

## Tesis de Posgrado

# Láser de ND:YAG con Mode-Locking por lente de Kerr bombeado por diodos

Larotonda, Miguel Antonio

Tesis presentada para obtener el grado de de la Universidad de Buenos Aires

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

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

#### Cita tipo APA:

Larotonda, Miguel Antonio. (). Láser de ND:YAG con Mode-Locking por lente de Kerr bombeado por diodos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_3512\\_Larotonda.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3512_Larotonda.pdf)

#### Cita tipo Chicago:

Larotonda, Miguel Antonio. "Láser de ND:YAG con Mode-Locking por lente de Kerr bombeado por diodos". Tesis de . Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. . [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_3512\\_Larotonda.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3512_Larotonda.pdf)

**UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES**

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

*Láser de ND:YAG con Mode-Locking por lente de Kerr  
bombeado por diodos*

por *Miguel Antonio Larotonda*

Director de Tesis: Dr. Alejandro A. Hnilo

Lugar de Trabajo: Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones  
(CEILAP), CITEFA-CONICET

Trabajo de Tesis para optar por el título de Doctor en Ciencias Físicas

30 de septiembre de 2002

  
M. A. Larotonda.

  
A. HNILO

## ***ABSTRACT***

En los últimos años se han hecho progresos significativos en el estudio y desarrollo de láseres de estado sólido. La mayoría de los avances se basan en el desarrollo de nuevos materiales láser, fuentes de excitación óptica más eficientes y más potentes, y nuevos conceptos en geometría de cristales y diseños de láseres.

El presente trabajo está dirigido al diseño, análisis y caracterización de sistemas láser de estado totalmente sólido con Mode-Locking pasivo por efecto Kerr (KLM). Se entiende por un sistema de estado totalmente sólido a un láser de estado sólido excitado por medio de un láser semiconductor o diodo láser. Tales sistemas combinan la robustez y practicidad de los materiales en estado sólido como medios activos con las ventajas de los láseres semiconductores con fuentes de bombeo frente a otros sistemas tradicionales (precio, potencia disponible, diseño compacto).

En particular, en esta Tesis se estudia un láser de Nd:YAG como fuente de pulsos de picosegundos y se obtiene por primera vez KLM en láser de Nd:YAG bombeado por diodos. Se establecen las pautas para el diseño de la cavidad del láser pulsado, al maximizar los efectos no lineales que producen los pulsos. Asimismo, se plantea y discute un modelo simple que reproduce las características principales del sistema, teniendo en cuenta sólo la potencia y duración de los pulsos como variables. También se estudian regímenes de funcionamiento anómalo de varios pulsos por tránsito, y el fenómeno de auto-modulación de amplitud como generador de los mismos. Finalmente, se desarrolla una forma de cuantificar el efecto de modulación de amplitud no lineal, de manera de poder incluir este efecto en diseños o estudios de cavidades para láser KLM. De esta forma, se agregan herramientas para el estudio y diseño de láseres de ancho de banda angosto.

**PALABRAS CLAVE:** *Láser de estado sólido, Kerr-Lens Mode-Locking, modulación de amplitud no lineal, doble pulso por tránsito.*

## ***ABSTRACT***

In recent years, significant progress has been achieved on the study and development of all-solid-state lasers. Most of this improvement is based on the development of new laser materials (new concepts in crystal geometry), optical pumping sources with improved efficiency and power, and new concepts on laser cavity design.

This work is devoted to the design, study and characterization of Kerr-Lens mode locking (KLM) in all-solid-state laser systems. For all-solid-state system is intended a diode-pumped solid state (ion) laser. Such systems combine the robustness and practical features of solid state materials as active media with the advantages of semiconductor laser pumping, compared with traditional pumping systems (price, available power, compact design).

In particular, in this Thesis, a Nd:YAG laser as a picosecond pulse source is studied and KLM is obtained for the first time in diode-pumped Nd:YAG laser. A specific outline for the pulsed laser cavity design is established, maximizing the nonlinear effects that generate the pulses. Also, a simple model that reproduces the main features of the system is stated and discussed. Anomalous regimes of many pulses per round-trip, and the self-amplitude modulation phenomenon as its generator are studied as well. Finally, in order to be able to include this effect in designing or studying KLM laser cavities, a way of quantifying this nonlinear amplitude modulation effect is developed. In this manner, we improve the ability of understanding narrow bandwidth pulsed laser systems.

**KEY WORDS:** *all-solid-state laser, Kerr-Lens Mode-Locking, self-amplitude modulation, double pulse per round-trip.*

## Agradecimientos

Ahora que faltan pocos metros para el disco, considero que es un buen momento para levantar la vista y reconocer a todos los que, de una u otra forma, estuvieron a mi lado ayudándome durante estos años. El estímulo anímico, técnico y científico que recibí de parte de todos ellos me ayudó en forma incalculable.

Gracias Dolo, por elegirme, por acompañarme, por el aguante y por mucho más, que –claro- no es el lugar ni el momento de discutir.

Gracias a mis viejos por todos los esfuerzos y sacrificios que hicieron durante tantos años. A Gaby, por su ácido humor y su honestidad brutal y porque sí. A Betty, por su generosidad y tanto más.

A Alejandro, por llevar a cabo la difícil tarea de dirigir mi doctorado, logrando el fino equilibrio de mantener el norte y a la vez darme una amplia libertad de trabajo. Sinceramente, muchas gracias Ale. A mis compañeros y ex-compañeros de trabajo; Laura S., Marcelo, David, Mónica, Mariana, Ana, Leandro y Damián. Muchísimas gracias Piero! por consejos atinados de amplio espectro, mates de meditación y otras yerbas.

Quisiera agradecer la colaboración de todo el personal técnico del laboratorio, y muy especialmente a Luis Fidalgo por cortar y pulir –entre otras cosas- el vidrio SF57; a José Luque y Mauricio Pagura y su torno mágico. A Silvina, por las impresiones y copias a horas absurdas. A Carlitos M. y esos planos con valor agregado. A Oscar (a) “cacho” Radulovich por el software y el hardware.

Gracias al Dr. E. J. Quel, por permitirme trabajar en este laboratorio. Mi gratitud es grande para con toda el personal de Láser, pero muy especialmente quería agradecer a Laura A., Violeta, Verónica, Ale P., Willy, Francis, y Ale T. por compartir conocimientos, experiencias y tiempo de vuelo conmigo. Fue, es y será un verdadero placer trabajar en un ámbito así.

Gracias también a Mario y a Oscar, por los consejos y los ases que no paran de salir de esas mangas. A las chicas y chicos del LEC.

Finalmente, gracias a todos mis amigos, por estar y por hacer de estos años una de las mejores etapas de mi vida. La lista es larga, y está bien que así sea. Espero no olvidarme

de nadie y si así lo hago pido disculpas: gracias Yani, Marcos, Lucas, Vetu Juan y Maca, Pablo y Lolo, Jorge C., Mariana V. y Dany Z., Lulu y Dany P., Flori y Gianni, Laura y Guido, Yanil y Jorge M., Ale Y., Denisse y Matías, Kari y Juampi, Irene, Diego F. (aún nos debemos ese vino en algún lugar de Europa), Sara y Dany C., Mariana F. y Alejandro, Vero y Sebastián, Salvatore, Silvi Chernó y Luli, Dany Petillo.

Y entonces ahora sí, justo cuando me empiezo a preguntar porqué a esto se lo llama Carrera si no me corre nadie, me largo a recorrer estos últimos metros.

En instantes... marcador oficial.

## Tabla de Contenidos

<b>Lista de Símbolos</b> .....	<b>iii</b>
<b>Resumen</b> .....	<b>v</b>
<b>Capítulo 1. Introducción</b> .....	<b>1</b>
1.1 Láseres sólidos .....	1
1.1.1 Materiales receptores .....	2
1.1.2 Iones activos.....	3
1.2 Diodos Láser .....	4
1.3 Láseres de estado totalmente sólido .....	6
1.4 Mode-Locking.....	7
1.4.1 Métodos de Mode-Locking.....	11
1.5 Mode-Locking pasivo .....	12
1.5.1 Absorbentes saturables lentos .....	13
1.5.2 Absorbentes saturables rápidos.....	14
<b>Capítulo 2.</b> .....	<b>23</b>
2.1 KLM en Nd:YAG.....	23
2.1.1 Efectos térmicos en el medio activo .....	25
2.1.2 Diseño de la cavidad .....	28
2.1.3 Condiciones para el auto-arranque del KLM.....	31
2.2 Resultados experimentales. Desempeño del láser pulsado .....	36
<b>Capítulo 3.</b> .....	<b>47</b>
3.1 Modelos de mapas iterativos con matrices espacio-temporales.....	48
3.2 Propagación y filtrado del pulso.....	50
3.2.1 Elementos lineales .....	50
3.2.2 Elementos no-lineales .....	52
3.3 Mapa iterativo de un láser pulsado por KLM .....	55
3.3.1 Formulación general .....	55
3.3.2 Modelo para láseres de ancho de banda angosto .....	56
3.3.3 Resultados del modelo. ....	60
<b>Capítulo 4.</b> .....	<b>69</b>
4.1 Dos pulsos por tránsito.....	69
4.2 Múltiples pulsos por tránsito. ML de alta repetición. ....	73

