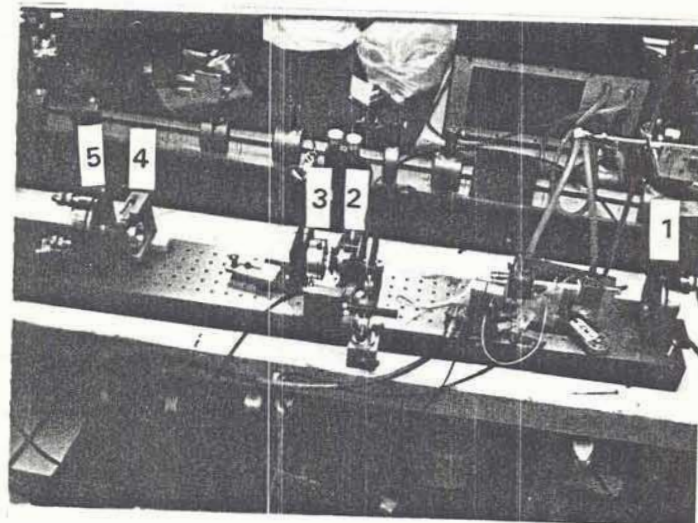
La línea punteada corresponde a la aproximación de modo gaussiano y espejos esféricos sin aberraciones. Los círculos corresponden a los valores para P obtenidos a partir del programa que utiliza la integral de Kirchhoff-Fresnel para calcular los modos de oscilación de la cavidad.

CAPITULO V

1-DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

La foto 5.1 muestra el esquema experimental utilizado para obtener pulsos cortos por el sistema de "Q-switch" por autoenfoco presentado en este trabajo. La cavidad de oscilación está formada por dos espejos de reflectividad próxima al 100 %, uno de ellos convergente de radio de curvatura 2m y el otro divergente de radio -1m. El acoplamiento externo se logra mediante el conjunto constituido por una lámina de cuarto de onda y un prisma polarizador (de tipo Glann), que permite variar la fracción de luz transmitida a través del conjunto, rotando uno respecto del otro. La transmitancia en función del ángulo ψ entre el eje del polarizador y uno de los de la lámina, varía como $\cos^2(\psi)$ y permite ajustar en forma continua el coeficiente de pérdidas lineales Γ y el acople con la salida. La cavidad se completa con una celda de autoenfoco que está en contacto con el espejo divergente.

El medio amplificador esta constituido por una barra de vidrio fosfato dopada con neodimio marca KIGRE, tipo Q-88 de 3'' de longitud y 1/4'' de diámetro. Ambos extremos están pulidos perpendicularmente al eje y con tratamiento multicapa antirreflectante. Las características espectroscópicas y físicas del amplificador son: $\lambda = 1054$ nm (longitud central de fluorescencia), $\sigma = 4 \cdot 10^{-20}$ cm² (sección eficaz de emisión estimulada), $T_m = 330$ μ s (tiempo de fluorescencia), índice no lineal $n_2 = 1.1 \cdot 10^{-13}$ en unidades esu. También se experimentó con una barra del mismo material, pero de 15 cm de longitud y 1.3 cm



Fotografía 5.1

Foto del equipo utilizado en los ensayos experimentales.

1-Espejo convergente. 2-Polarizador. 3-Lámina de cuarto de onda. 4- Celda de enfoque. 5- Espejo divergente.

de diámetro. En este caso los extremos estaban pulidos según planos formando un ángulo de 6° con el eje de la barra.

La cavidad de bombeo óptico utilizada fue una de geometría cilíndrica de acople cercano, formada por un tubo de vidrio con un depósito de plata evaporado sobre su superficie exterior. Este tipo de cavidades tienen la ventaja de reducir el tamaño y peso respecto de las tradicionales cavidades elípticas, ser de fácil construcción y permitir una eficiente refrigeración de la barra y lámpara. La eficiencia de bombeo óptico es muy buena, según pudo comprobarse ensayando diferentes tipos de cavidades de excitación. Para una descripción más detallada del comportamiento de las diferentes cavidades de excitación ver la referencia [11].

Para el bombeo óptico se utilizó una lámpara de destello lineal de Xe marca EG&G tipo 42C-3 de 3'' de separación de electrodos y 7 mm de diámetro interno en el tubo de cuarzo. Todo el conjunto se refrigera mediante un flujo forzado de agua deionizada. Se trabajó a una repetición de 3 pulsos por minuto de manera de asegurar las condiciones térmicas estables para el medio amplificador en cada disparo. La lámpara se mantiene encendida durante la descarga de un banco de capacitores. Para cargar dicho banco, se utilizó una fuente de alimentación que permite cambiar el máximo potencial de carga y la inductancia del circuito de descarga de manera de obtener para la descarga condiciones de amortiguamiento crítico, evitando de este modo el rápido deterioro de la lámpara causado por densidades de corriente elevadas [31,32]. Para producir el disparo de la lámpara de destello se genera un pulso de alta tensión (20 kV) y

de poca energía sobre el recubrimiento de plata de la cavidad de excitación, lo que induce la descarga principal.

Como elemento no lineal en la celda de enfoque se usaron varios productos de alto índice de refracción de segundo orden n_2 como son: disulfuro de carbono, fenil salicilato (comunmente conocido como SALOL) y algunos cristales líquidos de tipo nemático.

Las pruebas con cristales líquidos se centraron en el EBBA y el MBBA. Estos productos tienen un cambio de fase entre los estados nemático e isotrópico a temperaturas cercanas a la ambiente (el MBBA a los 46°C) [16,21,36,49,50,51]. Utilizando una celda de 1.5cm de longitud, se midió la transmitancia en el estado isotrópico obteniéndose un valor cercano al 87%. Para realizar estas mediciones se utilizó un láser de vidrio:Nd "Q-switch" que emitía pulsos de 10 mJ y con una duración de 30ns a altura mitad del valor pico. Se realizaron ensayos con diferentes tipos de celdas calefaccionadas, tales como una celda de vidrio con un bobinado exterior, una celda de teflon con una resistencia de calentamiento sumergida en el producto y una celda de vidrio pirex introducida en un horno armado con un núcleo de cobre y un recubrimiento de pasta de amianto. En ninguno de los casos mencionados pudo obtenerse una temperatura homogénea en el producto. La aparición de gradientes térmicos producían fuertes variaciones en el índice de refracción haciendo que el conjunto tuviera una muy pobre calidad óptica como para incluirlo en una cavidad resonante de un láser. Por estas razones se desechó el cristal líquido en favor del SALOL.

El SALOL utilizado en esta experiencia fue provisto por la

división de química de Paulenne Co. Este producto tiene su punto de fusión a los 42 °C. En su estado líquido presenta un alto índice de refracción no lineal y un tiempo de relajación que varían con la temperatura del producto. Tiene además la ventaja de que es muy estable en su estado sobre enfriado. Debido a estas razones, los ensayos experimentales se llevaron a cabo con SALOL a distintas temperaturas.[18]

La variación del índice $\delta n(r,t)$ estará dada por la ecuación:

$$\delta n(rt) = \frac{n_2}{\tau} \int_{-\infty}^t |E(r,t')|^2 \exp\left[-\frac{(t-t')}{\tau}\right] dt' \quad 5.1$$

donde τ es el tiempo de relajación del producto que será función de la temperatura. En la siguiente tabla se muestran los parámetros principales del SALOL en función de la temperatura (según la referencia 18).

T°C	n_2 (10^{-12} esu)	τ (ps)	n_2 / τ (10^3 esu/ps)
13	58	1000	58
25	46	500	92
40	37	300	123
47	32	200	160
62	25	120	208
77	19	80	237

La celda calefaccionada de autoenfoco fue construida en acero inoxidable. Para calefaccionarla se ensayaron distintos métodos con el objeto de poder mantener una temperatura estable que no

introduzca inhomogeneidades en las propiedades ópticas por gradientes térmicos. Un primer modelo fue calefaccionado con un flujo de agua calentada con un calefactor eléctrico colocado en un reservorio de mayor volumen. En ese lugar se sensaba la temperatura con un termistor, a través del cual se controlaba la fuente de alimentación del calefactor, manteniendo la temperatura del líquido con una aproximación del orden de la décima de grado.

Resultados similares se obtuvieron con un sistema más sencillo, constituido por una celda de acero inoxidable sobre la que se bobinó un alambre de constantán. La temperatura de trabajo podía variarse cambiando la tensión de alimentación mediante un variac. La temperatura del SALOL se midió con un termistor sumergido en la celda, el cual se calibró previamente confrontándolo con un termómetro. Se aseguró de trabajar dentro de la zona de respuesta lineal del termistor según las especificaciones de fábrica. La curva de calibración del termistor fue ajustada por el método de cuadrados mínimos obteniéndose:

$$T(^{\circ}\text{C}) = 51.9 \quad R(\text{K}\Omega) - 80.1^{\circ}\text{C} \quad 5.2$$

El largo de la celda en todas las experiencias fue de 4 cm. Para cerrar la celda se utilizaron ventanas MELLE'S GRIOT de 31 mm de diámetro y con tratamiento antirreflectante en 1,06 μm .

Se realizaron también ensayos con SALOL sobreenfriado a temperatura ambiente (25 $^{\circ}\text{C}$). En este caso se utilizó una celda de teflon con ventanas de 2'' de diámetro también con tratamiento

antirreflectante. Con otras celdas no se logró mantener el SALOL en estado líquido sobreenfriado durante largos períodos de tiempo.

Las celdas fueron construidas de manera de asegurar el paralelismo de las ventanas, con el objeto de no introducir desviaciones del haz por cuñas en la cavidad. Dichas celdas estaban montadas además sobre posicionadores que permitían la elección del punto de trabajo (ver detalle en la fotografía 5.4).

Para detectar la radiación se utilizó un fototubo de vacío marca TRG modelo 105-B y un osciloscopio de memoria marca TEKTRONIX modelo 7834, con un tiempo de respuesta en su conjunto de 0.8 ns. También se utilizó como detector un diodo de silicio encapsulado en vidrio insertado en un circuito como el que muestra la figura 5.1. En este caso se comprobó que la respuesta temporal del conjunto era del orden de 1 ns, lo cual asegura la medición en el rango de tiempos que se necesita en este trabajo.

Para medir la energía se usó un detector piroeléctrico marca GENTEC con una cabeza de medición modelo ED-200.

2-RESULTADOS EXPERIMENTALES

De acuerdo con los resultados obtenidos con el modelo numérico presentado en el capítulo III, se hicieron experiencias con un largo de cavidad de 97.5 cm (pérdida inicial de 35%) con la configuración de cavidad inestable ya explicada anteriormente. Se bombeó ópticamente a la barra amplificadora con una energía de 135 J. En esa oportunidad se usó la celda de teflon con SALOL sobreenfriado a temperatura ambiente (25°C). Se obtuvieron pulsos

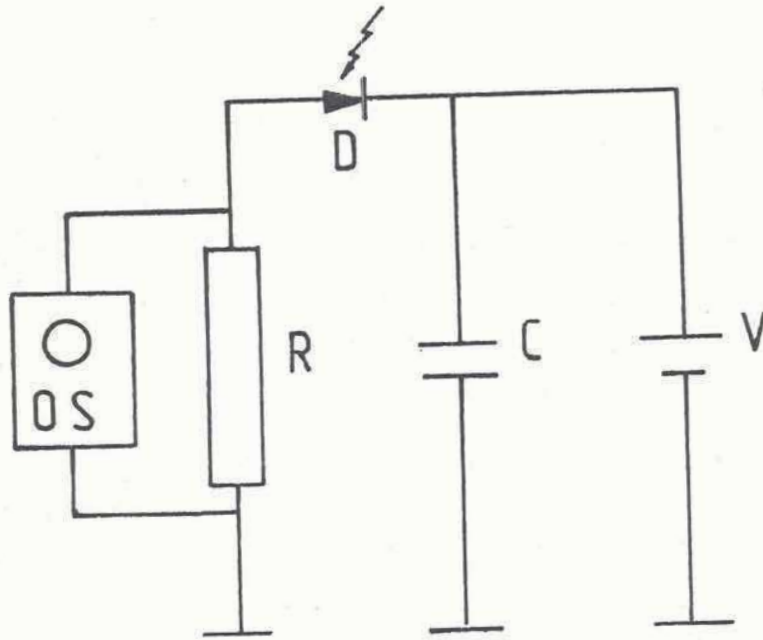


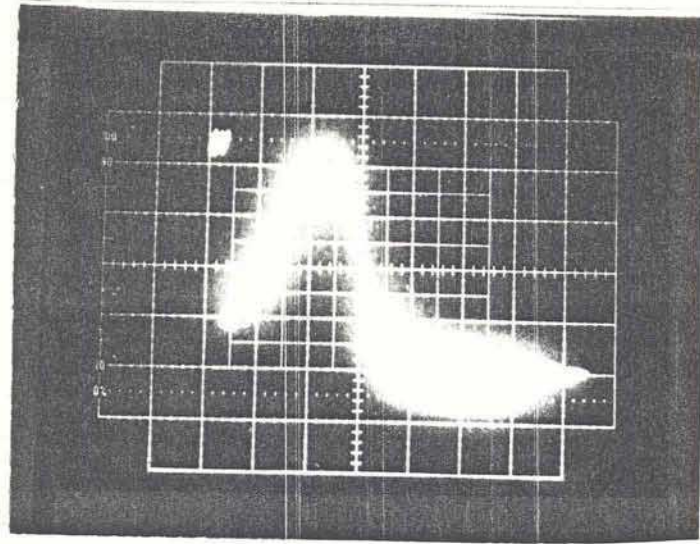
Figura 5.1

Circuito de detección utilizando un diodo de silicio encapsulado en vidrio. D: diodo. OS: osciloscopio. R: Resistencia de 50 Ω . C: capacitor de 0.1 μ F. V: batería de 9 VCC.

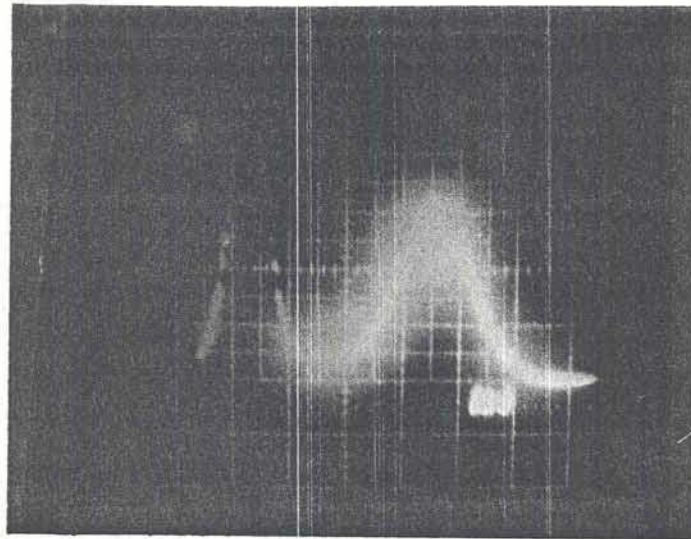
Únicos "Q-switch" de un ancho a mitad de altura entre 40 ns y 50ns, similares al que observa en la foto 5.2-a. Esporádicamente se obtenía un segundo pulso de ancho mayor (foto 5.2-b). Este efecto se debe a que no se satura completamente la ganancia, y el bombeo da origen a la aparición de un segundo pulso que no llega a superar el segundo umbral. La potencia obtenida en este caso fue de 500 kW. La foto 5.2-c) se ha obtenido en una escala de tiempo más expandida que permite verificar la emisión de un único pulso.