4.3 El efecto cooperativo de los pulsos. “ <i>Colliding Pulse</i> ” .....	76
4.4 Inestabilidad de los pulsos a alta potencia. <i>Pulse splitting</i> . .....	83
4.4.1 Ecuación de Schrödinger no lineal. Auto-enfoque y división del pulso.....	84
4.4.2 Auto-modulación de amplitud negativa por exceso de potencia .....	89
4.5 Efecto del auto-enfoque y la abertura espacial sobre la forma del pulso.....	92
4.5.1 Coeficiente de auto-modulación de amplitud (SAM).....	93
<b>Capítulo 5. ....</b>	<b>101</b>
5.1 Matriz temporal de auto-modulación de amplitud. ....	101
5.2 Auto-modulación de fase en un medio dispersivo. Matriz <i>KIJL</i> equivalente. ....	106
5.2.1 Solución de la ecuación parabólica con modulación de fase no lineal .....	107
5.2.2 Matrices aproximadas .....	111
<b>Capítulo 6. Conclusiones y Perspectivas.....</b>	<b>119</b>
<b>Apéndice A .....</b>	<b>125</b>
<b>Apéndice B .....</b>	<b>129</b>
<b>Referencias .....</b>	<b>135</b>
<b>Índice .....</b>	<b>141</b>

## Lista de Símbolos

(En mayúsculas figuran las abreviaturas y acrónimos)

- $ABCD$  = matrices espaciales de rayos  $2 \times 2$
- A-FPSA = *ANTI-RESONANT FABRY PEROT SATURABLE ABSORBER*
- AM = MODULACIÓN DE AMPLITUD
- APM = *ADDITIVE PULSE MODE-LOCKING*
- $\beta''$  = coeficiente de dispersión
- $c$  = velocidad de la luz
- CW = ONDA CONTINUA
- DPSSL = LÁSER DE ESTADO TOTALMENTE SÓLIDO
- $\delta$  = variación relativa del tamaño del haz con la potencia
- $\Delta\omega_a$  = ancho de banda del amplificador
- $f$  = distancia focal
- $F$  = fineza, resolución de un interferómetro
- FM = MODULACIÓN DE FASE
- FSR = RANGO ESPECTRAL LIBRE
- $g$  = ganancia por pasaje
- $g_{ss}$  = ganancia de pequeña señal
- GVD = DISPERSIÓN DE LA VELOCIDAD DE GRUPO
- $\gamma$  = coeficiente de automodulación de amplitud
- $I$  = intensidad, potencia por unidad de área
- $I_{sat}$  = intensidad de saturación
- $k$  = módulo del vector de propagación de la onda
- $KJL$  = matrices temporales de rayos  $2 \times 2$
- KLM = MODE-LOCKING POR LENTE DE KERR
- LD = DIODO LÁSER
- $\lambda$  = longitud de onda
- ML = MODE-LOCKING
- $n, n_0$  = índice de refracción
- $n_2$  = índice de refracción no lineal
- $p$  = (no siempre) parámetro gaussiano temporal

- $p$  = (no siempre) potencia normalizada a la potencia crítica de autoenfoco
- $\langle P \rangle$  = potencia media
- $P$  = potencia
- $P_c$  = potencia crítica de autoenfoco
- $P_p$  = potencia máxima del pulso (potencia de pico)
- PSR = FACTOR DE REDUCCIÓN RELATIVA DEL ANCHO DEL PULSO
- $q$  = parámetro gaussiano espacial
- $R$  = radio de curvatura del haz gaussiano
- RTT = TIEMPO TOTAL DE TRÁNSITO EN LA CAVIDAD
- $S$  = *chirp*, o derivada segunda de la fase respecto del tiempo del pulso
- SAM = AUTO-MODULACIÓN DE AMPLITUD
- SESAM = ESPEJO SEMICONDUCTOR ABSORBENTE SATURABLE (A-FPSA)
- SPM = AUTO-MODULACIÓN DE FASE
- $T_{RT}$  = tiempo de tránsito en la cavidad (RTT)
- $\tau$  = duración ( $1/e$ ) del pulso
- $U$  = (no siempre) energía del pulso, potencia de pico por ancho del pulso
- $w$  = tamaño espacial ( $1/e$ ) del haz gaussiano
- $w_{ab}$  = tamaño de la abertura
- $w_0$  = tamaño de la cintura del haz
- $\omega$  = frecuencia angular

## Resumen

Actualmente, los láseres de estado sólido son fuentes confiables y compactas ya sea de pulsos o de radiación de onda continua coherente, de altas potencias pico o promedio. Se puede generar radiación de frecuencia ultra-estable, o ampliamente sintonizable y por medio de técnicas como Q-Switch o Mode-Locking (ML) se obtienen pulsos de luz extremadamente intensos o extremadamente cortos.

Estas propiedades convierten a los láseres de estado sólido en herramientas únicas para la investigación en física, química y biología básicas. Estos láseres se utilizan también en campos de aplicación técnica tales como medicina, procesamiento de materiales o técnicas de medición y sensado basadas en láser.

En este trabajo se intenta estudiar y caracterizar sistemas láser de estado totalmente sólido (DPSSL) con Mode-Locking pasivo por efecto Kerr (KLM). Se entiende por un sistema de estado totalmente sólido a un láser de estado sólido excitado por medio de un láser semiconductor o diodo láser (LD). En particular, en esta Tesis se estudia un láser de Nd:YAG como fuente de pulsos de picosegundos.

Existe un gran interés en obtener pulsos cortos de alta potencia en sistemas confiables y compactos como los DPSSL. Los motivos son, entre otros, el estudio de procesos rápidos resueltos en el tiempo, la generación de efectos no lineales y el procesamiento de precisión en materiales.

Este Trabajo de Tesis está dividido en una serie de capítulos, en los cuales se describen la motivación del trabajo, el marco teórico utilizado, el trabajo experimental y las nuevas herramientas teóricas desarrolladas durante el desarrollo de esta labor de Tesis. El contenido de estos capítulos puede resumirse como sigue:

### Capítulo 1. Introducción

Descripción de las características principales de los materiales láser de estado sólido. Caracterización de LD como fuentes de excitación. *State of the art* de este tipo de sistemas. Breve introducción al concepto de Mode-Locking. Mode-Locking pasivo.

## Capítulo 2

Antecedentes históricos y teóricos para la elección de KLM frente a otros métodos. Consideraciones sobre el diseño de un láser con KLM. Caracterización del autoarranque del régimen pulsado. Descripción del láser de picosegundos armado durante la tesis. Sistema de medición de los pulsos. Performance general del sistema.

## Capítulo 3

Descripción teórica de un láser pulsado en general. Matrices temporales. Mapas de retorno. Grados de libertad de un laser de picosegundos. Discusión sobre láseres de gran ancho de banda y pequeño ancho de banda y las cualidades de unos y otros. Desarrollo de un modelo simple para láseres de ancho de banda angosto. Resultados y predicciones del modelo.

## Capítulo 4

Inestabilidades de los láseres de pulsos cortos y ultra-cortos. Régimen de múltiples pulsos en KLM Nd:YAG. Dependencia con la potencia de bombeo. División de pulsos en medios no lineales dispersivos. Ecuación de Schrödinger no lineal. División de pulsos por sobremodulación de amplitud. Dependencia de la auto-modulación de amplitud con los parámetros geométricos de la cavidad.

## Capítulo 5

Nuevas herramientas para el análisis de cavidades de láseres pulsados. Introducción de la matriz de auto-modulación de amplitud y un modelo para múltiples pulsos. Evolución de un pulso de baja potencia en un medio no lineal dispersivo y obtención de la matriz temporal correspondiente.

## Capítulo 6. Conclusiones y Perspectivas

## Capítulo 1. Introducción

El presente Capítulo es netamente introductorio. En él, a riesgo de aburrir al lector entendido en temas de física del láser, se exponen las ideas básicas que subyacen en el funcionamiento de láseres de estado sólido bombeados por diodos, y los conceptos teóricos involucrados en el fenómeno de Mode-Locking. Es intención del autor evitar que este trabajo sea descifrable sólo por una minoría especializada en una rama de la fotofísica y pueda en cambio ser leído -hojeado al menos- por cualquier graduado de la Licenciatura en Ciencias Físicas. Se describen someramente: la constitución de un medio activo en estado sólido, los aspectos generales de los diodos semiconductores y el concepto de Mode-Locking.

### 1.1 Láseres sólidos

Los láseres con medio activo en estado sólido se componen de un material receptor y una pequeña cantidad de impurezas en las que las transiciones ópticas de interés se producen entre estados de capas internas incompletas de electrones. El material receptor es generalmente cristal o vidrio, que aporta las características macroscópicas mecánicas, térmicas y ópticas del medio activo. Las impurezas con la configuración electrónica mencionada dan líneas de fluorescencia angostas al cristal dopado con éstas. Esto se debe al hecho de que los electrones involucrados en estas transiciones están apantallados de la red del cristal que los rodea por los electrones exteriores, por lo que son similares a las de los iones libres. Los elementos usados generalmente son entonces las tierras raras, los metales de transición y los actínidos.

Además de líneas de emisión angostas, un material láser debe tener bandas de absorción (llamadas de bombeo) en la zona del espectro de emisión de la fuente de bombeo disponible.

Resumiendo, un material adecuado para la operación de un láser debe poseer líneas de fluorescencia angostas, bandas de absorción grandes, una eficiencia cuántica razonablemente alta para la transición de interés y características mecánicas o de forma prácticas y operativas. Estas características generalmente las tienen los medios activos en estado sólido, y en este sentido son mucho más convenientes que los medios activos líquidos o gaseosos.

La elección de cada uno de los tres elementos principales para un láser, que son el material receptor, el tipo de iones activos y la fuente de bombeo no es independiente de los otros. De la consistencia de la combinación entre estos elementos depende la eficiencia del sistema. En esta Sección se considerarán las características de los materiales receptores y de los iones activos. En la siguiente Sección se describirá con más detalle el tipo de bombeo específico de este caso, es decir el bombeo óptico por láseres de diodos (LD).

Los primeros pasos en la historia del láser fueron dados con láseres de estado sólido: las condiciones para el láser a frecuencias ópticas fueron descritas originalmente por *Schawlow y Townes* [SchTow] en 1958.

La primera demostración de un láser fue hecha por *Maiman* [Maim] en 1960, usando rubí ( $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ ), un sistema sólido cristalino. El primer láser sólido de operación continua fue construido en 1961 por *Johnson y Nassau* [JohNas] usando  $\text{CaWO}_4$  dopado con  $\text{Nd}^{3+}$  ( $\text{Nd}^{3+}:\text{CaWO}_4$ ). Desde entonces se ha producido emisión láser bombeada ópticamente en cientos de combinaciones de iones-materiales receptores, cubriendo un rango espectral desde el visible al infrarrojo medio.

### 1.1.1 Materiales receptores

Los materiales receptores en estado sólido pueden ser agrupados en sólidos cristalinos y sólidos amorfos (vidrios). El receptor debe tener buenas propiedades mecánicas y térmicas para soportar las condiciones de operación de los láseres reales. Propiedades deseables son también, entre otras, ser químicamente inertes, la ausencia de tensiones internas y variación del índice de refracción, y la facilidad de fabricación.

Existen varias características del receptor y del ion activo que restringen las combinaciones posibles entre ellos; por ejemplo la disparidad de tamaño, y las propiedades espectroscópicas y de valencia. En general e idealmente, el tamaño y la valencia del ion agregado debe coincidir con el del ion del receptor que reemplaza. Entre los receptores más comunes podemos citar a los vidrios, los granates y el zafiro. En vidrio se hace láser  $\text{Nd}^{3+}, \text{Er}^{3+}, \text{Yb}^{3+}$  entre otros. El titanio es el ion con el que se dopa casi exclusivamente el zafiro. Los granates como los de itrio aluminio,  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (YAG), gadolinio galio,  $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$  (GGG) y gadolinio escandio aluminio  $\text{Gd}_3\text{Sc}_2\text{Al}_3\text{O}_{12}$  (GSGG) son estables, duros, ópticamente isótropos y tienen buena conductividad térmica, lo que permite la operación del láser a alta potencia. El granate de itrio aluminio dopado con neodimio (Nd:YAG), por sus aplicaciones prácticas y su

difusión, prevalece sobre los otros medios activos en estado sólido. El YAG puede ser crecido y fabricado en forma de barras de alta calidad óptica, y actualmente es el receptor cristalino para láseres de  $\text{Nd}^{3+}$  más difundido. En los últimos años han surgido una gran variedad de materiales receptores exóticos, como fosfatos, silicatos, vanadatos y fluoruros. Un compendio más o menos detallado de estos nuevos materiales se puede encontrar en [Koe\_c2].

### 1.1.2 Iones activos

Las tierras raras son los candidatos naturales para servir como iones activos en materiales láser en estado sólido, porque exhiben un conjunto de transiciones fluorescentes que cubren casi toda la región del visible e infrarrojo cercano del espectro. Una característica de estas líneas es que son muy estrechas, aún en la presencia de campos locales fuertes del cristal. Esto se debe al efecto de apantallamiento provocado por los electrones externos. Estos electrones forman una capa cerrada de dos electrones  $5s$  y seis electrones  $5p$  que es ópticamente inactiva. Por debajo de esta capa se encuentra la capa  $4f$ , incompleta; los electrones de esta capa pueden entonces ser excitados a los estados desocupados por absorción de luz. Las líneas angostas observadas en los espectros de emisión y absorción de las tierras raras son los correspondientes a estas transiciones, y su ancho característico de tan sólo algunos nanómetros se debe a que estos electrones interactúan débilmente con los iones externos.

El neodimio trivalente ( $\text{Nd}^{3+}$ ) fue la primer tierra rara en ser usada en un láser, y sigue siendo el elemento más importante en este grupo. Los materiales receptores principales son el YAG y el vidrio. En estos receptores la emisión estimulada es obtenida en frecuencias de tres grupos diferentes de transiciones, centradas en  $0.9$ ,  $1.06$  y  $1.35\mu\text{m}$ . La radiación en estas longitudes de onda provienen de las transiciones  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ ,  ${}^4I_{11/2}$ ,  ${}^4I_{13/2}$ , respectivamente (figura 1.1).

El erbio es otro material cuyo uso como medio activo es cada vez mayor, debido principalmente a que la emisión láser está en la región del espectro que va entre  $1.53$  y  $1.66\mu\text{m}$ . Estas longitudes de onda están dentro de una de las ventanas de comunicaciones ópticas por fibras. Además, el ojo humano está menos expuesto al daño en la retina en estas longitudes de onda debido a baja transmisión del medio ocular. Otras tierras raras utilizadas en láseres son el  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{2+}$ ,  $\text{Sm}^{2+}$ . Algunos metales

de transición también funcionan bien como medios activos, por ejemplo el  $\text{Cr}^{3+}$  y el  $\text{Ti}^{3+}$ .

Como se ve, la variedad también es grande en lo que respecta a iones activos. Combinados con la amplia oferta de materiales receptores, forman una fauna de láseres de estado sólido extremadamente diversa.

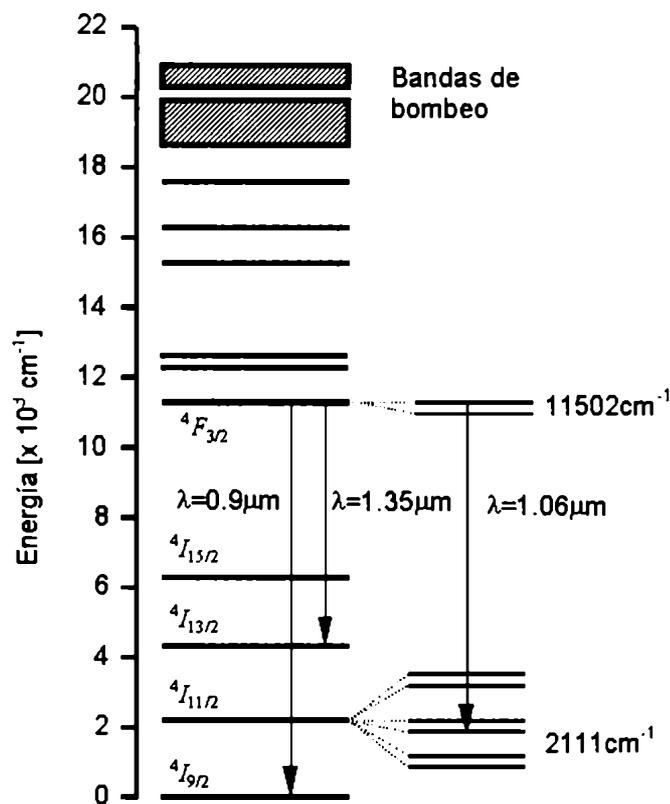


Figura 1.1: Esquema de niveles para las transiciones láser del Nd:YAG.

## 1.2 Diodos Láser

En el uso de fuentes de luz para excitar el medio activo de un láser, el objetivo primario es convertir energía (eléctrica) en radiación y generar grandes flujos de radiación en ciertas bandas espectrales. Como se destacó anteriormente, los láseres basados en materiales en estado sólido tienen una ventaja sobre aquellos basados en líquidos o gases, ya que el medio láser tiene una robustez intrínseca y una vida operativa prácticamente infinita. Sin embargo, estas propiedades no son completamente explotadas en láseres bombeados por lámparas *flash*, de arco continuo o de filamento. Estos tipos de fuentes de bombeo tienen vidas útiles de trabajo de a lo sumo unos pocos cientos o un par de miles de horas. La durabilidad de un sistema láser sólido aumenta

notablemente cuando se combina con fuentes de bombeo de diodos láser (LD), que tienen tiempos de vida útil de decenas de miles de horas.

En los últimos 25 años se han probado varios sistemas de laboratorio que incorporan láseres de diodo simple, pequeñas hileras (*arrays*) de diodos, o simplemente diodos emisores de luz (LEDs) para bombear, entre otros, Nd:YAG y Nd:vidrio. Actualmente, estos sistemas presentan una gran eficiencia y vida media, un diseño compacto y una reducción de la carga térmica sobre el material láser. Su costo también se ha ido reduciendo con la masificación de su producción. Hoy un *array* de diodos de emisión continua de 20W de potencia óptica no supera los 1000 U\$s.

La alta eficiencia de bombeo comparada con las lámparas *flash* proviene del buen acople espectral de la emisión del LD con alguna banda de absorción del Neodimio. En realidad, las lámparas *flash* o de destello tienen una eficiencia de conversión de energía eléctrica en radiación mayor (70%) que la de los LD (25-50%). Sin embargo sólo una pequeña fracción del espectro de radiación de cuerpo negro es absorbida por las bandas del neodimio. El buen acople con una banda de bombeo se traduce en otras ventajas, ya que significa una reducción en la cantidad de calor cedida al material. Además, con los LD se elimina la componente de radiación ultravioleta de los sistemas de lámparas, que produce degradación de material en la cavidad, en cañerías del refrigerante y hasta en el mismo refrigerante.

La construcción de los LD actuales está basada en la técnica de crecimiento epitaxial MOCVD (*Metalorganic chemical vapor deposition*) [mocvd], que permite un control preciso de la composición del material, el grosor de las capas y la geometría general del sistema.