Al retirar la celda de enfoque, invariablemente se obtenían múltiples pulsos como muestra la foto 5.3-a, desapareciendo el efecto de "Q-switch". El ancho mitad en este caso era del orden de 300 ns y la energía pico aproximadamente 50 veces menor que en el caso anterior. Un pulso típico se muestra en la foto 5.3-b. Estas experiencias preliminares demostraron claramente el efecto de "Q-switch" que produce la celda de enfoque. Además es notorio el ajuste de la experiencia con los resultados numéricos del capítulo III. Coinciden simultáneamente tanto el ancho de pulso como la relación entre las intensidades pico de los pulsos obtenidos con y sin celda en la cavidad.

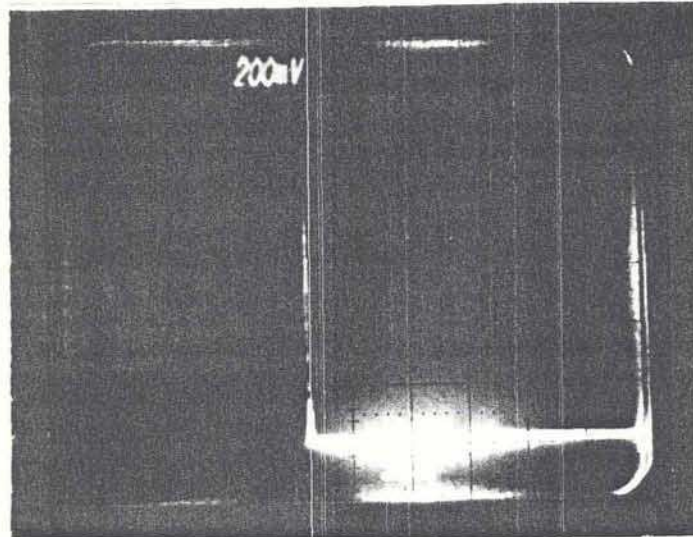
En todos los casos se disparó el láser con una frecuencia de un pulso cada 20 segundos, para minimizar los efectos térmicos en la barra amplificadora. Se comprobó que el comportamiento del sistema cambiaba sensiblemente con la frecuencia de disparo, desapareciendo la emisión en pulsos cortos cuando se aumentaba la repetición. Esto se justifica si se considera la influencia de una segunda lente térmica en la barra amplificadora que cambia las características de estabilidad de la cavidad. También pudo



a



b



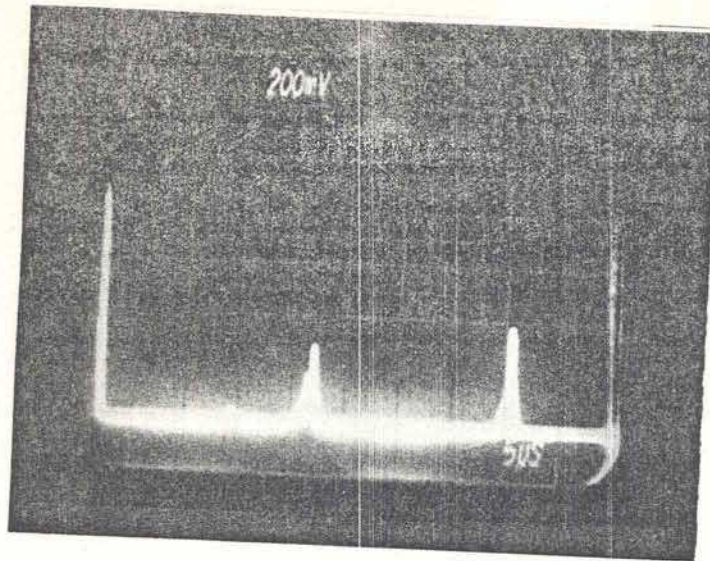
c

Fotografía 5.2

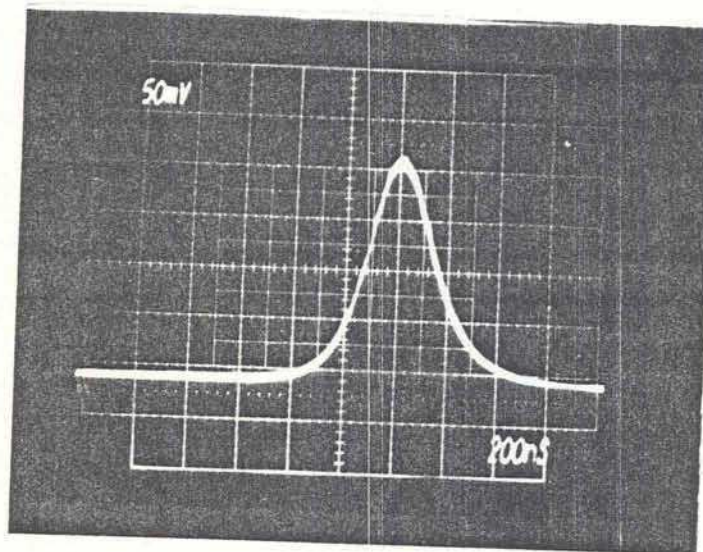
a- Pulso único tipo "Q-switch" obtenido con el producto de enfoque SALOL sobre enfriado a 25°C. Escala horizontal: 20 ns/div. Escala vertical: 1V/div.

b- Pulso "Q-switch" acompañado de otro de ancho mayor. Escala horizontal: 20 ns/div. Escala vertical: 1 V/div.

c- Emisión característica observada en una escala de tiempo más expandida (50 μ s/div). Se observa la aparición de un único pulso.



a



b

Fotografía 5.3

a- Emisión característica cuando se saca la celda de enfoque. Se obtienen en este caso muchos pulsos de ancho mayor que con la celda de enfoque.

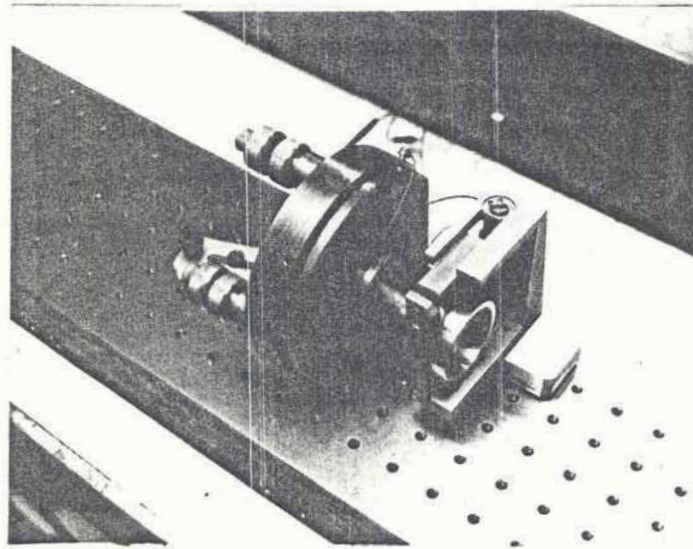
b- Detalle de uno de los pulsos obtenidos sin celda de enfoque. Se obtiene un pulso de 300 ns de ancho y con una energía pico 50 veces menor.

comprobarse que el sistema es extremadamente sensible a la alineación, por lo cual en una etapa posterior fue necesario cambiar los posicionadores de los espejos, reemplazándolos por un nuevo modelo que permite lograr mayor estabilidad mecánica (detalle en la foto 5.4).

Se realizaron experiencias también con una barra de mayor volumen (15 cm de longitud y 1.3 cm de diámetro), bombeada en este caso por una lámpara similar a la descrita pero con una distancia entre electrodos de 6''. La energía de bombeo en esta oportunidad fue de 360 J. A pesar de que en este caso se almacena mayor energía, los resultados obtenidos fueron similares a los anteriores, con la obtención de un solo pulso de aproximadamente 50 ns de ancho a mitad de altura y una potencia de 500 kW. Este hecho comprueba el efecto propio de este sistema de modulación que limita la energía del pulso emitido cuando la cavidad entra en una configuración inestable para altas densidades de energía.

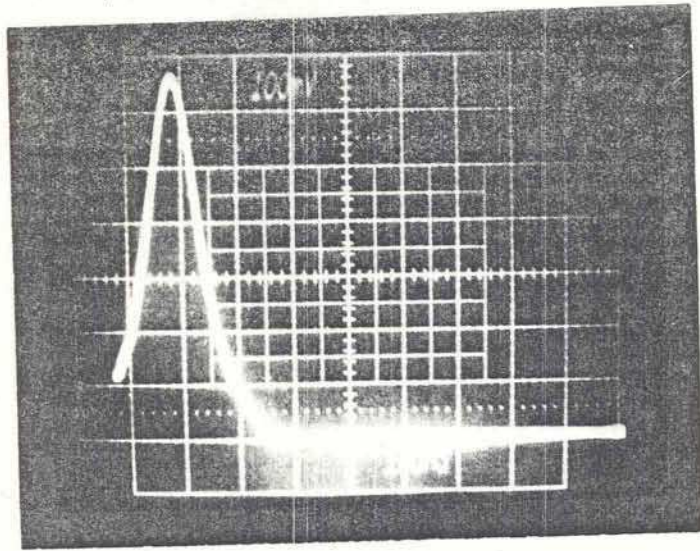
Los parámetros que pueden variarse en una serie de mediciones son: el acoplamiento con la salida, con lo cual se varía el coeficiente lineal de pérdidas Γ , el largo de la cavidad resonante que controla el parámetro de cavidad inicial g_0 , y la temperatura del SALOL que hace variar el tiempo de relajación y el índice no lineal del producto [18].

Manteniendo el SALOL a una temperatura de 50°C, lo que corresponde a un tiempo de relajación de 213 ps, se realizaron mediciones variando el acoplamiento con la salida. El largo de cavidad fue de 98.5 cm (pérdidas iniciales por difracción de 29%). La serie de mediciones correspondiente está registrada en

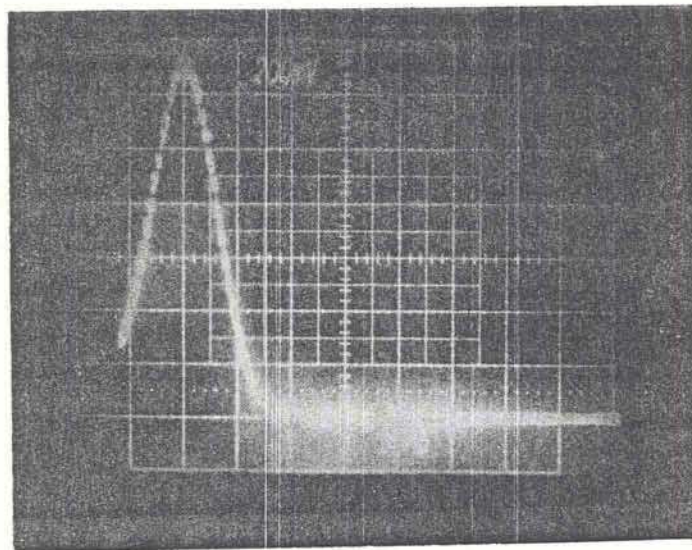


Fotografía 5.4

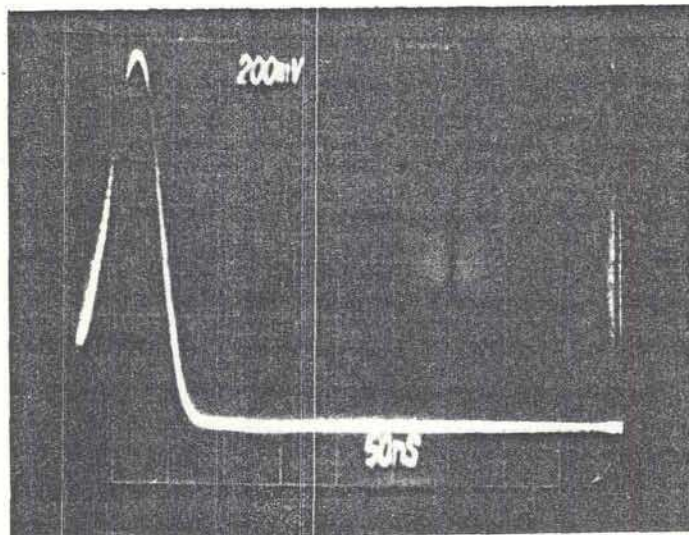
Detalle del posicionador de espejo utilizado. Se observa también la celda de enfoque en un posicionador x-y.



a



b



c

Fotografía 5.5

Secuencia de resultados obtenidos con la celda de enfoque a 50°C y un largo de cavidad de 98.5 cm (pérdida inicial de 29%) para diferentes valores de acoplamiento externo.

a- $\Gamma = 0.1$

b- $\Gamma = 0.22$

c- $\Gamma = 0.43$

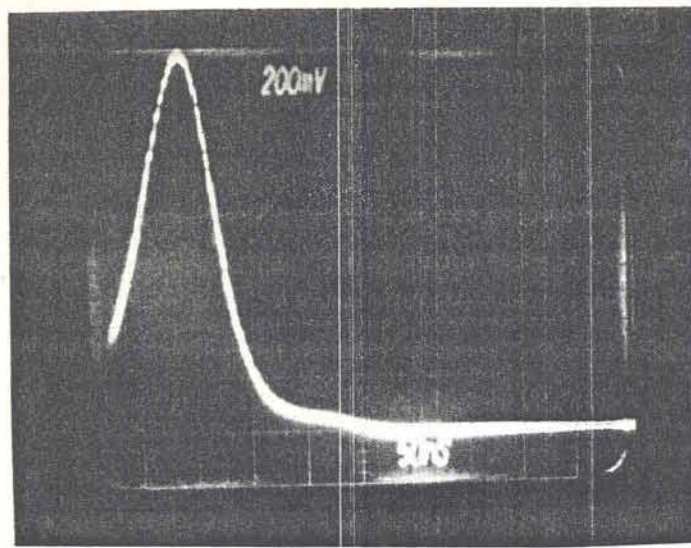
la foto 5.5 donde se indica el acoplamiento usado en cada caso.

Se observó repetitivamente la aparición de un único pulso con un ancho variable entre 120 ns ($\Gamma = 0.05$) y 80 ns ($\Gamma = 0.43$). En todos los casos fue necesario alinear muy cuidadosamente los espejos, pues el ancho del pulso emitido variaba con la alineación de la cavidad debido a que cambia las pérdidas lineales. La energía de bombeo fue de 140 J y la energía emitida por pulso variaba entre 5 mJ y 7 mJ.

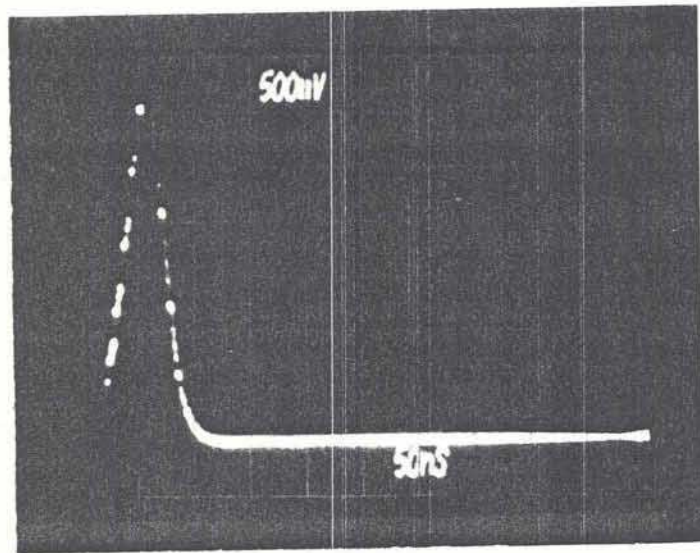
Con el mismo largo de cavidad se aumentó la temperatura del SALDL a 60 °C ($\tau = 105$ ps) y se hizo nuevamente un barrido modificando los valores del acoplamiento con la salida. Así se obtuvieron en forma repetitiva pulsos únicos de energía entre 5mJ y 7 mJ y con un ancho a mitad de altura entre 45 ns y 70 ns. Esta serie de mediciones está registrada en la foto 5.6 con los diferentes valores de Γ indicados. Para esta serie de mediciones se aumentó la energía de bombeo a 200 J por pulso.

No se observaron mayores diferencias entre los casos presentados y esto es consistente con los resultados numéricos presentados en el capítulo III, que da como resultado la aparición de un pulso corto en un amplio rango de variación de los parámetros que determinan el funcionamiento del sistema.

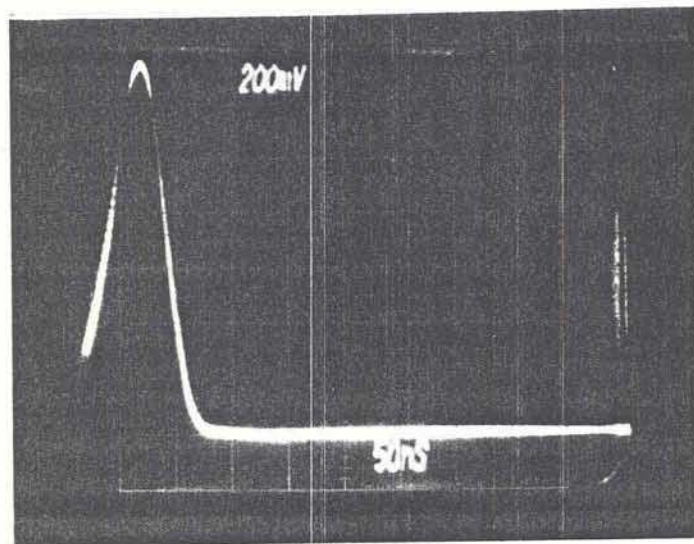
Otra serie de mediciones se llevó a cabo variando el largo de la cavidad de oscilación para experimentar la influencia del parámetro de la cavidad g . Con un largo de cavidad de 92 cm (lo que corresponde a una pérdida inicial de 52%) se varió el acoplamiento con la salida. Los resultados de esta serie de mediciones pueden verse en la foto 5.7. Para lograr la emisión



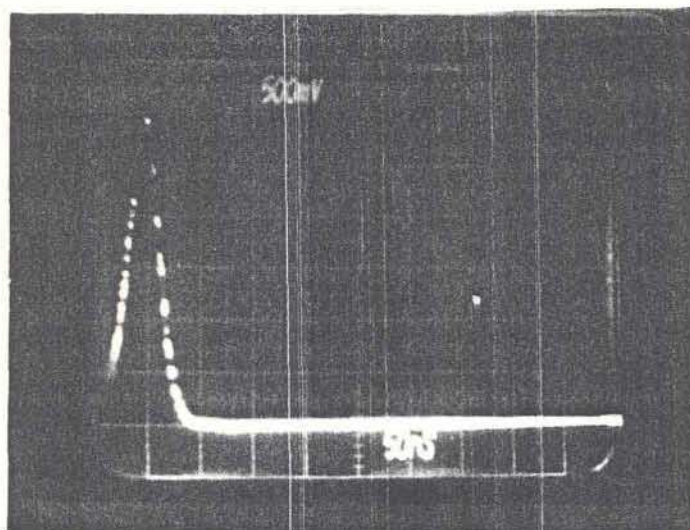
a



b



c



d

Fotografía 5.6

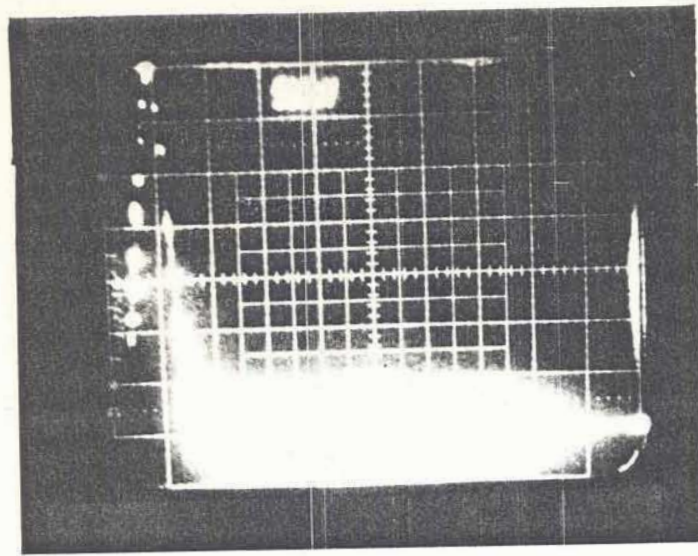
Serie de resultados obtenidos con la celda de enfoque a 60°C y un largo de cavidad de 98.5 cm (29 % de pérdida inicial) para diferentes valores de acoplamiento con la salida.

a- $\Gamma = 0.22$ b- $\Gamma = 0.15$ c- $\Gamma = 0.12$ d- $\Gamma = 0.07$

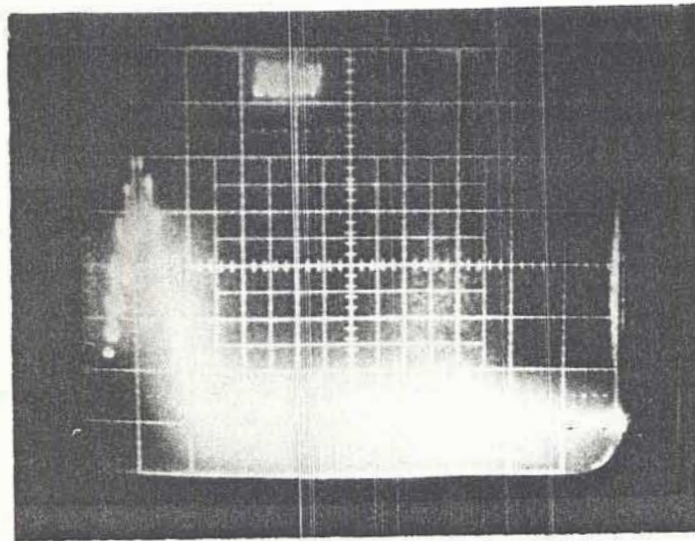
láser, fue necesario bombear con 160 J por disparo. La temperatura del SALOL se mantuvo a 50 °C. En esta oportunidad se obtuvieron pulsos de un ancho típico de 50 ns. También se observó que el ancho de los pulsos dependía de la alineación, llegando a observarse pulsos de 200 ns de ancho mitad.

Otra serie de experiencias que se realizó fue para determinar si se formaba un espejo en la celda de enfoque. Este espejo no lineal podría producirse por la aparición de una red de difracción generada por la modulación de índice de refracción en el líquido debido a la onda estacionaria en las cercanías del espejo. Este efecto en cristales de niobato de litio se utilizó recientemente para hacer funcionar un láser de vapor de cobre.[29]

Para estudiar este efecto, se montó una cavidad estable como la que muestra la figura 5.2, donde se fué cambiando el espejo de salida por diferentes valores de reflectividad. Se registró la emisión de salida por el polarizador y a través del espejo de salida. El SALOL se mantuvo a 50 °C y el largo de cavidad en 98cm. Las series de mediciones obtenidas para los diferentes espejos de salida pueden verse en la foto 5.8. En todos los casos se observa que con la celda de enfoque en la cavidad, los pulsos que se obtienen están muy modulados, con una subestructura de pulsos muy cortos separados en aproximadamente 6 ns (tiempo de recorrido de la radiación en la cavidad) como se ve en la foto 5.9-a. La envolvente en todos los casos fue de 600 ns a 800 ns. La subestructura desaparece completamente cuando se elimina la celda de enfoque, como se ve en la foto 5.9-b.



a



b

Fotografía 5.7

Resultados obtenidos con la celda de enfoque a 50°C y un largo de cavidad de 92 cm (52% de pérdida inicial) para diferentes valores del acoplamiento con la salida:

a- $\Gamma = 0.22$ (escalas: 500mV/div y 50 ns/div)

b- $\Gamma = 0.15$ (escalas: 200mV/div y 50 ns/div)

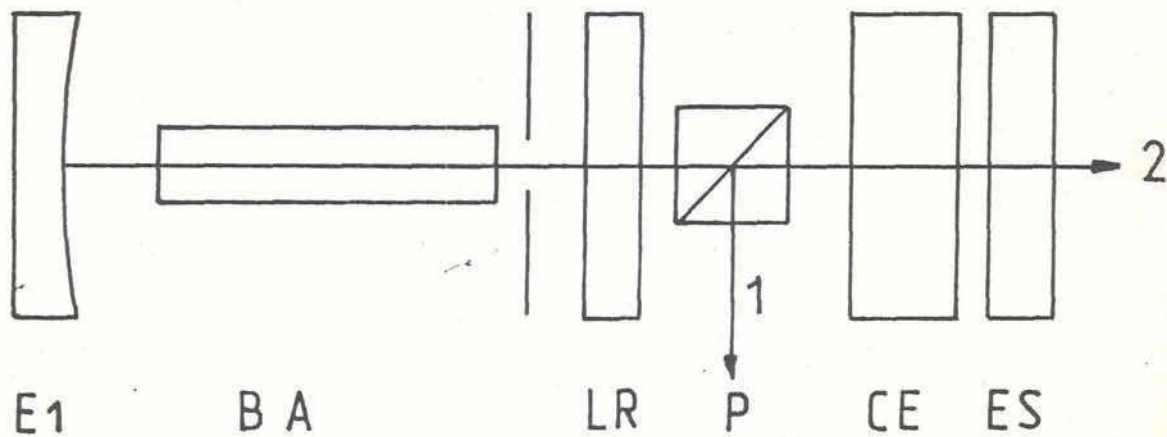
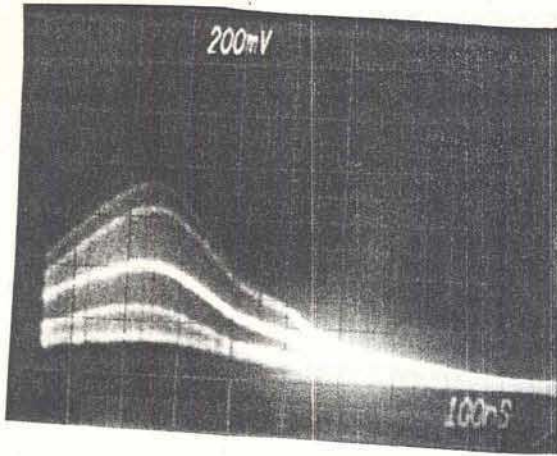


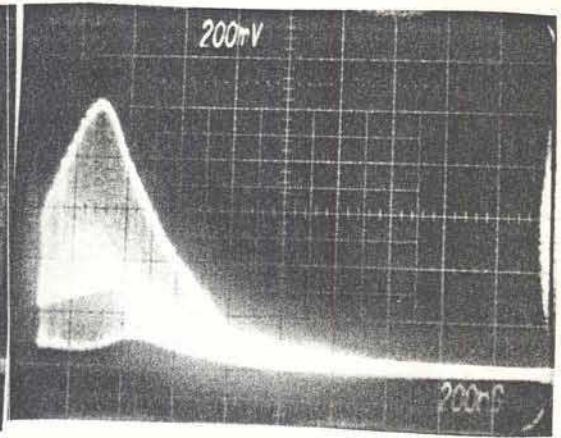
Figura 5.2

Esquema de cavidad estable armada para estudiar la aparición de un espejo no lineal en la celda de enfoque. E1: Espejo convergente de 2 m. BA: Barra amplificadora de vidrio Nd. LR: Lámina retardadora de cuarto de onda. P: Polarizador tipo Glann. CE: Celda de enfoque. ES: Espejo serreflector de salida.

Se registró la salida que se obtiene por el polarizador - 1 - y por el espejo de salida - 2 -.