Originalmente, los LD estaban formados por dos capas, una semiconductor tipo *p* y otra tipo *n*; la juntura, es decir la zona de recombinación, era la zona activa. Estos láseres no permitían el funcionamiento continuo, ya que el campo electromagnético (el modo óptico) que se origina fuera de la juntura no se amplifica y provoca pérdidas al mover los electrones libres y hacerlos chocar con impurezas o fonones de la red. Para obtener emisión láser en estos dispositivos se necesitaban grandes densidades de corriente, del orden de las decenas de  $kA/cm^2$ . Los LD actuales de arseniuro de galio se basan en la inclusión de dos pares de capas de GaAlAs con distinta concentración de aluminio que rodean a la capa activa (heterojuntura), como se muestra en la figura 1.2.

Las capas internas confinan a los portadores en la capa activa, mientras que las externas confinan el modo óptico ya que la diferencia de índices de refracción entre capas actúa como guía de onda para el campo electromagnético. Este mejor ajuste entre el volumen del modo y el del medio activo reduce la corriente umbral a aproximadamente  $1\text{ kA/cm}^2$ .

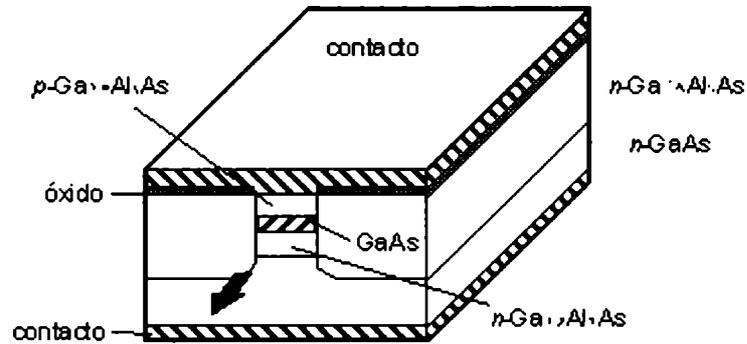


Figura 1.2: Esquema de un diodo láser de heterojuntura

### 1.3 Láseres de estado totalmente sólido

Los láseres bombeados por diodos pueden ser a) bombeados longitudinalmente o b) bombeados transversalmente. En estos últimos la salida del LD está acoplada al modo láser por proximidad, a través de las caras del cristal, generalmente sin óptica adicional. La eficiencia de estos sistemas es del 10%. Los láseres de estado sólido bombeados longitudinalmente (el medio activo puede estar en el fondo o en el centro de la cavidad) hacen uso de óptica apropiada para coleccionar y enfocar la luz del diodo dentro del cristal, y así excitar sólo el volumen del modo del láser. Esto mejora la eficiencia, llevándola a alrededor del 30%.

Un punto en contra de los LD es la divergencia del haz. Típicamente, estos láseres semiconductores tienen una apertura de salida de  $1\mu\text{m} \times 20\text{-}500\mu\text{m}$ , lo que produce un haz astigmático, con ángulos de divergencia en las direcciones paralela y perpendicular a la región activa de aproximadamente  $10^\circ$  y  $40^\circ$  respectivamente. Es, por lo tanto, un problema adicional encontrar la manera de coleccionar y usar eficientemente esta forma de emisión, asimétrica y rápidamente divergente. Los LD utilizados para bombeo por el fondo de la cavidad pueden ser emisores únicos de área grande –típicamente  $1\mu\text{m} \times 200/500\mu\text{m}$ –, o pueden ser *arrays*, es decir varios emisores independientes más pequeños ubicados a lo largo de una línea o de varias. En este caso la óptica de acople requiere sistemas de microlentes e incluso haces (*bundles*) de fibras ópticas para

depositar toda la potencia disponible en el medio activo en forma homogénea. En el caso de un único emisor, se puede acoplar el bombeo al medio activo por medio de lentes cilíndricas y esféricas normales. Los *arrays* de LD generalmente son más potentes que los emisores únicos, y para potencias superiores a los  $20W$  resulta más conveniente utilizar geometrías de bombeo transversal, en la disposición clásica (bombeo perpendicular al eje óptico) o en configuraciones basadas en reflexiones internas del haz láser dentro del medio activo [Bern].

Siendo su uso el de bombeo para láseres de estado sólido, las propiedades ópticas más críticas son la longitud de onda central, el ancho espectral de la emisión y la variación de la longitud de onda con la temperatura. La longitud de onda de un LD depende fundamentalmente del *band-gap* del material del medio activo. En un compuesto como el  $Ga_{1-x}Al_xAs$  se puede seleccionar un rango para la longitud de onda de emisión cambiando la concentración de galio y aluminio. La relación óptima para sintonizar la emisión con la banda de absorción de alrededor de  $808nm$  del neodimio es  $Ga_{0.91}Al_{0.09}As$ . El ancho espectral típico de un láser semiconductor simple es del orden de 4 a  $5nm$ . En una estructura de GaAlAs, el pico de emisión cambia  $0.3nm$  por grado centígrado, por lo tanto la composición debe elegirse para la temperatura de trabajo de la juntura. El control de temperatura del LD puede hacerse con un enfriador termoeléctrico en contacto con el diodo y un disipador que se lleve el calor del conjunto. Las principales ventajas del láser sólido bombeado por diodos láser son su eficiencia, su gran confiabilidad y robustez, su versatilidad para funcionar tanto en modo continuo como pulsado y en pulsos cortos, y ser un sistema compacto y práctico de operar.

#### **1.4 Mode-Locking**

El acoplamiento de modos por Mode-Locking permite implementar técnicas para generar pulsos de luz cortos y ultracortos (en la jerga de los laseristas, se entiende por pulsos cortos a los pulsos del orden de picosegundos, y por pulsos ultracortos a los del orden de femtosegundos). Es uno de los modos de operación más importantes en las que se emplean los láseres. Hace posible la generación de pulsos láser intensos con duraciones de hasta  $5fs$ . Además, desde el punto de vista teórico, es una manifestación notable de las propiedades de coherencia de la radiación láser.

En un láser de ensanchamiento de línea inhomogéneo [Yariv] funcionando en modo continuo (CW), sin elementos especiales en la cavidad, varios modos longitudinales (y transversales) oscilan simultáneamente sin relación fija de fase ni de amplitud entre

modos. Por ejemplo, para una cavidad de 1.5 metros de longitud,  $\lambda_0=1064nm$  y ancho de línea de  $0.7nm$ , hay más de 1000 modos longitudinales en el ancho de banda del medio amplificador (figura 1.3). Al no haber correlación entre las fases, la radiación resultante es el valor medio estadístico promediado en el tiempo.

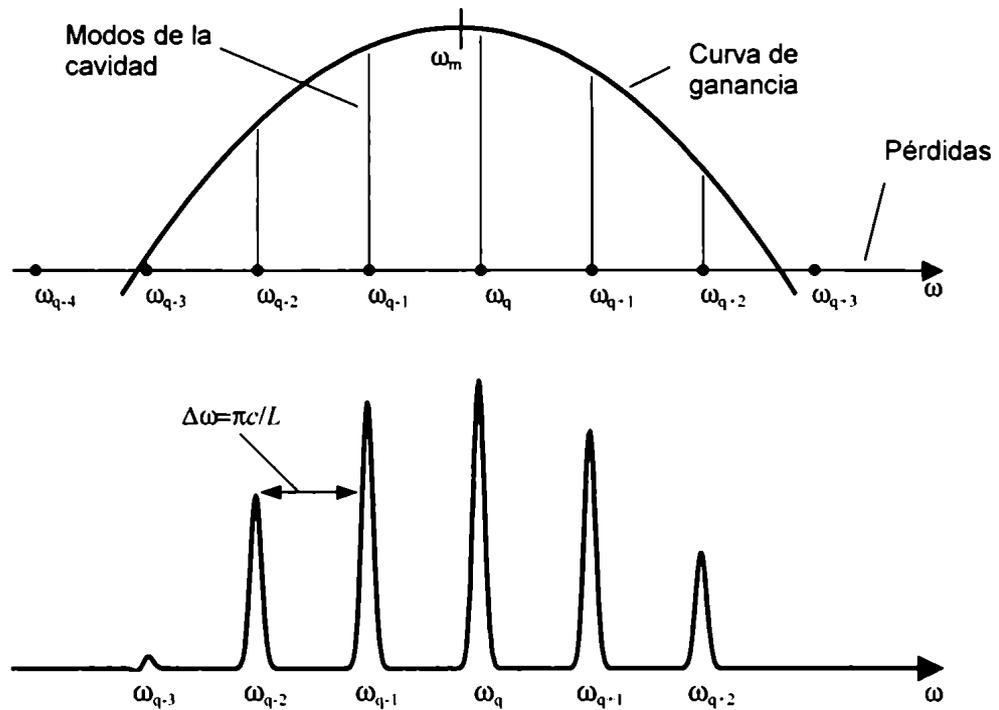


Figura 1.3: Esquema de la curva de ganancia de un láser de ensanchamiento inhomogéneo, mostrando 6 modos activos, que son los que tienen suficiente ganancia como para oscilar.

En un láser sin ML entonces, en el dominio de frecuencia la radiación consiste en un gran número de líneas espectrales discretas espaciadas por  $\Delta\nu=c/2L$ , donde  $L$  es el largo de la cavidad y  $c$  la velocidad de la luz. Cada modo oscila independientemente de los otros y las fases están distribuidas al azar en el rango  $(-\pi,\pi)$ .

Si los modos que oscilan son forzados a mantener una relación de fase fija entre ellos, la salida del láser en función del tiempo será bien distinta. El láser se dice que tiene los modos fijos (*mode-locked*) o la fase fija (*phase-locked*). Si las fases de cada uno de los modos es idénticamente 0, entonces la señal en el tiempo será aproximadamente la transformada de Fourier de la distribución espectral de modos; sin embargo no existe una dependencia unívoca entre el perfil de intensidad  $I(t)$  y la distribución espectral de modos  $i(\nu)$ , ya que cada una depende no sólo de la otra sino de la función de fase asociada.

La única relación general entre las dos es  $\Delta\nu \Delta t \geq K$ , donde  $\Delta\nu$  y  $\Delta t$  son los anchos a altura mitad de  $i(\nu)$  e  $I(t)$ , respectivamente y  $K$  es una constante el orden de la unidad. En particular, el pulso más corto posible de obtener para un ancho de banda espectral dado se dice que está “limitado por transformada”, y su duración es

$$\tau = \frac{K}{\Delta\nu}. \quad (1.1)$$

Para visualizar alguna de las propiedades de los pulsos de M-L, conviene escribir el campo eléctrico total de la acción multimodo como

$$E(t) = \sum_n^N E_n \exp[i(\omega_q + n\omega)t + \phi_n]. \quad (1.2)$$

La suma se extiende sobre todos los  $N$  modos oscilantes.  $\omega_q$  es una frecuencia de referencia arbitraria,  $\phi_n$  es la fase de el modo  $n$ -ésimo, que en un láser de funcionamiento continuo varía al azar con  $n$  y generalmente con el tiempo, y  $\omega$  es la separación entre frecuencias  $\omega = \pi c/L$ . Si se supone entonces que  $\phi_n = 0$  para los  $N$  modos oscilantes y, para simplificar el análisis,  $E_n = 1$  para todos los modos, la expresión (1.2) pasa a ser

$$E(t) = \sum_{-(N-1)/2}^{(n-1)/2} \exp[i(\omega_q + n\omega)t] = \exp(i\omega_q t) \frac{\text{sen}(N\omega t / 2)}{\text{sen}(\omega t / 2)}. \quad (1.3)$$

La potencia promedio de salida es proporcional a  $E(t)E^*(t)$ , entonces

$$P(t) \propto \frac{\text{sen}^2(N\omega t / 2)}{\text{sen}^2(\omega t / 2)}. \quad (1.4)$$

Algunas de las propiedades analíticas de  $P(t)$  son:

- La potencia es emitida en forma de un tren de pulsos con un período  $T = 2\pi/\omega = 2L/c$ , que es el tiempo de tránsito de ida y vuelta en la cavidad (RTT, por *round-trip time*).
- El pico de potencia  $P(sT)$  (para  $s=1,2,3,\dots$ ) es igual a  $N$  veces la potencia promedio, donde  $N$  es el número de modos acoplados.
- El pico de amplitud del campo es  $N$  veces la amplitud de un modo individual.
- El ancho o duración del pulso, definido como el tiempo desde el máximo al primer cero es  $\tau = T/N$ . El número de modos que oscila se puede estimar como  $N \cong \Delta\omega_L/\omega =$

$2\pi\Delta\nu_L/\omega$ , donde  $\Delta\nu_L$  es el ancho de banda del amplificador. A partir de esta relación, se obtiene

$$\tau \cong \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (1.5)$$

que es consistente con (1.1).

Entonces, para producir pulsos cortos hay que lograr fijar las fases (y amplitudes) de los modos en amplio rango de frecuencias. La capacidad para obtener pulsos aún más cortos está finalmente limitada por el ancho de banda del láser y por la disparidad en el espaciado de los modos causada por las variaciones del índice de refracción con la frecuencia.

Hasta aquí se vieron las consecuencias de fijar las fases de los modos longitudinales de un láser. El problema ahora es ver cómo se logra este efecto.

El ML se puede lograr modulando las pérdidas (o la ganancia) del láser a la frecuencia  $\omega = \pi c/L$ , que es el espaciado en frecuencias entre modos [Yariv2]: supongamos que introducimos un obturador en la cavidad, que está cerrado casi todo el tiempo excepto unos breves intervalos  $\tau_a$  periódicos cada  $T = 2\pi/\omega$ . Al estar cerrado tanto tiempo, el láser no podrá oscilar en un único modo debido a las pérdidas altas que presenta la cavidad con el obturador cerrado. Por la misma razón, tampoco podrá oscilar en forma multimodo con fases arbitrarias. Sin embargo, si las fases estuvieran fijas como en (1.3), la distribución de energía dentro del resonador consistiría en un pulso angosto que se propaga ida y vuelta dentro de la cavidad. Si este pulso llegara a la posición del obturador cuando éste está abierto, y la duración temporal  $\tau$  del mismo fuera menor que el tiempo de apertura del obturador  $\tau_a$ , entonces el pulso de ML nunca vería realmente el obturador y por lo tanto no sería atenuado por él.

Como una primera conclusión se puede decir que idealmente los funcionamientos en ML y CW sólo difieren en la relación de fase entre los modos en cada uno de ellos, por lo tanto, para lograr inhibir el funcionamiento continuo y obtener el pulsado será necesario ejercer una sutil influencia al sistema, de manera que los mismos modos potencialmente activos en uno también lo estén en el otro, pero también que las pérdidas en CW sean mayores que en ML a tal punto de que el régimen pulsado sea el más eficiente.

#### 1.4.1 Métodos de Mode-Locking

Ya se vio que las principales características de los pulsos de ML son: alta potencia concentrada en un breve intervalo de tiempo (la duración del pulso), un ancho de banda grande, dado por la inversa de la duración del pulso, y una frecuencia de repetición dada por el RTT. Estas son además las únicas propiedades que distinguen al ML del régimen continuo. De manera entonces que si se quiere producir ML habrá que explotar precisamente estas diferencias.

Aprovechando la frecuencia de repetición bien definida del ML, se puede apelar a sistemas de modulación periódica de algún parámetro del láser por medio de un reloj externo sintonizado a la frecuencia natural de los pulsos. En esto se basan los dos métodos de *mode-locking* activo: por modulación de fase (FM) y por modulación de amplitud (AM). Este último funciona exactamente como se describió arriba, salvo que el obturador es un modulador acusto-óptico que, al aplicarle una señal de RF (típicamente 25-50MHz), genera una red de difracción en volumen, modulada al doble de esta frecuencia. La red de difracción introduce una gran pérdida al láser e inhibe la oscilación, salvo en el pequeño intervalo de tiempo en que el campo eléctrico de RF se anula. Si se ajusta el largo de la cavidad de manera que el tiempo de tránsito coincida con la frecuencia de modulación, el efecto es similar al de un obturador extremadamente rápido. El modulador de fase consiste en un sistema electro-óptico, también operado a la frecuencia de repetición de los pulsos, que esencialmente produce una modulación del índice de refracción de un cristal ubicado dentro de la cavidad. El efecto de esto es el de una modulación del largo de la cavidad, o de la posición del espejo de salida hacia atrás o adelante. Cualquier señal óptica que rebote en este espejo en otro momento que no sea en uno de los puntos de retorno de la oscilación, sufrirá un desplazamiento Doppler de la frecuencia. Al cabo de las idas y vueltas sucesivas en la cavidad estos desplazamientos literalmente “empujan” al espectro de la señal fuera del ancho de banda del amplificador. En definitiva, sólo habilita modos con una relación de fase bien definida.

Vistos en el dominio de frecuencias, ambos moduladores producen el efecto de transferir energía a modos laterales: la modulación hace que cada modo genere bandas laterales a frecuencias  $\omega_l \pm \Delta\omega$ , donde  $\Delta\omega$  es la frecuencia de modulación. Estas frecuencias entonces coinciden con los otros modos!. Por consiguiente el modulador

tenderá a acoplar o enganchar en fase cada modo longitudinal con uno o más de sus vecinos.

La teoría del *mode-locking* activo está bien establecida, y consiste en seguir la evolución de un pulso a través de un viaje de ida y vuelta en la cavidad, pasando por el modulador y el medio activo, y finalmente pedir que el pulso resultante sea igual a sí mismo en la vuelta anterior [Kuiz],[Sieg]. Más adelante se volverá sobre este tema.

Los métodos activos, como se vio, aprovechan la alta localización temporal de la intensidad del campo y el hecho de que la frecuencia de repetición está muy bien definida. Un concepto más sutil es el de la modulación **pasiva** de las pérdidas (o la ganancia). Para qué usar un modulador externo que requiere sistemas sofisticados de control y estabilización de frecuencia, si el mismo láser puede ser quien marca el tiempo del sistema? En esto se basan los métodos de ML pasivo: aprovechando la otra diferencia entre el ML y el CW, que es la alta potencia de pico de los pulsos, se pueden utilizar (distintos) efectos no lineales para generar pérdidas dependientes de la potencia. Si se eligen los parámetros del sistema en forma inteligente, estas pérdidas no lineales pueden ser mayores para señales de baja potencia (CW) que para señales de alta potencia (ML) . Una vez logrado esto, ya no hace falta un reloj externo, porque el mismo pulso produce o “lleva consigo” el efecto que lo favorece frente al continuo. En el próximo Capítulo se discutirán métodos de ML pasivo con más detalle.

Digamos finalmente que así como el sistema experimental aparentemente se simplifica al prescindir de un modulador externo que fuerza al sistema, el diseño y alineación de un láser con ML pasivo es mucho más difícil, puesto que hay que lograr un balance delicado entre las pérdidas lineales y las no lineales, de manera que la cavidad “prefiera” funcionar en forma pulsada antes que continua. Asimismo, a la hora de describir adecuadamente la dependencia de los pulsos de ML pasivo con los parámetros relevantes del sistema, las cosas se complican. Ya no es un sistema láser multimodo con un forzado externo, sino que todos los procesos involucrados son altamente no lineales, y los pulsos mismos definen la intensidad de los efectos no lineales. Estos son fundamentalmente los dos problemas con los que se lidió durante el trabajo experimental y teórico de la presente tesis de doctorado.