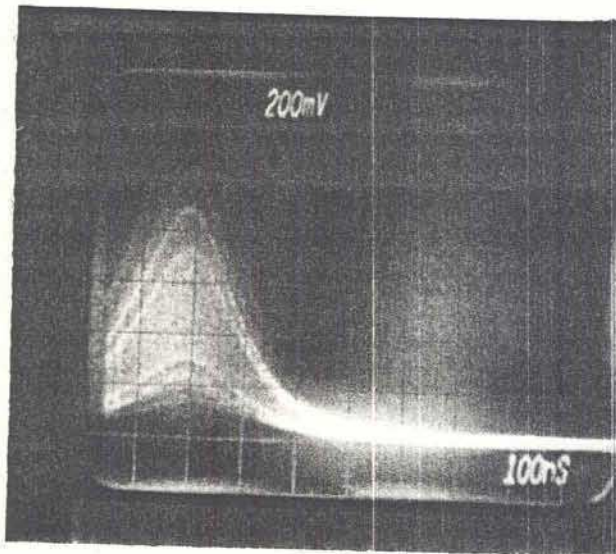


1

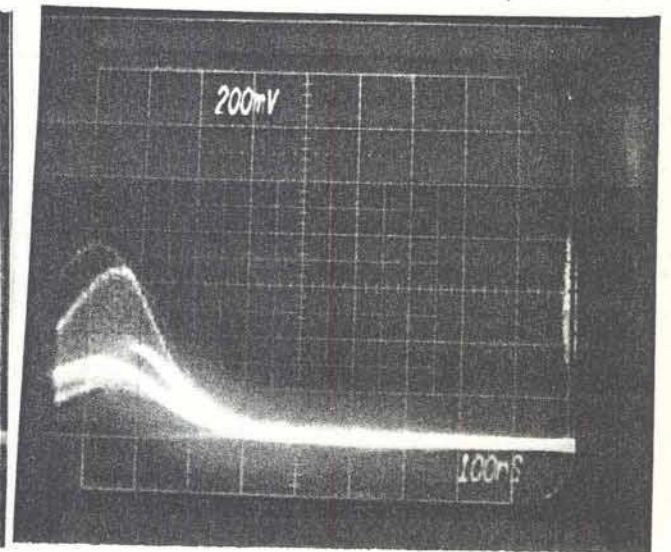


2

a

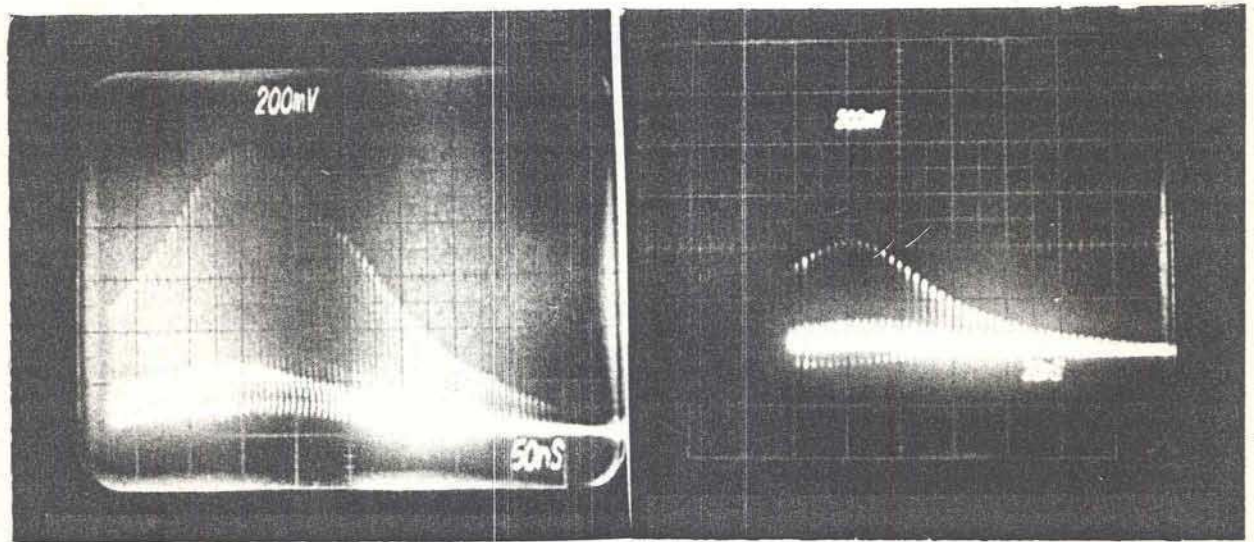


1



2

b



1

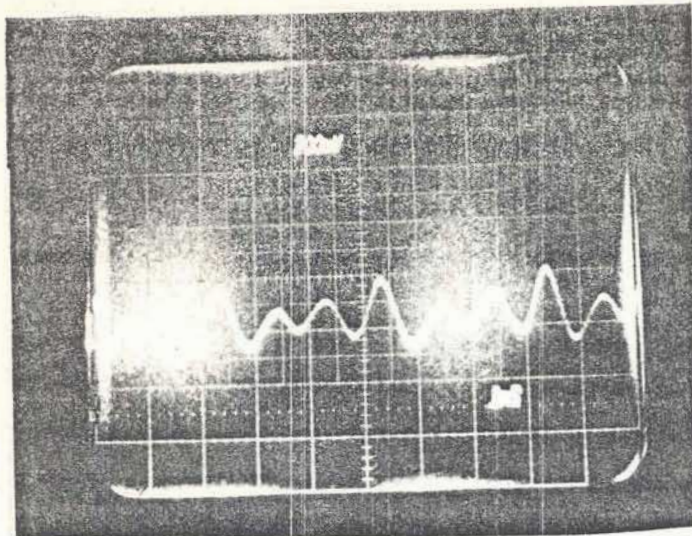
2

c

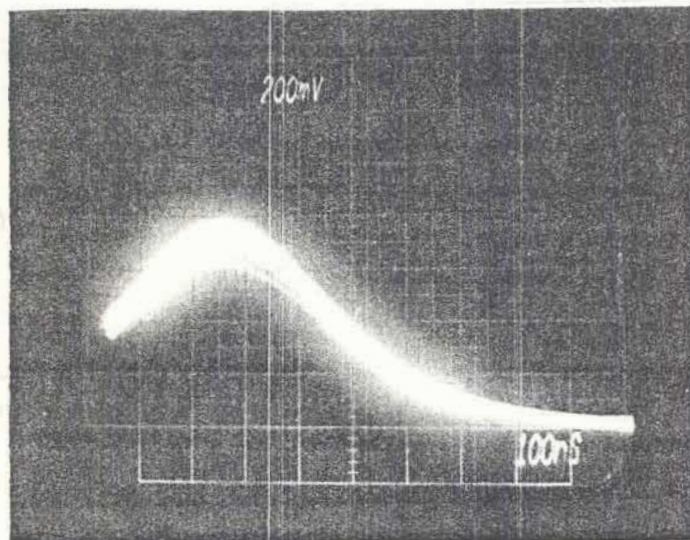
Fotografía 5.8

Ensayo con la celda de enfoque en una cavidad estable similar a la mostrada en la figura 5.3. Serie de resultados obtenidos para diferentes valores de reflectividad del espejo de salida. Se registró la emisión de salida a través del polarizador (1) y por el espejo semirreflector (2).

a- Espejo de 50% b- Espejo de 66% c- Espejo de 94%



a



b

Fotografía 5.9

a- Detalle en una escala temporal muy expandida de la emisión obtenida con la celda de enfoque en una cavidad estable. Se observa que los pulsos están separados por el tiempo de recorrido de la radiación por la cavidad (6 ns). Escala horizontal 2 ns/div.

b- Emisión obtenida sin la celda de enfoque. Se observa la desaparición de la modulación que caracteriza el caso anterior.

En todos los casos ensayados, con reflectividades entre 50% y 94%, las características de la emisión por el polarizador y el espejo semirreflejante fué similar, con lo cual puede concluirse que que no se forma ningún espejo no lineal en la celda. La aparición de este efecto se hubiese manifestado como un angostamiento en la emisión por el espejo de salida debido a una cambio de la reflectividad de éste por la intensidad.

Un cálculo preliminar permite justificar esta presunción. Si se hace la aproximación de considerar que la reflectividad del espejo no lineal es similar a la de una multicapa, para incidencia normal se tiene:

$$R = \left(\frac{1 - (n_H/n_L)^{2p} (n_H^2/n_S)}{1 + (n_H/n_L)^{2p} (n_H^2/n_S)} \right)^2 \quad 5.3$$

donde p es el número de capas, n_H es el índice mayor, n_L es el índice menor y n_s es el índice del substrato. Se puede evaluar la reflectividad en este caso tomando como n_L el índice del SALOL y $n_H = n_L + \delta n$, donde la variación de índice está dada por la intensidad según la formula 2.15. Tomando el caso extremo de que se forme una estructura periódica de un espesor igual a la longitud de coherencia de la radiación (5 mm aproximadamente), se tendrían 10^4 capas, lo que produciría una reflectividad de aproximadamente $8 \cdot 10^{-4}$, o sea totalmente despreciable.

La modulación que se observa cuando se coloca la celda de enfoque puede explicarse del siguiente modo: con la configuración estable que se describió, se obtuvo una potencia pico del orden de 60 kW dentro de la cavidad resonante. Este valor se midió con el fototubo de vacío que está calibrado en energía. Dada esta

potencia dentro de la cavidad, la celda de enfoque se comporta como una lente convergente con una distancia focal de aproximadamente 0.5 m. Esta lente convergente adicional dentro de la cavidad, hace que ésta adopte una configuración inestable debido a las pérdidas por difracción que introduce, por lo cual la intensidad disminuye, produciendo un pulso muy corto. Este efecto sería similar al que se obtiene en la técnica de "mode-locking" pasivo con la saturación del absorbente saturable con una diferencia cualitativa. En este sistema se introduce una pérdida que corta la emisión en altas densidades de energía, mientras que en el caso de "mode-locking" pasivo, cuando se "blanquea" el absorbente saturable se produce un "Q-switch" simultáneo que en el sistema de autoenfoco no aparece.

CAPITULO VI

El presente capítulo está dedicado a encontrar las ecuaciones de diseño del láser. Esto es, un conjunto de ecuaciones que permitan determinar a priori el valor de los parámetros fundamentales de funcionamiento y predecir su comportamiento. También se calculará usando este conjunto de ecuaciones la condición de segundo umbral para distintos medios amplificadores y configuraciones de cavidad discutidas en este trabajo.

1-ECUACIONES DE DISEÑO

La condición de funcionamiento en pulsos cortos está dada por la necesidad de que el sistema pase el segundo umbral definido en el capítulo II. Con la idea de obtener ecuaciones más útiles, se utilizarán parámetros adimensionales.

La densidad de fotones adimensional

$$\mu = \frac{\beta h \nu}{|g_0 - 1|} \phi \quad 6.1$$

y el número de pasajes por la cavidad

$$k = t / T_{cav} \quad 6.2$$

definen las ecuaciones de balance 2.25 como:

$$\frac{d\mu}{dk} = (G - P - \Gamma) \mu \quad 6.3a$$

$$\frac{dG}{dk} = W - |g_0 - 1| \frac{\mu \sigma G}{\beta h \nu} T_{cav} \quad 6.3b$$

Con estos parámetros adimensionales, el g en función de la intensidad es:

$$g = g_0 - |1 - g_0| \mu \quad 6.4$$

Durante la etapa de amplificación lineal, podemos considerar que:

$$G = G_0 + Wk \quad 6.5a$$

$$P = P_0 - b\mu \quad 6.5b$$

Si se reemplaza en la ecuación 6.3a las expresiones 6.5a y 6.5b se obtiene una ecuación para la evolución de la densidad de fotones que es válida para la primera etapa de amplificación lineal:

$$\frac{d\mu}{dk} = (Wk + b\mu) \mu \quad 6.6$$

donde se utilizó la condición de umbral $G_0 - P_0 - \Gamma = 0$. Haciendo en 6.6 el reemplazo $x = b\mu$ se obtiene la ecuación:

$$\frac{dx}{dk} = x (Wk + x) \quad 6.7$$

La ecuación 6.7 se resolvió numéricamente. Los resultados en función de k para diferentes valores de x_0 y W están graficados en las figuras 6.1-6.4.

La figura 6.1 muestra el $\log(x + Wk)$ en función el número de pasajes, lo cual representa la evolución de la ganancia neta en

función del tiempo. Se graficó para diferentes valores de la densidad de fotones x_0 . Se ve en el gráfico un cambio en la pendiente (un aumento en la ganancia debida a la saturación de las pérdidas) para un valor de k prácticamente coincidente en los cuatro casos graficados. De esto se desprende que el momento en el cual comienza la etapa de saturación de las pérdidas es poco sensible al valor inicial de la densidad de fotones. La figura 6.2 muestra la evolución de x en función de k para diferentes valores de x_0 . Reproduce la etapa lineal y tiene un comportamiento similar al que se obtuvo para ϕ en el capítulo III.

Por el contrario, tanto x como $(x + Wk)$ son fuertemente dependientes del coeficiente de bombeo W , como puede verse en las figuras 6.3 y 6.4. En la figura 6.3 se ve que el final de la etapa lineal, definida como el punto donde bruscamente cambia la pendiente del gráfico ocurre para valores muy diferentes de k según el valor de W . Asimismo, la evolución de x en función de k tiene comportamiento muy diferente para distintos valores de W .

De estas resoluciones numéricas se desprende que el parámetro dominante en la etapa lineal es el bombeo W . Para obtener un juego de ecuaciones útiles, se buscará una expresión que permita calcular el número de pasajes k_{sat} en el cual comienza la etapa de saturación de las pérdidas.

Reemplazando en la ecuación 6.7 $\alpha = 1/x$ se tiene:

$$\frac{d\alpha}{dk} = -Wk\alpha - 1 \quad 6.8$$

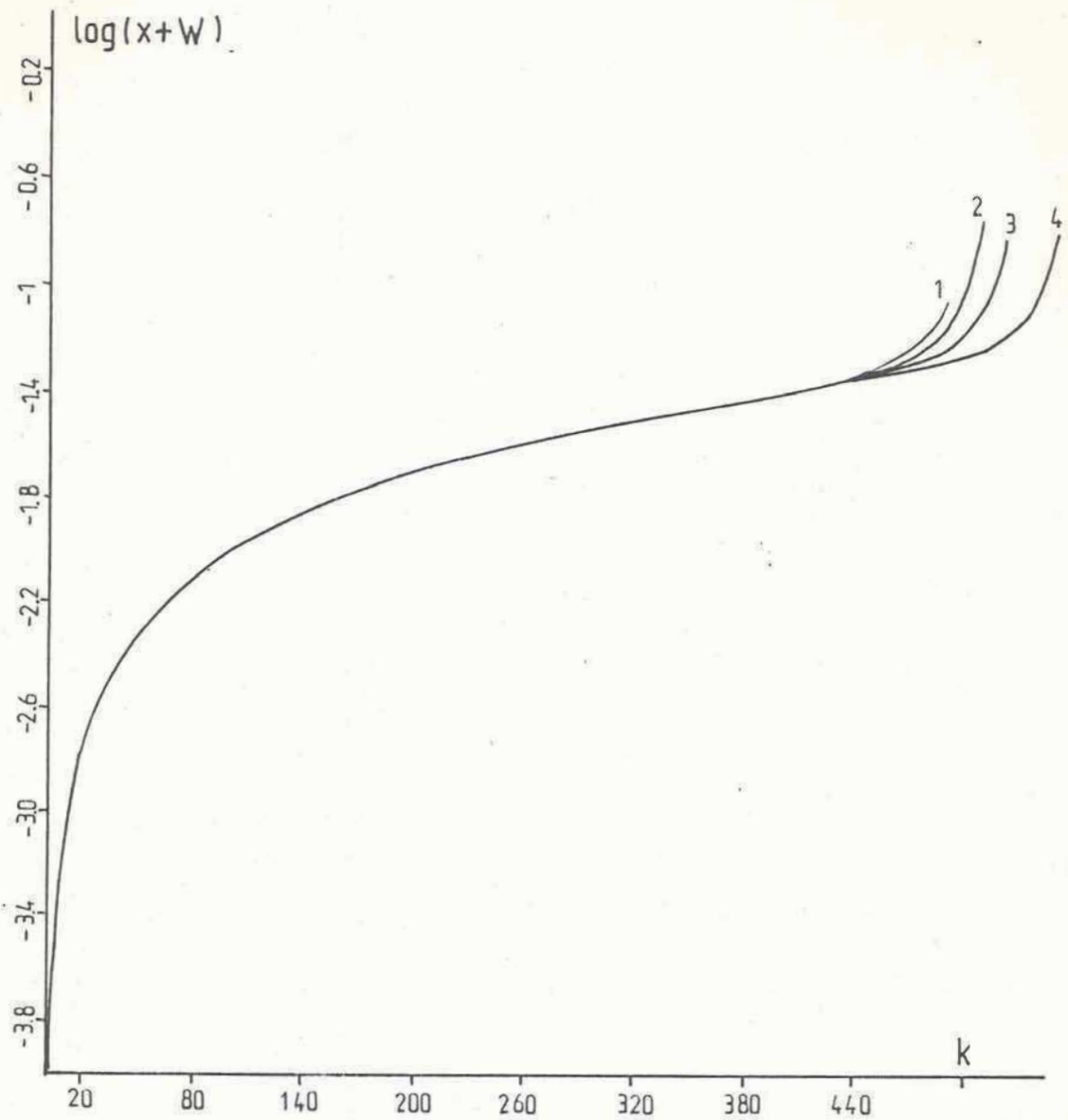


Figura 6.1

Solución de la ecuación 6.7. Evolución de la ganancia neta $(x+Dk)$ en función del tiempo para diferentes valores de la densidad inicial de fotones (x_0) .

1: $x_0 = 12 \cdot 10^{-8}$.

2: $x_0 = 8 \cdot 10^{-8}$

3: $x_0 = 4 \cdot 10^{-8}$.

4: $x_0 = 10^{-8}$

En todos los casos se consideró $W = 10^{-4}$

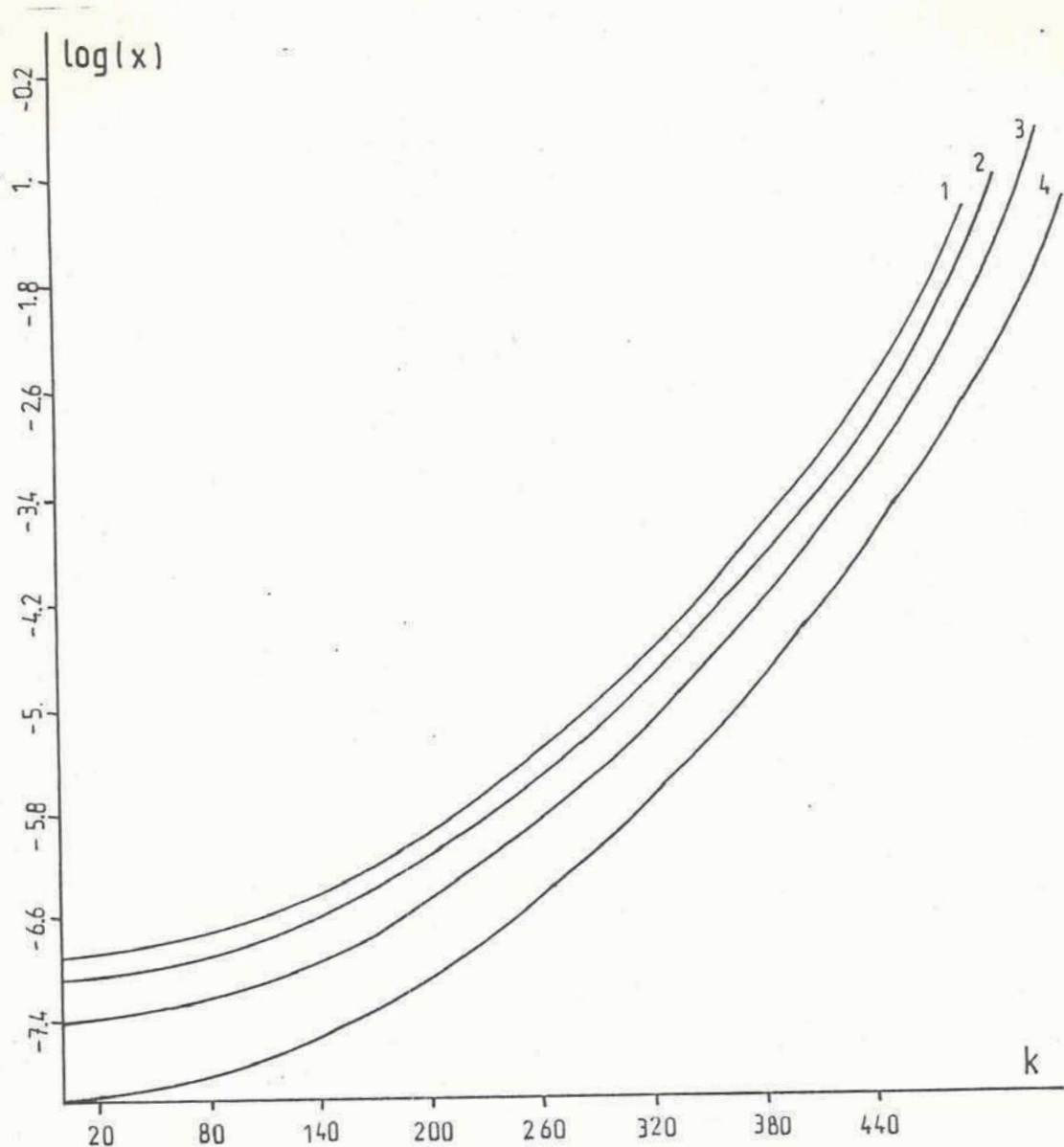


Figura 6.2

Solución de la ecuación 6.7. Evolución temporal de la densidad de fotones (x) para diferentes valores de la densidad inicial de fotones (x_0).

1: $x_0 = 12 \cdot 10^{-8}$.

2: $x_0 = 8 \cdot 10^{-8}$

3: $x_0 = 4 \cdot 10^{-8}$.

4: $x_0 = 10^{-8}$

En todos los casos se consideró $W = 10^{-4}$

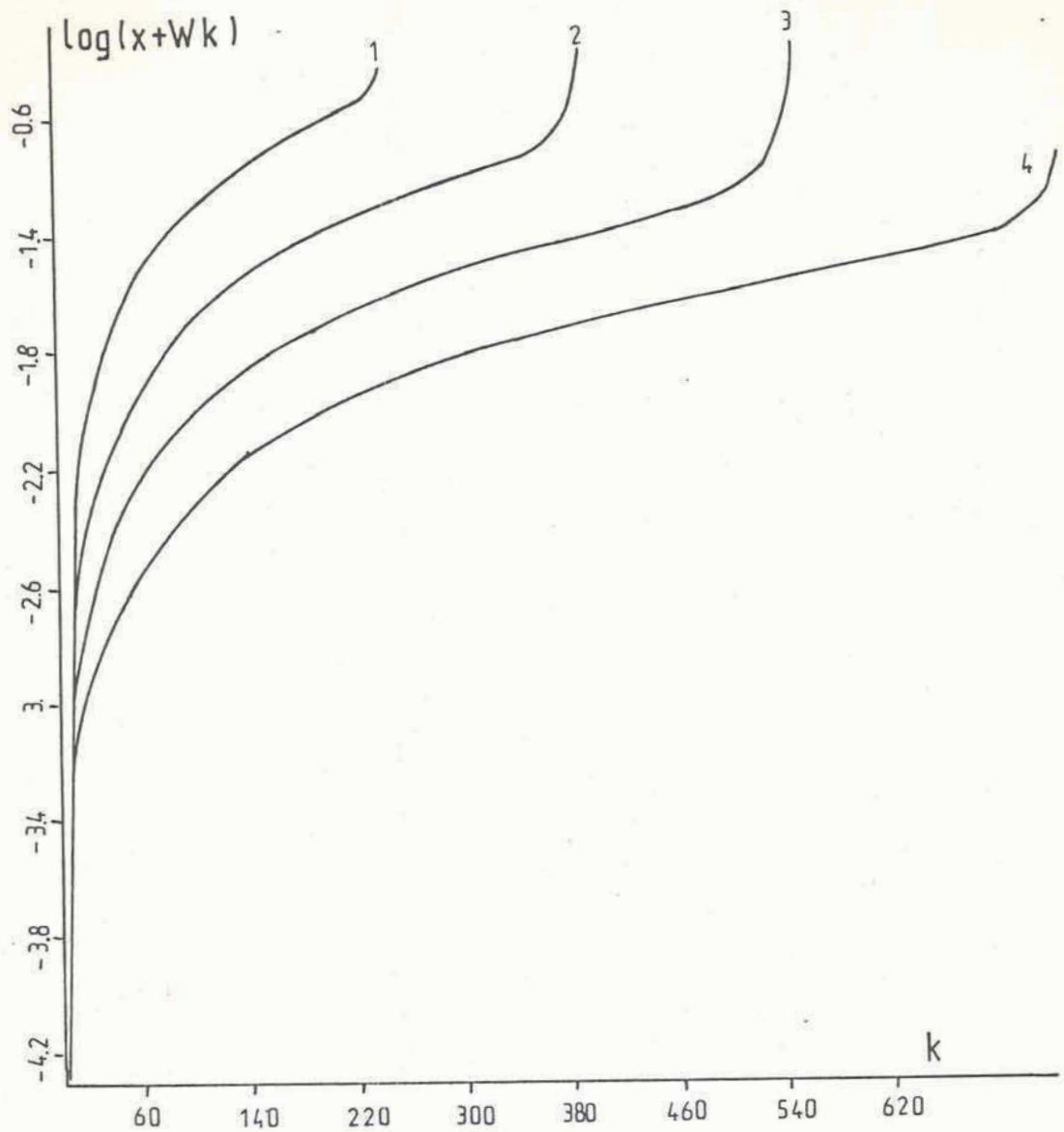


Figura 6.3

Solución de la ecuación 6.7. Evolución de la ganancia neta $(x+Dk)$ en función del tiempo para diferentes valores del coeficiente de bombeo D .

1: $D = 5 \cdot 10^{-4}$

2: $D = 2 \cdot 10^{-4}$

3: $D = 10^{-4}$

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

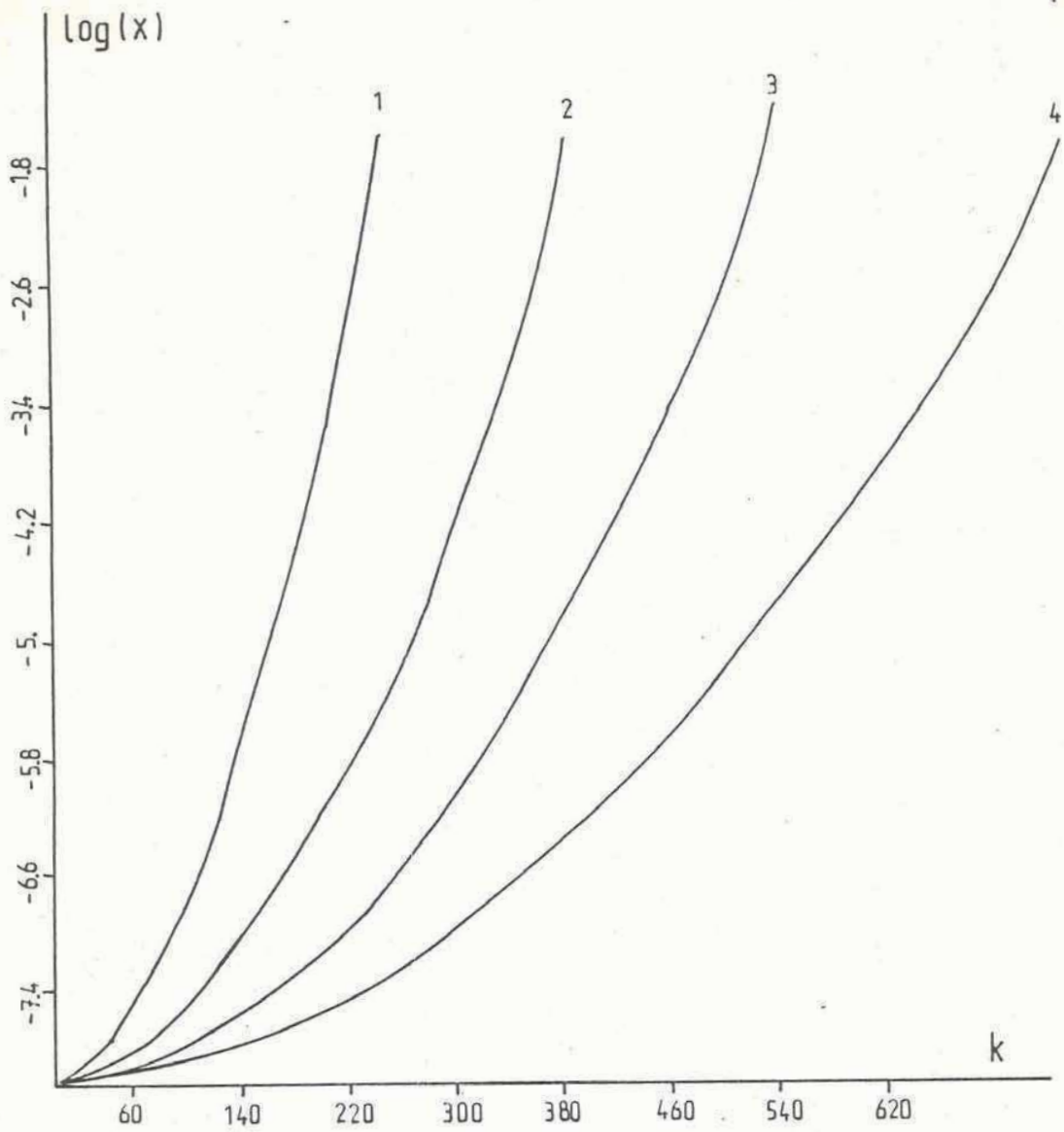


Figura 6.4

Solución de la ecuación 6.7. Evolución de la densidad de fotones (x) en función del tiempo para diferentes valores del coeficiente de bombeo D .

1: $D = 5 \cdot 10^{-4}$

2: $D = 2 \cdot 10^{-4}$

3: $D = 10^{-4}$

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

Integrando esta ecuación se tiene

$$\alpha = \exp\left(-\frac{W k^2}{2}\right) \left[-\int_0^k \exp\left(\frac{W k'^2}{2}\right) dk' + \alpha_0 \right] \quad 6.9$$

Una primera estimación para evaluar el momento de saturación es pedir que en la ecuación 6.6 el incremento debido al bombeo y a las pérdidas por difracción sean del mismo orden. Esto es decir que $Wk = b\mu$. Con esta aproximación la ecuación 6.9 se reduce a:

$$-Wk \exp\left(-\frac{Wk^2}{2}\right) \int_0^k \exp\left(\frac{Wk'^2}{2}\right) dk' + \frac{Wk}{x_0} \exp\left(-\frac{Wk^2}{2}\right) = 1 \quad 6.10$$

Haciendo el reemplazo $t^2 = W k'^2/2$ se llega a

$$-\sqrt{2W} k \exp\left(-\frac{Wk^2}{2}\right) \int_0^{\sqrt{\frac{W}{2}} k} e^{t^2} dt + \frac{Wk}{x_0} \exp\left(-\frac{Wk^2}{2}\right) = 1 \quad 6.11$$

El término

$$\exp\left(-\frac{Wk^2}{2}\right) \int_0^{\sqrt{\frac{W}{2}} k} e^{t^2} dt$$

es una integral de Dawson, que está tabulada en la pag 311 de la ref 1 para diferentes valores de $\sqrt{W/2} \cdot k$.