### **1.5 Mode-Locking pasivo**

El ML pasivo provee una forma alternativa de producir pulsos cortos y ultracortos que es más efectiva y de mayor importancia práctica que el ML activo, ya que con él se

pueden generar los pulsos más cortos posibles. La técnica se basa en hacer funcionar un láser con un obturador pasivo dentro de la cavidad. Tal obturador pasivo se abre automáticamente y en el momento exacto, ya que es accionado por el mismo pulso que llega al obturador.

Desde que se generaron los primeros pulsos de picosegundos sólo con la ayuda de un absorbente saturable [DeMar] dentro del láser, el ML pasivo se ha convertido en *el* método para generar los pulsos más cortos. Con esta técnica se armó el primer láser de sub-picosegundos [Shank] y actualmente se usa para obtener pulsos del orden de los 10 femtosegundos o menos [Curl]. En cierto sentido, el ML pasivo es similar en todos los sistemas: el pulso del láser se modula a sí mismo, más rápido de lo que sería posible con cualquier modulación activa. Por otro lado, los tipos de elementos en los cuales se produce esta auto-modulación pueden ser bastante distintos entre sí. Por una tradición histórica, a todos estos obturadores pasivos se los denomina genéricamente absorbentes saturables. Se puede hacer una división más fina, y clasificarlos en absorbentes saturables lentos, y absorbentes (saturables) rápidos.

#### 1.5.1 Absorbentes saturables lentos

Un absorbente saturable lento es un elemento opaco que se vuelve más transparente con el aumento de la intensidad de luz, pero que no puede recuperar su absorción en las escalas de tiempo de pulsos ultracortos. Favorece la generación de pulsos por sobre el régimen CW, pero no puede hacer mucho para acortarlo en una escala de tiempos menor que su propio tiempo de relajación. El absorbente recorta el frente del pulso, y la conformación del mismo se completa con el vaciamiento de la ganancia, que recorta la cola del pulso. La dinámica de modulación de este proceso se esquematiza en la figura 1.4. De esta figura se puede ver que para que se produzca el ML, a) las pérdidas iniciales deben ser mayores que la ganancia inicial (justo antes de la llegada del pulso), para que se inhiba el CW y se recorte el frente del pulso y b) la sección eficaz neta de la ganancia debe ser mayor que la sección eficaz de absorción, para que el pulso vea una ganancia neta. Para satisfacer esta última condición se utilizan dos técnicas experimentales que consisten en enfocar más fuertemente el modo sobre el absorbente que en la ganancia, y fundamentalmente la aplicación del *Colliding pulse Mode Locking* [Fork].

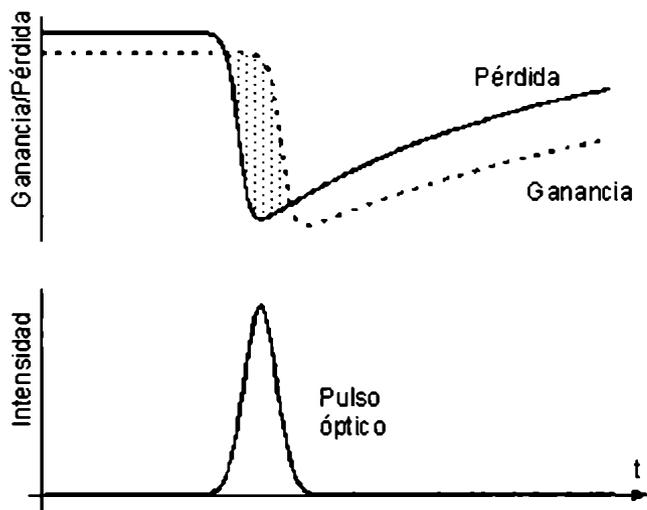


Figura 1.4: dinámica de la conformación de pulsos por ganancia y pérdida para ML con absorbente saturable lento

Este método de ML consiste en armar una cavidad de tipo anillo, con pulsos viajando en ambos sentidos alrededor del mismo. La idea es que los pulsos colisionen sobre el absorbente, de manera que la intensidad sobre el absorbente sea muy grande, mientras que sobre la ganancia cada pulso se amplifique normalmente. Con este tipo de láseres se obtuvieron los pulsos más cortos (50fs) hasta la aparición de los absorbentes rápidos [Fork2]. Los sistemas donde se aplicó este método de obtención de pulsos son los láseres de colorantes [Ippen], los láseres de estado sólido pulsados (ML+*Q-Switch*) [Vanher] y los láseres de semiconductores [psphen]. En los primeros, el absorbente más común es un colorante: DODCI (3,3'-dDiethyloxadicarbocyanine iodide). En láseres de Nd:YAG, los absorbentes también son colorantes, por ejemplo Eastman A9740, y en los láseres semiconductores, los absorbentes son elementos integrados, creados por producción de defectos en el material.

Los absorbentes saturables reales, sin embargo, por sus tiempos característicos no pueden producir los pulsos más cortos. Estos se logran por medio de los absorbentes saturables (artificiales) rápidos.

### 1.5.2 Absorbentes saturables rápidos

Un absorbente saturable rápido es un elemento que responde de manera esencialmente instantánea a cambios en la intensidad de luz. Esto significa que pueden recuperar su nivel de absorción inicial en un tiempo corto comparado con la duración del pulso óptico. Por lo tanto puede producir pulsos en el láser sin ayuda de la dinámica de

aturación de la ganancia. La figura 1.5 muestra cómo funciona este proceso en el estado estacionario. El absorbente conforma el pulso tanto en el frente como en la cola, discrimina a la radiación CW entre pulsos.

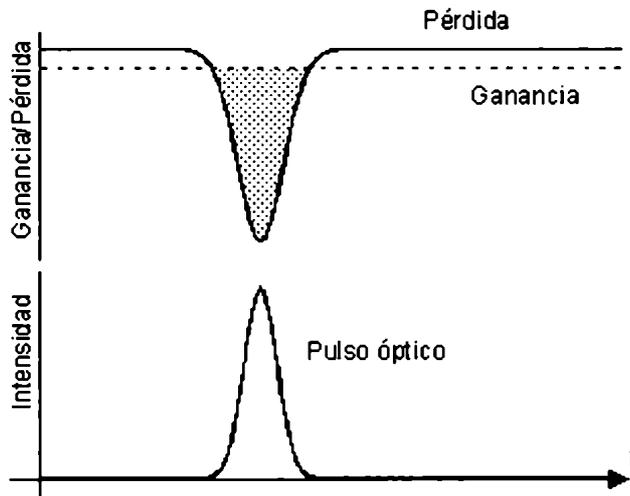


Figura 1.5: dinámica de conformación de pulso por pérdida para ML por absorbente saturable rápido

La ganancia se supone aproximadamente constante durante el pulso e igual a su valor de saturación determinado por la potencia media del estado estacionario. Esto es efectivamente así para medios con secciones eficaces de ganancia pequeñas y tiempos de vida media del estado superior de láser grandes (de hecho es la condición que define un sistema ML por absorbente rápido). Los láseres de estado sólido entran en esta última categoría: como no producen una considerable saturación de la ganancia en un tránsito por completo por la cavidad, los absorbentes saturables rápidos son necesarios para obtener ML en aquéllos. Pero debido a que los absorbentes reales tienen tiempos de recuperación relativamente lentos, éstos requieren pulsos de muy alta potencia de pico para producir un efecto apreciable. Es por esto que durante varios años ML pasivo en láseres de estado sólido estaba restringido a sistemas bombeados por lámparas y con *Q-Switch*. Con la aparición de láseres de estado sólido de alta potencia y emisión continua, se hizo posible la producción de pulsos de ML pasivo en una manera controlada.

Las no-linealidades ópticas más rápidas son reactivas y no resonantes. La no-linealidad del índice de refracción en vidrio, por ejemplo, tiene un tiempo de respuesta en el orden de unos pocos femtosegundos [Owyo], y puede ser utilizada en un rango amplio de

longitudes de onda. Así como son rápidas, estas no-linealidades también son débiles, por lo tanto su aplicación potencial estuvo latente hasta la aparición de láseres más potentes [MLpas]. Se discuten a continuación 4 absorbentes saturables artificiales específicos.

- *Additive Pulse Mode Locking (APM)*

La configuración de cavidades acopladas como se ve en la figura 1.6a) fue probada e investigada como generadora de pulsos de ML a fines de la década del 80 [Kean]. Se ensayó en láseres de Ti:Zafiro [Good], Nd:YAG [Liu], Nd:YLF [Malc] y Nd:vidrio [Krau] entre otros. El efecto no-lineal en estos láseres aparece de la interferencia coherente de un pulso en la cavidad principal con un pulso sincronizado que vuelve de la cavidad no-lineal auxiliar. El pulso de la cavidad auxiliar sufre una auto-modulación de la fase que hace que el pico del mismo se desplace en frecuencia respecto de las alas. Si las alas de los pulsos interfieren con fase relativa  $\Psi_{\text{bias}}$  (determinada por los largos relativos de las cavidades), entonces el centro de los pulsos interferirán con fase relativa  $\Psi = \Psi_{\text{bias}} + \Psi_{\text{NL}}$ , donde  $\Psi_{\text{NL}}$  es proporcional a la intensidad. La conformación del pulso ocurrirá si la interferencia es más constructiva para intensidades mayores. Se puede pensar como una modulación debida a un espejo de reflectividad no lineal [fig 1.6b)].

Dos aspectos claves del APM se pueden deducir de la figura 1.6b): 1) conseguir un  $\Psi_{\text{bias}}$  apropiado requiere la estabilización interferométrica de las cavidades y 2) el efecto tiende a saturar con un *shift* de la fase no lineal del orden de  $\pi$ . La teoría del APM se puede encontrar, por ejemplo, en [Haus].