Se tiene entonces:

$$-\sqrt{2W} k D\left(\sqrt{\frac{W}{2}} k\right) + \frac{Wk}{x_0} \exp\left(-\frac{Wk^2}{2}\right) = 1 \quad 6.12$$

Usando el valor asintótico para la integral de Dawson $D(x)$, puede ponerse $D(x) = 0.5197/x$ para $x > 4.5$. Usando esta aproximación se obtiene

$$-1.04 + \frac{Wk}{x_0} \exp\left(-\frac{Wk^2}{2}\right) = 1 \quad 6.13$$

de donde puede derivarse una expresión para k_{sat} . Esta es:

$$k_{sat} = \sqrt{\frac{2}{W} \ln\left(\frac{Wk}{2.04 x_0}\right)} \quad 6.14$$

La ecuación 6.14 puede resolverse por iteraciones variando el bombeo (ya se ha dicho que éste es el parámetro dominante en la ecuación). La solución de 6.14 en función de W está en la figura 6.5 para distintos valores de x_0 . El gráfico de la figura 6.5 permite calcular el momento en el cual el sistema termina la etapa de amplificación lineal a partir del conocimiento del parámetro de bombeo. Se compararon los valores de k_{sat} obtenidos por medio de la ecuación 6.14 con aquellos que se obtienen del gráfico 6.3 a partir del punto en el cual se produce la inflexión de la curva. Los valores obtenidos son coincidentes como puede verse en la figura 6.5 con un error no mayor que 5%.

Para completar el conjunto de ecuaciones, es necesario estimar el término b de la ecuación 6.5b que entra en la definición de x . Para ello se calcula

$$\frac{dP}{d\mu} = \frac{\partial P}{\partial g} \frac{\partial g}{\partial \mu} = \frac{\partial P}{\partial g} \left| (1 - g_0) \right| \quad 6.15$$

usando la expresión de g dada en 6.4. A partir de la definición de P en función de g dada en las ecuaciones 2.10 y 2.11, se llega a la siguiente expresión

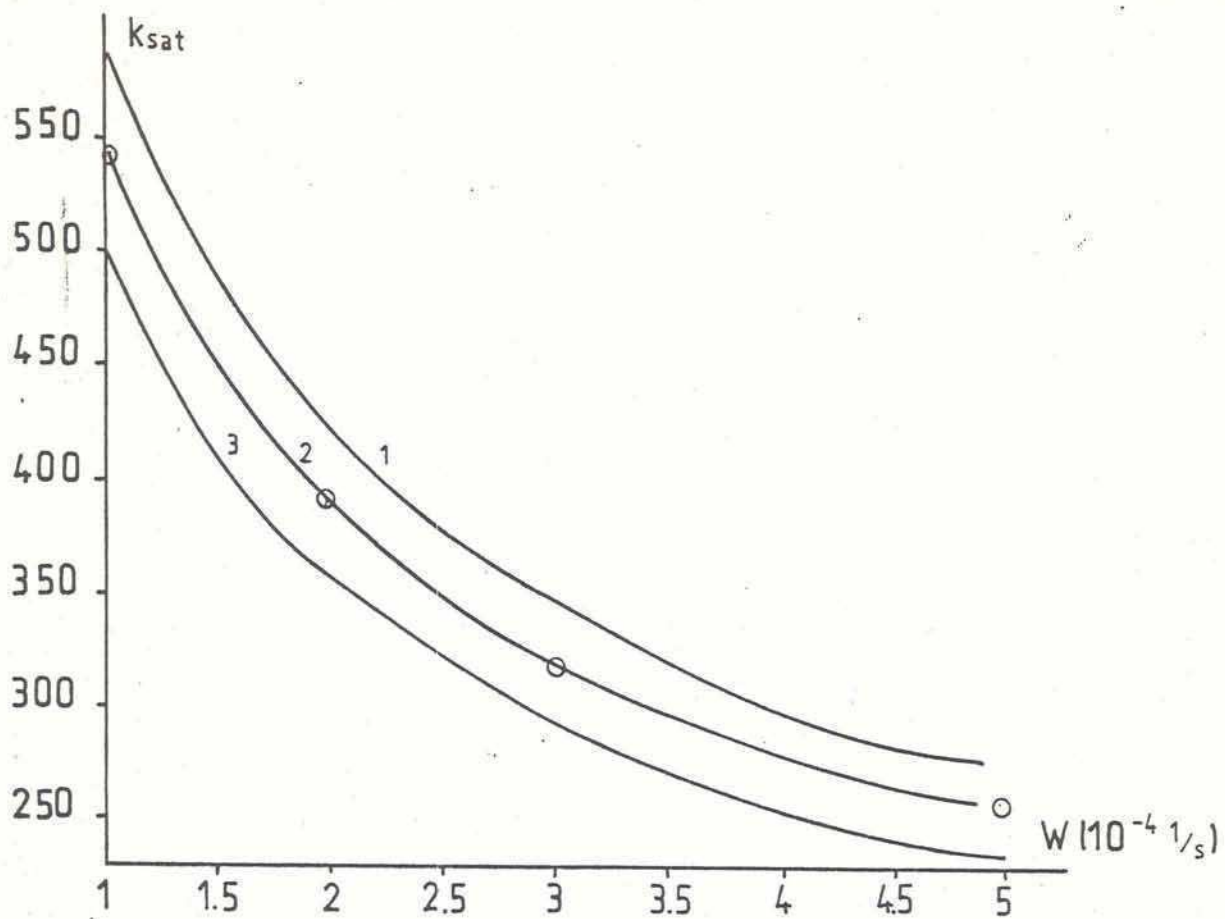


Figura 6.5

Solución de la ecuación 6.14 por iteraciones sucesivas. Se grafica el número de pasajes para el cual el sistema entra en la etapa de saturación de las pérdidas k_{sat} en función del coeficiente de bombeo D .

1: $x_0=10^{-7}$ 2: $x_0=10^{-8}$ 3: $x_0=10^{-7}$

Los círculos son los valores de k_{sat} obtenidos a partir de la figura 6.3.

$$\frac{dP}{d\mu} = \frac{2}{\sqrt{\frac{g_0^2 - 1}{(1 - g_0)^2} + \frac{2g_0\mu}{1 - g_0} + \mu^2}} \quad 6.16$$

La expresión 6.16 en la etapa de interés puede simplificarse suponiendo $\mu \ll 1$ en la siguiente:

$$\frac{dP}{d\mu} = - \sqrt{\frac{4(g_0 - 1)}{g_0 + 1}} = -b \quad 6.17$$

Con esta ecuación se completa el conjunto necesario para diseñar un láser con Q-switch por autoenfoco. Las ecuaciones necesarias serán:

$$G = G_0 + Wk \quad 6.18a$$

$$P = 2 \ln \left\{ \left| g_0 + (1 - g_0)\mu \pm \sqrt{g_0^2 - 1} \right| \right\} \quad 6.18b$$

$$\frac{1}{b\mu} = \left\{ \frac{\exp(-Wk^2/2)}{b\mu_0} - \sqrt{\frac{2}{W}} \mathbf{D}\left(\sqrt{\frac{W}{2}} k\right) \right\} \quad 6.18c$$

En el conjunto de ecuaciones 6.18, el factor k se obtiene a partir de 6.14 y el b con la ecuación 6.17. En la ecuación 6.18b, hay que usar el signo $+$ o $-$ según si se trabaja en la configuración de rama positiva o negativa respectivamente. Con este conjunto de ecuaciones, se puede evaluar la condición de segundo umbral, que en función de parámetros adimensionales se expresa como

$$\frac{\sigma T_{cav}}{\beta h \nu} \left| (g_0 - 1) \right| \frac{G \mu}{W} - \frac{2(G - P - \Gamma) \mu}{\sqrt{\frac{g_0 + 1}{g_0 - 1}} W} < 1 \quad 6.19$$

Como ejemplo, se utilizarán las ecuaciones 6.18 para comprobar la condición 6.19 con los parámetros correspondientes al sistema

de vidrio-Nd que se utilizó en los ensayos experimentales. Los parámetros iniciales son: $G_0 = 1.3$, $W=10^{-4}$, $\beta=10^{-8}$ cm²/W, $\phi_0 = 10^{18}$ cm⁻²s⁻¹, $g_0=1.016$, $\sigma = 0.4 \cdot 10^{-17}$ cm² y $T_{cav} = 6$ ns. Con estos valores iniciales se obtiene $b = 0.178$, $\mu_0 = 1.156 \cdot 10^{-7}$, y $k_{sat} = 530$. Reemplazando estos valores en las ecuaciones 6.18 se tiene:

$$G = 1.353$$

$$\mu = 0.273$$

$$P = 0.349$$

y con estos valores, la ecuación 6.19 se cumple holgadamente:

$$7 - 145 < 1$$

con lo cual se asegura que se cumple la condición de segundo umbral en el momento en que se comienza a saturar las pérdidas.

Si en cambio el medio amplificador utilizado es un cristal de YAG:Nd, se llega a que la condición 6.19 no puede cumplirse. Para este medio amplificador se tiene $G_0=8$, $W = 10^{-3}$, $T_{cav}=6$ ns, $\beta=10^{-8}$ cm²/W, $\phi_0= 10^{18}$ cm⁻²s⁻¹, $g_0=15$, y $\sigma = 8.8 \cdot 10^{-17}$ cm².

Con estos valores iniciales se obtiene $b = 1.87$, $\mu_0 = 1.32 \cdot 10^{-10}$ y $k_{sat} = 199$. Reemplazando estos valores en las ecuaciones 6.18 se tiene:

$$G = 8.2$$

$$\mu = 0.104$$

$$P = 6.7$$

y reemplazando estos valores en la ecuación 6.19 se tiene:

$$389 - 55 > 1$$

Es decir que en este caso no se cumple la condición de segundo umbral. Esta conclusión es lógica si se observa que para el YAG se tiene un σ 20 veces mayor que para el vidrio. Además hay un factor 800 en el término g_0-1 . El g_0 es 15 veces mayor debido a que el YAG admite mayores pérdidas por difracción porque tiene una ganancia por pasaje del orden de 20 veces mayor que en el caso del vidrio Nd. Esto hace que el término que representa el decremento de la ganancia por emisión estimulada (el primer término de la ecuación 6.19), sea siempre mayor que el incremento de la pérdida por difracción representado por el segundo término de la ecuación 6.19. O sea que debido a su mayor ganancia, el YAG satura antes la amplificación que las pérdidas y no entra en la segunda etapa descrita en el parágrafo III.1.

Por último es ilustrativo calcular la condición de segundo umbral en el caso en que se trabaja con un amplificador de vidrio Nd pero en una configuración de cavidad en la rama negativa. En este caso los parámetros del medio amplificador ya están dados. La diferencia estriba en el valor del parámetro de cavidad g . En este caso es $g_1 = -0.016$, $g_2 = 0.492$ y con estos valores se obtiene

$g_0 = -1.016$. Con este valor de g_0 se obtiene $b = 22.45$, $\mu_0 = 9.17 \cdot 10^{-10}$ y $k_{\text{max}} = 530$. Reemplazando estos valores en las ecuaciones 6.18 se tiene

$$G = 1.353$$

$$\mu = 0.002$$

$$P = 0.301$$

En este caso la diferencia fundamental con la configuración de rama positiva aparece en el término $\partial g / \partial \phi$ que incluye al coeficiente no lineal β . Según la definición de β usando $L = 1.016$ m se llega a $\beta = 3.3 \cdot 10^{-10}$ cm²/W. Reemplazando los valores obtenidos en la ecuación 6.19 se obtiene:

$$214 - 134 > 1$$

En la configuración de cavidad para rama negativa no se llega a cumplir la condición de segundo umbral. Esto es debido a la disminución del término $dP/d\mu$ en un factor 1/100 como ya se aclaró en el capítulo III.

CONCLUSIONES

En el presente trabajo se demostró teórica y experimentalmente un nuevo método para conmutar la ganancia en cavidades de oscilación láser que permite obtener radiación en pulsos cortos de alta potencia.

El método presentado es pasivo. Tiene por ello las ventajas típicas de los métodos de modulación pasiva frente a los de modulación activa y además agrega otras ventajas que se enumeraron a lo largo del trabajo:

-Como utiliza el efecto de autoenfoque que depende sólo de la intensidad del campo eléctrico, no está restringido en la longitud de onda del láser utilizado (como sucede con los absorbentes saturables). Por ello puede usarse con cualquier medio amplificador que emita dentro del espectro de transmisión del producto siempre y cuando las características del medio amplificador admitan la emisión de un pulso gigante.

-Los productos que se utilizan para producir autoenfoque son químicamente estables y de este modo se asegura un sistema confiable con el tiempo, en lugar de los sistemas con absorbente saturable que se degradan periódicamente.

-Como la emisión se produce a partir de una cavidad inestable, se ve favorecida la generación de modos de perfil espacial suave. La aparición de filamentos con grandes concentraciones de energía entran rápidamente en pérdida. Esta es una diferencia cualitativa con los absorbentes saturables, ya que en estos, los filamentos tienen menor pérdida pues saturan más fácilmente al

colorante y por lo tanto son amplificadas.

-El producto que resultó ser más adecuado luego de los ensayos experimentales (SALOL) tiene la gran ventaja adicional de ser totalmente atóxico.

-El índice de refracción de segundo orden y el tiempo de respuesta del medio no lineal pueden cambiarse dentro de un dado rango, permitiendo controlar uno de los grados de libertad del sistema.

Para el estudio completo del método de modulación se plantearon dos modelos a partir de los cuales se realizaron simulaciones numéricas. El primero considerado utiliza la aproximación de modos gaussianos y la aproximación geométrica de trazado de rayos. Con este primer modelo simple se obtuvieron simulaciones numéricas del funcionamiento en dos regímenes bien diferenciados:

1- Cuando se saturaban las pérdidas, se obtuvieron pulsos cortos con un ancho a la mitad del valor máximo variable entre 96ns y 50ns, según los valores iniciales de los parámetros que gobiernan el comportamiento dinámico del sistema. La densidad de fotones alcanzó en este caso un valor máximo de aproximadamente $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Estos valores predicen por lo tanto una potencia de 600 a 700 kW.

2- Cuando no se saturan las pérdidas se obtiene un pulso de 400ns y con una intensidad máxima unas veinte veces menor.

En el caso 1 en que se produce un pulso gigante, se verificó este comportamiento con un amplio rango de variación para el parámetro inicial de la cavidad g_0 y el parámetro no lineal .

Los ensayos experimentales mostraron una perfecta concordancia con las predicciones del modelo simplificado. Se observó emisión láser con pulsos únicos del tipo "Q-switch" de un ancho variable entre 80ns y 45ns y con una potencia media de 500 kW. El sistema ensayado mantuvo la misma característica de emisión en pulsos de alta potencia coincidiendo tanto en el ancho del pulso como en la potencia con las predicciones del modelo.

La dinámica de funcionamiento del sistema "Q-switch" por autoenfoco predice un rango de intensidades en el cual se produce la conmutación en la ganancia y además una limitación en la potencia de los pulsos emitidos. Esto se pudo comprobar experimentalmente ya que con las diferentes configuraciones y diferentes amplificadores ensayados (de mayor volumen) se obtuvo la misma potencia.

Una segunda etapa consistió en mejorar el modelo, describiendo ahora a la cavidad resonante mediante la teoría de difracción usando la integral de Kirchhoff-Fresnel. Se obtuvo la expresión para el propagador de la cavidad y con ella se realizó una simulación numérica para obtener los modos propios de la cavidad pasiva para distintos valores de intensidad. Con este programa más completo, se obtuvo como resultado principal el coeficiente de pérdidas por difracción en función de la intensidad en la cavidad. Estos resultados son cualitativamente los mismos que se obtienen con el modelo simplificado de modo gaussiano y por lo tanto justifican plenamente la aproximación hecha en primera instancia. Como se estudió un sistema pulsado, nunca se obtiene un modo propio, ya que estos corresponden a una solución

estacionaria. El modelo más realista que describe el funcionamiento del láser debería considerar el propagados de la cavidad junto con las ecuaciones de balance y seguir la evolución temporal del perfil espacial de intensidades a lo largo de aproximadamente 500 pasajes. Este cálculo no se realizó por dos razones:

a) El programa que calcula el propagador de la cavidad tiene un tiempo de procesamiento de aproximadamente 90 minutos para hacer del orden de veinte pasajes. Por consiguiente, una simulación donde deben cumplirse 500 o más pasajes tendría un tiempo de procesamiento tan largo que lo hace impracticable con los medios disponibles.

b) El modelo simplificado tiene un comportamiento cualitativo similar al modelo que calcula el propagador, y fundamentalmente las predicciones del modelo simplificado son perfectamente concordantes con los resultados experimentales.

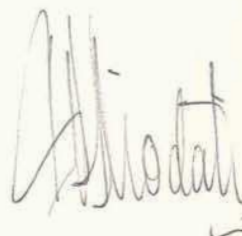
Por último, se hallaron un conjunto de ecuaciones que permiten evaluar a priori los parámetros de funcionamiento y que permiten diseñar un sistema "Q-switch". Las ecuaciones de diseño usan aproximaciones compatibles con los resultados numéricos de los modelos desarrollados. Estas ecuaciones tienen como principal finalidad la de evaluar los parámetros que entran en la condición de pulso gigante o segundo umbral al final de la etapa de amplificación lineal. Debido a la característica de saturación de las pérdidas (que disminuyen monótonamente con la intensidad), el hecho de que la condición de segundo umbral se cumpla al final de la etapa lineal, asegura que también se cumpla en las

siguientes etapas de la evolución del pulso.

Los pulsos cortos que se obtienen con este método de modulación, como ya se explicó, están naturalmente limitados en su energía y en principio poseen un perfil espacial suave, por lo que son adecuados para su posterior amplificación. Finalmente cabe destacar que este sistema de modulación minimiza la utilización de componentes importadas y la tecnología asociada y además resultó ser más confiable que los métodos de modulación pasiva conocidos.



Tesista



Director.

REFERENCIAS

1. M. ABRAMOWITZ e I. Stegun. Handbook of Mathematical Functions. Dover Publications, Inc., New York
2. R. R. ALFANO, N. H. Schiller y G. A. Reynolds. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. QE-17. No 3. Marzo 1981.
3. F. T. ARECCHI y E. O. Schulz-Dubois, North Holland Publishing Company- Amsterdam. Laser Handbook
4. D. C. BRAUN. High Peak Power Nd:Glass Laser Systems. Springer Series in Optical Sciences. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York. 1981
5. L. W. CASPERSON. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol QE-10 , No 9, Sept. 1974
6. R. J. COLLIER, C. B. Burckhardt y L. H. Lin. Optical Holography. Academic Press, New York and London. 1971
7. J. C. COMLY, A. Yariv y E. M. Garmire. Applied Physics Letters. Vol. 15, No5. Septiembre 1969
8. T. Y. CHANG. Optical Engineering. Vol. 20, No 2. Marzo/Abril 1981
9. L. DAHLSTROM. Optics Communications. Vol.4, No4. Diciembre 1971
10. L. DAHLSTROM. Optics Communications. Vol. 7. No 1. Enero 1973
11. F. P. DIODATI, D. E. Martínez y M. C. Marconi. Nota Técnica No521. CITEFA.
12. A. J. DUERINCKX, H. A. Vanherzeele, J. L. Van Eck y A. E. Siegman. IEEE, Journal of Quantum Electronics. Vol. QE-14, No12. Diciembre 1978.
13. A. G. FOX y T. Li. The Bell System Technical Journal. Vol XL, No2. Marzo 1961
14. A. G. FOX y Tingye Li. Proceedings of the IEEE. Enero 1963. Pag 80.
15. G. GIRARD y M. Michon. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. QE 11, No 1. 1975.
16. E. G. HANSON, Y. R. Shen y G. K. L. Wong. Applied Physics. Vol 14, No65. 1977
17. R. W. HELLWARTH, A. Dwyong y N. George. Physical Review A. Vol.4, No6. Diciembre 1971
18. P. P. HO y R. R. Alfano. Journal of Chemical Physics. Vol. 67, No3. Agosto 1977

19. P. P. HO y R. R. Alfano. Physical Review A. Vol. 20, No5. Noviembre 1979
20. P. P. HO, P. Y. Lu y R. R. Alfano. Physical Review A. Vol. 21, No 5. Mayo 1980
21. P. P. HO y R. R. Alfano. Chemical Physics Letters. Vol. 20, No1. 15 Agosto 1977
22. P. P. HO, P. Y. Lu y R. R. Alfano. Optics Communications. Vol 30, No 3. Septiembre 1979
23. R. HSU y Y. Shen. Applied Optics. Vol. 21. No 4. 15 julio 1982
24. P. KAFALAS, J. J. Masters, E. M. E. Murray. Journal of Applied Physics. Vol. 35, No8. Agosto 1964
25. W. KOECHNER. Solid State Laser Engineering. Springer Verlag New York- Heiderberg Berlin. 1976
26. H. KOGELNIK y T. Li. Applied Optics No5. Pag. 1550. 1966
27. B. KOPAINSKY y W. Kaiser. Optics Communications. Vol 32 No 3. Marzo 1980.
28. R. LANDAUER. Physics Letters. Vol 25A, No 6. 25 Set. 1967
29. A. LITVINENKO y S. Odoulov. Optics Letters. Vol 9 No3. Marzo 1984
30. M. C. MARCONI, D. E. Martínez y F. P. Diodati. Optics Letters. No 10, Agosto 1985
31. J. P. MARKIEWICZ y J. L. Emmett. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. QE-2, No11. 1966
32. D. E. MARTINEZ y L. E. Valle. Nota Técnica No 513. CITEFA.
33. D. E. MARTINEZ. Generación de Pulsos Ultracortos con Acople Perfecto de Modos por una Modulación Pasiva en Láseres Sólidos. Tesis de Doctorado. F. C. E. y N. UBA.
34. P. D. McWANE. Nature. Set. 1966, pag. 1082
35. D. V. MURPHY y Chang. Optics Communications. Vol. 23. No 2. Nov. 1977
36. D. V. G. L. NARASIMHA RAD y S. Jayaraman. Applied Physics Letters. Vol. 23, No10. 5 Noviembre 1973
37. G. H. C. NEW y T. B. O'Hare. Physics Letters. Vol. 68A, No1. 18 Setiembre 1978.
38. G. H. C. NEW. Proceedings of the IEEE. Vol. 67, No3. Marzo 1979

39. Picosecond Phenomena. Editores C. V. Shank, E. P. Ippen y S. L. Shapiro. Springer Series in Chemical Physics 4. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York. 1978.
40. K. SALA , M. C. Richardson y N. R. Isenor. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. QE-13, No 11. Nov. 1977.
41. K. SALA y M. C. Richardson. Physical Review A. Vol. 12, No3. Septiembre 1975
42. A. E. SIEGMAN. Applied Optics. Vol. 13, No 2. Feb. 1974
43. A. E. SIEGMAN. IEEE Journal of Quantum Electronics. Vol. QE 12. No1. Enero 1976
44. A. E. SIEGMAN. Proceedings of the IEEE. Marzo 1965. Pag. 277
45. A. E. SIEGMAN. An Introduction to Lasers and Masers. McGraw Hill Series in the Fundamentals of Electronic Science. 1971
46. B. H. SOFFER. Journal of Applied Physics. Vol. 35, No8. Agosto 1964
47. S. N. VLASOV y V. E. Yashin. Soviet Journal of Quantum Electronics. Vol 11, No 3. Marzo 1981
48. M. J. WEBER, D. Milam y W. L. Smith. Optical Engineering. Vol. 17, No5. Sept-Oct 1978
49. G. K. L. WONG y Y. R. Shen. Physical Review Letters. Vol 30, No19. 7 Mayo 1973
50. G. K. L. WONG y Y. R. Shen. Physical Review Letters. Vol 32, No 10. 11 marzo 1974
51. H. R. Zeller. Physical Review A. Vol. 23, No 3. Mayo 1981
52. G. M. ZVEREV y V. A. Pashkov. Soviet Physics JETP. Vol. 30, No4. Abril 1970

APENDICE 1A

PDP-11 FORTRAN-77 V5.0-1

09:23:22

7-Nov-85

Pase 1

ENFODM.FTN;4

/F77/OP/TR:BLOCKS/WR

```

C      PROGRAMA ENFODM.FTN
C      OBJETO: SIGUE LA EVOLUCION TEMPORAL DE UN PULSO DENTRO DE UNA
C      CALCULANDO LA INTENSIDAD, EL FACTOR DE PERDIDA 'G', LAS PERDI
C      LA AMPLIFICACION Y LA DENSIDAD DE FOTONES, IMPRIMIENDO LOS RE
C      'M' PASAJES.
C      SUBPROGRAMAS UTILIZADOS: NINGUNO
C      ARCHIVOS DE ENTRADA: SE ENTRAN DATOS POR TERMINAL
C      ARCHIVO DE SALIDA: ENFODM.DAT
C      PROGRAMADOR: M. C. MARCONI
C      LENGUAJE DE PROGRAM.: FORTRAN IV
0001      TYPE 1
0002      ACCEPT 2,G0,BETA,FIO,SIGMA,TAMP,A0,BOMBEO,GAMA,TCAV,M
0003      A=A0
0004      N=0
0005      FI=FIO
0006      CALL ASSIGN(1,'ENFODM.DAT')
0007      WRITE(1,5)
0008      WRITE(1,9)
0009      WRITE(1,6)G0,BETA,FIO,SIGMA,TAMP
0010      WRITE(1,10)
0011      WRITE(1,8)A0,BOMBEO,GAMA,TCAV,M
0012      WRITE(1,11)
0013      WRITE(1,3)
0014      XINT=FI*1.85E-19
0015      100      DO 30 I=1,M
0016      G=G0-XINT*BETA
0017      D=G**2-1.
0018      IF(G.LE.1.AND.G.GE.-1)GO TO 101
0019      IF(G.GT.1)XM=G+SQRT(D)
0020      IF(G.LT.-1)XM=G-SQRT(D)
0021      XR=1./XM**2
0022      B=-ALOG(XR)
0023      101      IF(G.LE.1.AND.G.GE.-1)B=0.
0024      DELA=(A-A0)/TAMP-FI*A*SIGMA
0025      DELFI=(A-B-GAMA)*FI
0026      XGAN=(A-B-GAMA)
0027      A=A+DELA*TCAV+BOMBEO
0028      FI=FI+DELEFI
0029      IF(FI.LE.FIO/2.)GO TO 111
0030      XINT=FI*1.85E-19
0031      30      N=N+1
0032      WRITE(1,4)XGAN,G,B,A,FI,N
0033      IF(N.EQ.9000)GO TO 102
0034      GO TO 100
0035      111      CALL CLOSE(1)
0036      TYPE 122,N
0037      122      FORMAT(' N= ',I4)
0038      STOP
0039      102      WRITE(1,7)
0040      1      FORMAT(' ENTRAR:G0,BETA,FIO,SIGMA,TAMP,A0,BOMBEO,GAMA,TCAV,M'
0041      2      FORMAT(9E,I4)
0042      3      FORMAT(' ',10X,'GAN.',12X,'G',12X,'P. DIF.',9X,'AMP.',12X,'FI'
0043      4      FORMAT(1P5E16.4,I6)
0044      5      FORMAT(' *****LOS DATOS SON *****')
0045      6      FORMAT(5(E,2X))

```


ENFODM.FTN#4

/F77/OP/TR:BLOCKS/WR

```

0046      8      FORMAT(4(E,2X),I4)
0047      7      FORMAT(' *****EL PULSO HIZO MAS DE 500M PASAJES *****')
0048      9      FORMAT(' ',6X,'GO',15X,'BETA',12X,'FIO',12X,'SIGMA',10X,'TAMP
0049      10     FORMAT(' ',6X,'AO',15X,'BOMBEO',12X,'GAMA',12X,'TCAU',10X,'M'
0050      11     FORMAT(' *****')
0051      END

```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	001516 423	RW,I,CON,LCL
\$PDATA	000620 200	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000126 43	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 002464 666

V
V
V


```
0047      122      FORMAT(' N= ',I4)
0048      STOP
0049      102      WRITE(1,7)
0050      1      FORMAT(' ENTRAR:GO,BETA,FIO,SIGMA,TAMP,A0,BOMBEO,GAMA,TCAV,
0051      2      FORMAT(9E,I4)
0052      3      FORMAT(' ',10X,'GAN.',12X,'G',12X,'P. DIF.',9X,'AMP.',12X,
0053      4      FORMAT(1P5E16.4,I6)
0054      5      FORMAT(' *****LOS DATOS SON *****')
0055      6      FORMAT(5(E,2X))
0056      8      FORMAT(4(E,2X),I4)
0057      7      FORMAT(' *****EL PULSO HIZO MAS DE 500M PASAJES *****
0058      9      FORMAT(' ',6X,'GO',15X,'BETA',12X,'FIO',12X,'SIGMA',10X,'TA
0059      10     FORMAT(' ',6X,'A0',15X,'BOMBEO',12X,'GAMA',12X,'TCAV',10X,
0060      11     FORMAT(' *****
0061      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	001574 446	RW,I,CON,LCL
\$PDATA	000616 199	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000210 68	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 002622 713

APENDICE 2

PROGRAMA PARA CALCULAR EL MODO

En base a la ecuación 4.12, se desarrolló un programa en lenguaje FORTRAN IV y que se procesó en la computadora DIGITAL PDP-1160 del Centro de Cómputos de CITEFA. La tarea del programa consiste básicamente en almacenar en dos vectores UR(I) y UC(I) la parte real e imaginaria de la amplitud compleja, y realizar la integral definida en 4.12. El nuevo perfil de amplitud obtenido se compara con el anterior y se comprueba si llegó o no a un modo estacionario.

La comparación la realiza, previa normalización del perfil a un valor de amplitud máximo que se ingresa como dato. También permite generar el perfil inicial como un frente de ondas plano con una distribución de amplitud gaussiana.

El cuerpo principal del programa utiliza las siguientes subrutinas y funciones:

1) Subrutina INTEG. Realiza la integral expresada en 4.12. Para abreviar el tiempo de procesamiento y permitir hacer el cálculo más ágil, solo calcula uno de cada tres puntos del nuevo perfil, interpolando los demás cuadráticamente mediante la subrutina INTERP. Se comprobó que el agregado de esta subrutina de interpolación reduce sensiblemente el tiempo de procesamiento, manteniendo la exactitud del cálculo a menos de 10^{-6} respecto al caso en que no se utilice esta subrutina.

La subrutina INTEG utiliza también la función BESSEL, que calcula la $J_0(r)$ con su expresión integral (4.11) con un error

relativo de 5 cifras significativas (comparada con las tablas de $J_0(r)$ dadas en la ref 1).

2) subrutina MODULO. Calcula el módulo de amplitud de campo, generando un vector donde almacena este dato.

3) subrutina NORMAL. Normaliza el vector del módulo de la amplitud a un valor máximo dado.

4) subrutina ESCRIB. Escribe en un archivo de datos los perfiles del módulo de la amplitud y fase

5) subrutina COMPAR. Compara el perfil obtenido luego de un pasaje con el perfil inicial. Detiene el cálculo si ambos vectores coinciden (a menos de un 1%). De lo contrario toma el perfil obtenido como el inicial y reinicia el proceso.

6) Para ir controlando la evolución del cálculo, se grafica en la terminal el resultado mediante la subrutina GRAFIC.

Para verificar el programa, se hizo una prueba con un frente de ondas plano en una abertura circular y se obtuvo la figura de difracción de Airy $J_1(r)/r$.

FINALB.FTN;2

/F77/OP/TR:BLOCKS/WR