Una variante del APM es provocar en el pulso una rotación por polarización dependiente de la intensidad. Si al sistema se le agrega un par de polarizadores y láminas retardadoras, se puede hacer que la rotación diferenciada de las colas y el centro del pulso provoquen la auto-modulación de amplitud. De esta manera se elimina la necesidad de la estabilización interferométrica. La principal aplicación de APM por polarización es en láseres de fibras ópticas. Se han podido obtener pulsos de 38fs [Hofer] y 77fs [Tamu] en fibras dopadas con neodimio y erbio, respectivamente.

- Espejo no-lineal por reconversión de segunda armónica

Otra forma de obtener ML pasivo es hacer uso de un espejo no lineal conformado como se describe a continuación. Dentro de la cavidad, y cerca del espejo de salida se introduce un cristal generador de segunda armónica.

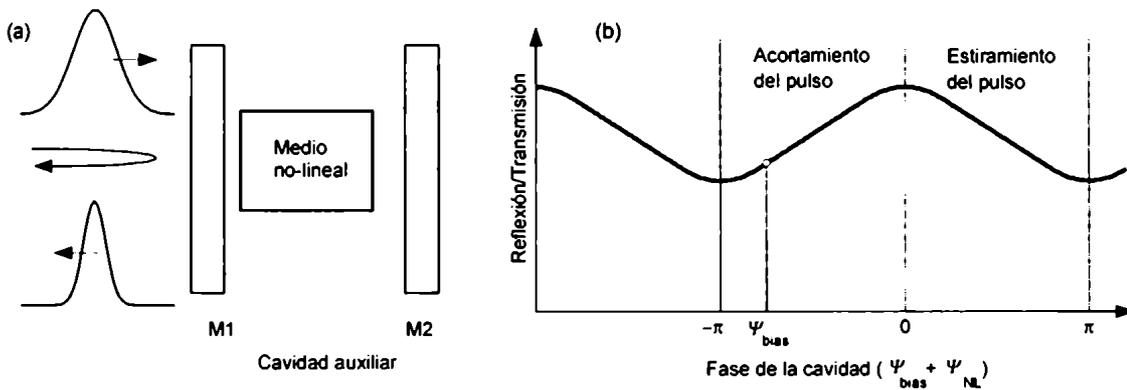


Figura 1.6: a) conformación de pulsos por APM; b) modulación de amplitud no-lineal efectiva característica del APM.  $\Psi_{NL}$  es proporcional a la intensidad.

El espejo de salida transmite parcialmente la radiación de la frecuencia fundamental y refleja totalmente la radiación de la segunda armónica. Ajustando la distancia entre el espejo de salida y el cristal no lineal, se puede provocar en el haz de segunda armónica un corrimiento de fase tal que la radiación a  $2\omega$  que vuelve del espejo se reconvierte casi totalmente a la frecuencia fundamental. Bajo estas condiciones, las pérdidas del láser disminuyen al aumentar la intensidad del haz de frecuencia fundamental [Stank]. Además, las alas del pulso serán convertidas con menor eficiencia, por lo que sufrirán más pérdidas al incidir en el espejo de salida. La velocidad de este sistema –y por lo tanto su habilidad para producir pulsos más cortos- está dada por la dispersión de la velocidad de grupo del pulso en el cristal no lineal. Otro de los puntos críticos de este método es la sensibilidad del ángulo de *phase matching* con la temperatura, que puede limitar la estabilidad del sistema. Este espejo no lineal se implementó en un láser de Nd:YAG, obteniéndose pulsos de  $10ps$  [Cerul].

- Mode Locking por efecto Kerr

El método de KLM se basa en el auto-enfoque del haz láser debido al efecto Kerr en un elemento de la cavidad. Este funciona de manera equivalente a un absorbente saturable rápido. El efecto de absorbente saturable no se produce por el auto-enfoque solamente, sino que hay que ubicar una abertura dentro de la cavidad, que introduzca menos pérdidas a los pulsos de mayores intensidades (figura 1.7). El efecto combinado es así el de un absorbente saturable muy rápido, ya que el efecto Kerr se produce por la polarización electrónica en el cristal no lineal, que tiene tiempos de respuesta del orden de los pocos femtosegundos. La abertura puede ser un elemento intracavidad adicional (*hard-aperture ML*), o producida por la variación espacial de la ganancia en el medio

activo, o cualquier otro efecto que lleve a una variación espacial de las pérdidas (*soft-aperture* ML). Este es el caso de los DPSSL con bombeo longitudinal, donde la zona de ganancia es un volumen muy chico, y en general está bien acoplada al tamaño del modo. Este ingenioso método de ML fue propuesto y ensayado por primera vez por Diodati, Martinez y Marconi en el Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones (CEILAP), CITEFA [MarcDoc], [Marc], en 1985 en un láser de Nd:vidrio con  $Q$ -Switch, bombeado por lámpara flash.

La importancia de este método se pudo ver poco tiempo después de la observación de auto-ML en un láser de Ti:Zafiro, que reveló distintos parámetros espaciales en el modo en operación pulsada y en CW. El diseño de cavidades se desarrolló entonces para maximizar el efecto de lente y usarlo como absorbente saturable. La técnica se denominó *Kerr Lens Mode Locking* (KLM) y con una abertura ubicada en el lugar correcto se consiguió el funcionamiento ML en forma estable [Spine]. Varios grupos lograron resultados excelentes tanto en Ti:Zafiro [KLMtiza] como en Nd:YLF,  $\text{Cr}^{3+}:\text{Mg}_2\text{SiO}_4$  (Cr:forsterita) y  $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrAlF}_6$  (Cr:LiSAF) [KLMotr]. Hay también estudios numéricos y analíticos que estudian parcial o totalmente distintas características del proceso, fundamentalmente en láseres de ancho de banda grande [KLMteo]. Los láseres de Ti:Zafiro con KLM son los que producen en la actualidad los pulsos de ML más cortos.

Un inconveniente común a todos estos sistemas de ML pasivo es hecho de que la modulación, al ser no lineal, sólo es intensa cuando los pulsos en sí son de gran intensidad. Esto provoca que el haz láser, inicialmente funcionando en forma continua, no pueda proveer la suficiente modulación de amplitud como para comenzar a generar pulsos. El problema del auto arranque es inherente a casi todos los absorbentes saturables rápidos. En teoría, si se espera suficiente tiempo, un pulso corto se puede formar a partir de alguna fluctuación inicial. En la práctica, esto no siempre pasa. Hay una serie de factores que inhiben el desarrollo de pulsos a partir del ruido, como ser la saturación dinámica de la ganancia [Ippen2], o procesos competitivos de dispersión, que provocan que, si el pulso no se acorta lo suficiente durante el tiempo de coherencia de la cavidad, éste se dispersa [Krau2]. El *hole burning* espacial también contribuye a bajar este tiempo de coherencia [Krau3]. Más adelante se verá que se pueden definir algunos parámetros del láser que cuantifican cuán probable o improbable es que el láser auto-arranque.

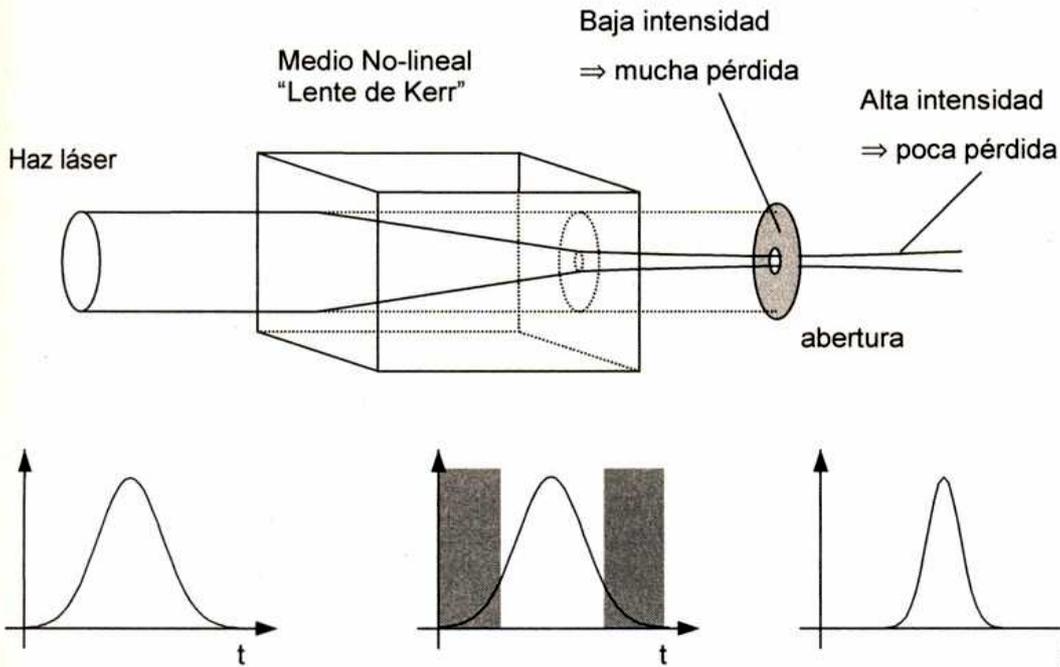


Figura 1.7: Esquema de la modulación de amplitud en KLM

- Fabry-Perot anti-resonante (A-FPSA)

Una alternativa novedosa como absorbente saturable rápido para láseres de estado sólido, es lo que se denomina Fabry-Perot saturable anti-resonante [Keller]. Consiste en un absorbente saturable semiconductor integrado dentro de un Fabry-Perot operado en anti-resonancia. En esta condición, la intensidad dentro del Fabry-Perot es siempre menor que la intensidad incidente, lo que aumenta la intensidad de saturación efectiva. Además, evita que el semiconductor esté directamente adentro de la cavidad. Esto es bueno porque para las longitudes de onda del Nd:YAG, Nd:YLF, etc. o de los metales de transición como el Ti:Zafiro o el Cr:LiSAF, los semiconductores intracavidad introducen muchas pérdidas y no soportan las intensidades de los pulsos intracavidad (figura 1.8). El A-FPSA, llamado también SESAM (*semiconductor saturable absorber mirror*) es entonces un elemento con alta intensidad de saturación, bajas pérdidas (la reflectividad del espejo de la cavidad es del orden del 95% o mayor), y un umbral de daño alto. El cambio de reflectividad no-lineal del A-FPSA se debe al llenado de bandas, donde la absorción se blanquea con los portadores fotoexcitados. La respuesta temporal de este absorbente tiene dos tiempos característicos: una componente rápida (del orden de las centenas de femtosegundos) debida a la termalización intrabanda y una componente lenta provocada por la recombinación de los portadores.