```

C
C
0001      DIMENSION U(100),U0(100),UR(100),UC(100)
0002      COMPLEX CU,C6,C5
0003      REAL LAM,L,LC,N2
0004      DATA UC/100*0./
0005      CERO=0.
0006      CALL ASSIGN(1,'FINAL.DAT')
0007      WRITE(1,12)CERO,CERO
0008      1      TYPE *, ' ENTRAR LC, R1, R3// F2,F1,L// N2,LAMBDA,ENERG. '
0009      ACCEPT 2, LC,R1,R3
0010      ACCEPT 2,F2,F1,L
0011      ACCEPT 2,N2,LAM,ENERG
0012      TYPE 2,LC,R1,R3
0013      TYPE 2,F2,F1,L
0014      TYPE 2,N2,LAM,ENERG
0015      2      FORMAT(3E)
0016      12     FORMAT(2E)
0017      TYPE 3
0018      3      FORMAT(' ENTRAR M, MF, U PICO, SS ')
0019      ACCEPT 4,M,MF,UP,SS
0020      TYPE *,M,MF,UP,SS
0021      4      FORMAT(2I3,2E)
0022      TYPE 111
0023      111    FORMAT(' HASTA CUANTOS PASAJES Y CADA CUANTOS IMPRIME? XX-MY
0024      ACCEPT 121, XX,MY
0025      121    FORMAT(1E,I3)
0026      TYPE *,XX,MY
0027      TYPE *, 'CADA CUANTOS PUNTOS DEL PERFIL IMPRIME?'
0028      ACCEPT *,NN
0029      TYPE *, 'CON FASE INICIAL NULA <0> O RADIAL <1>?'
0030      ACCEPT *,MT
0031      IF (MT.EQ.0)GO TO 222
0032      TYPE *, 'ENTRAR EL TERMINO DE FASE INICIAL'
0033      ACCEPT *,RR
0034      222    CONTINUE
0035      L=1./L
0036      F1=1./F1
0037      F2=1./F2
0038      CALL GAUSS(UP,R1,M,SS,UR)
C
C      VUELVE UNA GAUSSIANA EN EL VECTOR UR(I)
C
0039      PASAJE=0.
0040      JJ=0
0041      CALL MODULO(UR,UC,U,M)
0042      CALL NORMAL(U,ENERG,M,V)
0043      CALL COPIA(U0,U,M)
0044      DR1=R1/M
0045      IF(MT.EQ.0)GO TO 85
0046      DO 85 I=1,M
0047      R=DR1*I
0048      UC(I)=U(I)*SIN(R**2/RR)
0049      UR(I)=U(I)*COS(R**2/RR)
0050      85     CONTINUE

```

```

0051      88      CONTINUE
0052      CALL ESCRIB(R1,U,H,UC,UF,NN)
0053      DR1=R1/M
0054      10      DD 100, I=1,N
0055      RI=DR1*I
0056      ALFA=H*30*(I+1)
0057      ALFA=2.*X3.141592653589793*ALFA/LAM
0058      C3=CMPLX(0.,ALFA)
0059      C5=CMPLX(0.,3.141592653589793*R1*2*I/LAM)
0060      UC=CMPLX(UR(I),UC(I))
0061      CU=CU*CEXP(C3)*CEXP(C5)
0062      UR(I)=REAL(CU)
0063      UC(I)=AIMAG(CU)
0064      100     CONTINUE
C
C      EN U(I) ESTA LA AMPLITUD MODIFICADA EN FASE POR LA CELDA
C
0065      PASAJE=PASAJE+1.
0066      JJ=JJ+1
0067      DD 89 I=1,N
0068      UR(I)=UR(I)*V
0069      UC(I)=UC(I)*V
0070      89     CONTINUE
C
C
0071      CALL INTEGR(I,H,T2,R3,MF,LAM,R1,UR,UC)
C
C      VUELVE UN UR Y UC LA INTEGRAL HECHA
C
C
0072      CALL MODULO(UR,UC,U,M)
0073      CALL NORMAL(U,ENERG,M,V)
C
C      NORMALIZA EL VECTOR U(I) A UN UN VALOR ENERGO
C
C
0074      IF(JJ.EQ.NY)CALL ESCRIB(R1,U,H,UC,UR,NN)
0075      IF(JJ.EQ.NY)JJ=0
0076      CALL COMPAR(UC,U,M,COMP)
C
C      COMPARA EL VECTOR U CON EL UO Y SALE CON UNA BANDERA *COM=1
C      COINCIDEN EN MENOS DE UN .1% EN UN 90% DE LOS PUNTOS
C
C
0077      CALL COPIA(UO,U,M)
0078      IF(COMP.EQ.1)GO TO 20
0079      IF(PASAJE.GE.XX)GO TO 30
0080      GO TO 10
0081      20     TYPE 5,(U(I),I=1,N)
0082      TYPE 4,'***#*#PASAJE=',PASAJE,'ATEN='*V'
0083      CALL ESCRIB(R1,U,H,UC,UR,NN)
0084      5      FORMAT(4E)
0085      CALL CLOSE (1)
0086      STOP
0087      30     TYPE 5
0088      6      FORM:TK' NO LLEGO A SOLUCION ESTACIONARIA'
0089      TYPE 5,(U(I),I=1,N)
    
```

PDP-11 FORTRAN-77 V5.0-1
FINALB.FTN;2

09:20:42

7-Nov-85

Page 3

/F77/DP/TR:BLOCKS/WR

```
0090      CALL CLOSE (1)
0091      STOP
0092      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	003152 821	RW,I,CON,LCL
\$PDATA	000706 227	RW,D,CON,LCL
\$IDATA	000014 6	RW,D,CON,LCL
\$VARS	003266 859	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000006 3	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 007370 1916

```

0001      SUBROUTINE INTEGR(L,M,F2,R3,MF,LAM,R1,UR,UC)
0002      DIMENSION UR(M),UC(M),UR2(150),UC2(150)
0003      REAL L,LAM
0004      COMPLEX C1,C2,C3,C4,CU,CU1
0005      Z=L**2/(2.*L-F2)
0006      DR3=R3/M
0007      DR1=R1/M
0008      DO 11 J=1,M
0009      R3=DR3*J
0010      C1=CMPLX(0.,-3.1415926*R3**2*(L-Z)/LAM)
0011      C2=CMPLX(0.,L**2/(LAM*(2.*L-F2)))
0012      CU1=CMPLX(0.,0.)
0013      DO 12 I=1,m
0014      R1=DR1*I
0015      C3=CMPLX(0.,-3.1415926*R1**2*(L-Z)/LAM)
0016      CU=CMPLX(UR(I),UC(I))
0017      BETA=R1*R3*2.*3.14159265358*Z/LAM
0018      CFI=BESSEL(BETA)
0019      CFI=2.*3.14159265358*CFI
0020      CU1=CU1+CU*CEXP(C3)*CFI*R1*DR1
0021      12 CONTINUE
0022      CU1=CU1*CEXP(C1)
0023      UR2(J)=REAL(CU1)
0024      UC2(J)=AIMAG(CU1)
0025      11 CONTINUE
0026      CALL COPIA(UR,UR2,M)
0027      CALL COPIA(UC,UC2,M)
0028      RETURN
0029      END
    
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	001352 373	RW,I,CON,LCL
\$PDATA	000042 17	RW,D,CON,LCL
\$IDATA	000074 30	RW,D,CON,LCL
\$VARS	002370 636	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000020 8	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 004120 1064


```
0001      SUBROUTINE GAUSS(UP,R,M,SS,UR)
0002      DIMENSION UR(M)
0003      DR=R/M
0004      DO 15 I=1,M
0005      R=I*DR
0006      UR(I)=UP*EXP(-R**2/(SS**2))
0007      15  CONTINUE
0008      RETURN
0009      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size		Attributes
\$CODE1	000214	70	RW,I,CON,LCL
\$IDATA	000020	8	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000006	3	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000002	1	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000244 82

```
0001      SUBROUTINE COPIA(U0,U,M)
0002      DIMENSION U(M),U0(M)
0003      DO 16 I=1,M
0004      U0(I)=U(I)
0005      16  CONTINUE
0006      RETURN
0007      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size		Attributes
\$CODE1	000146	51	RW,I,CON,LCL
\$IDATA	000040	16	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000002	1	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000002	1	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000212 69

```
0001      SUBROUTINE COMPAR(U0,U,M,COMP)
0002      DIMENSION U(M),U0(M)
0003      COMP=0
0004      DO 17 I=1,M
0005      R=U0(I)-U(I)
0006      IF(ABS(R).GT,U0(I)/100)RETURN
0007      17  CONTINUE
0008      COMP=1
0009      RETURN
0010      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	000230 76	RW,I,CON,LCL
\$IDATA	000040 16	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000006 3	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000002 1	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000300 96

```
0001      SUBROUTINE MODULO(UR,UC,U,M)
0002      DIMENSION UR(M),UC(M),U(M)
0003      DO 18 I=1,M
0004      U(I)=SQRT(UR(I)**2+UC(I)**2)
0005      18  CONTINUE
0006      RETURN
0007      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	000234 78	RW,I,CON,LCL
\$IDATA	000060 24	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000002 1	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000004 2	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000322 105

PDP-11 FORTRAN-77 V5.0-1
FINALE.FTN;2

09:22:10

7-Nov-85

Page

/F77/DP/TR:BLOCKS/WR

```
0001      SUBROUTINE NORMAL(U,ENERG,M,V)
0002      DIMENSION U(M)
0003      SUM=U(1)
0004      DO 22 I=2,M
0005      IF(U(I).GT.SUM)SUM=U(I)
0006      22  CONTINUE
0007      IF(ENERG.EQ.SUM)RETURN
0008      V=ENERG/SUM
0009      DO 23 I=1,M
0010      U(I)=U(I)*V
0011      23  CONTINUE
0012      RETURN
0013      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
#CODE1	000310 100	RW,I,CON,LCL
#IDATA	000020 8	RW,D,CON,LCL
#VARS	000006 3	RW,D,CON,LCL
#TEMPS	000002 1	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000340 112

```
0001      SUBROUTINE ESCRIB(R,U,M,UC,UR,NN)
0002      DIMENSION U(M),UC(M),UR(M)
0003      DR=R/M
0004      CERO=0.
0005      FAS1=ATAN(UC(1)/UR(1))
0006      DO 19 I=1,M,NN
0007      X=DR*I
0008      IF(UR(I).NE.0.)FAS=ATAN(UC(I)/UR(I))-FAS1
0009      IF(UR(I).EQ.0.)FAS=3.14159265358/2.
0010      WRITE(1,8)X,U(I),FAS
0011      19  CONTINUE
0012      WRITE(1,8)CERO,CERO
0013      8   FORMAT(3E)
0014      CALL GRAFIC(U,M)
0015      RETURN
0016      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	000576 191	RW,I,CON,LCL
\$PDATA	000010 4	RW,D,CON,LCL
\$IDATA	000066 27	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000026 11	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000010 4	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000732 237


```
0001      FUNCTION BESSEL(X)
0002      PI=3.14159265358
0003      XN=0.
0004      DF=2.*PI/20.
0005      DO 900 I=1,20
0006      FI=DF*I
0007      CC=X*COS(FI)
0008      XN=XN+COS(CC)*DF
0009 900    CONTINUE
0010      BESSEL=XN/(2.*PI)
0011      RETURN
0012      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
%CODE1	000202 65	RW,I,CON,LCL
%PDATA	000004 2	RW,D,CON,LCL
%IDATA	000004 2	RW,D,CON,LCL
%VARS	000026 11	RW,D,CON,LCL
%TEMPS	000004 2	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 000244 82

```
0001      SUBROUTINE GRAFIC(U,M)
0002      DIMENSION U(M),LINEA(81)
0003      NB=' '
0004      NP='.'
0005      NX='X'
0006      DO 8 J=1,81
0007      6 LINEA(J)=NP
0008      TYPE 45,LINEA
0009      45 FORMAT('1',81A1)
0010      DO 8 J=1,81
0011      8 LINEA(J)=NB
0012      UMAX=U(1)
0013      DO 4500 I=1,M
0014      IF(U(I).GT,UMAX)UMAX=U(I)
0015      4500 CONTINUE
0016      DO 10 JJ=1,M
0017      LINEA(1)=NP
0018      UU=(U(JJ)/U(1))*81
0019      J=UU
0020      LINEA(J)=NX
0021      TYPE 120,LINEA
0022      120 FORMAT(' ',81A1)
0023      LINEA(J)=NB
0024      LINEA(1)=NB
0025      10 CONTINUE
0026      RETURN
0027      END
```

PROGRAM SECTIONS

Name	Size	Attributes
\$CODE1	000502 161	RW,I,CON,LCL
\$FDATA	000014 6	RW,D,CON,LCL
\$IDATA	000030 12	RW,D,CON,LCL
\$VARS	000266 91	RW,D,CON,LCL
\$TEMPS	000002 1	RW,D,CON,LCL

Total Space Allocated = 001036 271

>

>F77 ,TI!:=ENFODM

AGRADECIMIENTOS

En estas últimas líneas quisiera expresar mi reconocimiento a quienes de una u otra forma ayudaron en el desarrollo de este trabajo.

En primer lugar quiero agradecer al Dr. Oscar E. Martínez su cotidiana colaboración, aportando nuevas ideas y líneas de trabajo, y ayudándome a resolver la mayoría de los problemas que se presentaron, tanto en la parte teórica como en el trabajo experimental. Oscar ejerció una decisiva influencia en mi formación profesional por la cual le estoy muy reconocido.

A mi amigo y compañero de laboratorio Alejandro A. Hnilo por su entusiasmo para colaborar conmigo en incontables ocasiones a lo largo de estos años de trabajo.

Al Dr. Francisco P. Diodati por dirigir esta tesis, y por su ejemplo, tan importante para la generación de jóvenes investigadores de nuestro grupo.

A todos mis compañeros del CEILAP que en algún momento me ayudaron en diferentes situaciones y siempre colaboraron de buen grado allanando innumerables dificultades.

Finalmente, por intermedio del Director de nuestro Centro, el Dr. Eduardo J. Quel, quisiera agradecer a las autoridades de CITEFA por la posibilidad que me brindaron para realizar este trabajo.

Mario C. Marconi