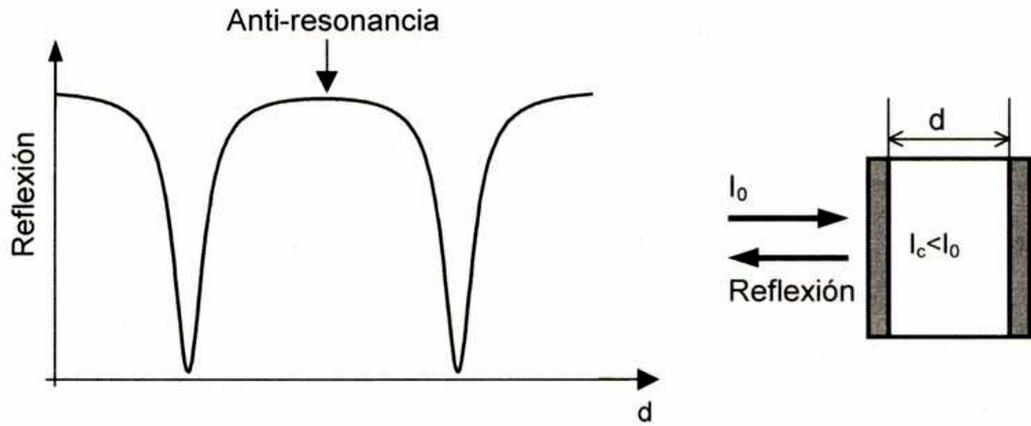


Figura 1.8: A-FPSA, formado por un absorbente saturable semiconductor dentro de un Fabry-Perot en anti-resonancia. La intensidad dentro del Fabry-Perot,  $I_c$ , es siempre mucho menor que la intensidad incidente,  $I_0$  (intracavidad).

Estos sistemas son relativamente flexibles, debido a que sus parámetros se pueden variar en la construcción. Por ejemplo, los tiempos mencionados arriba dependen de la temperatura a la que se crecen los semiconductores [Keller2]. De esta manera, se pueden fabricar SESAM “a medida” para un tipo específico de láser y de determinada potencia.

La ventaja de este tipo de ML frente a, por ejemplo KLM, radica en que la no-linealidad queda desacoplada de los parámetros geométricos de la cavidad, y que el auto-arranque es más eficiente, ya que la curva de saturación del material se puede “moldear” para optimizar ese efecto. Sin embargo, subsiste el problema del daño por potencia y el del deterioro acumulado en el tiempo (como en prácticamente todos los absorbentes reales). A diferencia de los tres métodos para obtener pulsos comentados anteriormente en los que la potencia “inoportuna” es deflectada de la cavidad, los SESAM disipan potencia, ya que son absorbentes en el sentido estricto. Escalar este tipo de sistemas en potencia es entonces algo tan delicado como ajustar la cavidad apropiadamente para conseguir KLM.

Con este tipo de espejos no lineales se ensayó ML en distintos DPSSL de neodimio, en Cr:LiSAF y en Cr:forsterita [SESAMs].

En teoría, este tipo de espejos no lineales se presentan como una solución práctica para conseguir ML en DPSSL. En la práctica, y sobre todo en la práctica local, esta opción queda rápidamente descartada debido a la falta total de tecnología para producir los SESAM. Si bien el hecho de que las no-linealidades estén acopladas a la geometría de la cavidad (como en KLM) complica al sistema, por otro lado esto permite ajustar los

parámetros no lineales sólo variando la disposición de los distintos elementos de la cavidad. En los SESAM, en cambio, para variar la no-linealidad hay que construir otro absorbente, que tenga las nuevas propiedades.

## Capítulo 2.

Al comienzo de este Capítulo se describe el trabajo experimental previo al armado definitivo de la cavidad de oscilación. Se hacen también algunas consideraciones sobre el diseño de un láser con KLM; se analizan efectos térmicos y se caracteriza el autoarranque del régimen pulsado. Finalmente, se hace una descripción del láser de picosegundos armado durante la tesis, se describe el sistema de medición de los pulsos y la performance general del sistema.

### 2.1 KLM en Nd:YAG

Presentado el KLM como una de las alternativas más asequibles para producir pulsos cortos, se trata ahora de ensayarlo en un sistema láser de nueva generación, pero que sea a la vez confiable y versátil –y, además, académicamente novedoso!-. La opción elegida fue un láser de Nd:YAG bombeado longitudinalmente por diodos láser [afa96].

Conseguir KLM en un Nd:YAG bombeado por diodos ha sido una meta por años. El Nd:YAG es uno de los medios activos de estado sólido más comunes y versátiles. Este medio activo es de bajo costo y menos frágil que medios alternativos como el Nd:YLF. Diodos láser continuos que emiten en  $808nm$  –la banda de bombeo usual del Nd:YAG– son ahora equipamiento estándar, y lo mismo se puede decir de la óptica específica para  $1064nm$ . Si la salida del láser pulsado va a ser amplificado, las ventajas prácticas de usar Nd:YAG son aún más evidentes.

Hace unos años se obtuvo KLM en Nd:YAG, pero se necesitaba un modulador electro-óptico de fase para iniciar el ML [Walkr]. Como el modulador no se podía remover de la cavidad, la ventaja práctica sobre la operación con ML activo no era grande. Recientemente, se consiguieron pulsos de  $6.7ps$  (casi limitados por transformada) agregando un vidrio no lineal en la cavidad como en un *setup* anterior usando Nd:YLF [Malc], pero el bombeo no era por LD sino que se hacía con un láser de Ti:Zafiro CW [Henr]. La calidad del modo de este láser de bombeo permitía alcanzar un acople óptico entre el modo láser y la región de ganancia.

De este último resultado, queda claro que el problema a superar para conseguir KLM en un Nd:YAG bombeado por LD es la baja calidad de la geometría del volumen activo. Cuanto más complicada sea esta geometría, más difícil será evaluar y estimar la lente

inducida térmicamente y sus aberraciones. Esto, en consecuencia, complica el diseño de la cavidad para que ésta maximice los efectos no lineales.

Durante el presente trabajo de tesis se presentó por primera vez un láser de Nd:YAG bombeado por diodos funcionando en KLM y con auto-arranque. El obstáculo de la incerteza en los valores de los efectos térmicos fue eludido ajustando el punto de operación de la cavidad de tal manera que la influencia de estos efectos fuera minimizada: este procedimiento del diseño de la cavidad es crucial para obtener KLM en Nd:YAG, pero también es de interés para cualquier láser en general, ya que una baja sensibilidad a efectos térmicos (que son usualmente difíciles de controlar) es algo deseable para cualquier medio activo. La performance general de este diseño permite construir una fuente de pulsos de picosegundos relativamente simple y de bajo costo. En lo que sigue entonces, se describen la disposición de los elementos de bombeo, el estudio de efectos térmicos en el Nd:YAG, el diseño de la cavidad y la performance del sistema.

La fuente de bombeo son dos LD continuos de alta potencia SDL2372-P1 (2W de potencia óptica de salida c/u, en 808nm). La salida de estos diodos se colima con sendas lentes (MellesGriot 06-GLC-002) de  $f=8mm$ . A continuación, en uno de los haces se rota la polarización 90° por medio de una lámina retardadora  $\lambda/4$ . Los dos haces se combinan entonces en un cubo polarizador-*beamsplitter*. El enfoque de esta radiación sobre la barra de Nd:YAG se hace por medio de lentes cilíndricas: en el plano de la mesa se enfoca con una lente  $f=80mm$ , y en el plano perpendicular a la mesa, con dos lentes  $f=19mm$  (figura 2.1) Esta disposición produce una cintura del haz de bombeo en la barra láser de aproximadamente  $60\mu m$  (radio a  $1/e$  de la intensidad), y la potencia efectiva depositada sobre la barra es de 3W como máximo. El tamaño de la cintura es prácticamente el mismo en ambos planos, pero los ángulos de divergencia son distintos, debido a las características fuertemente astigmáticas de la emisión de los LD. La barra de Nd:YAG está dopada al 1.1% atm, tiene 3mm de diámetro y 5mm de largo. Una de sus caras tiene *coating* de alta transmisión para 808nm y alta reflectividad para 1064nm (esta superficie es el espejo del fondo de la cavidad). La otra cara tiene alta transmisión para 1064nm y forma una cuña de 2° con la primera, para evitar efectos de *etalón*. Al final del Capítulo se incluye una fotografía con la disposición definitiva de los elementos de bombeo, colimación y enfoque del mismo (figura 2.16).

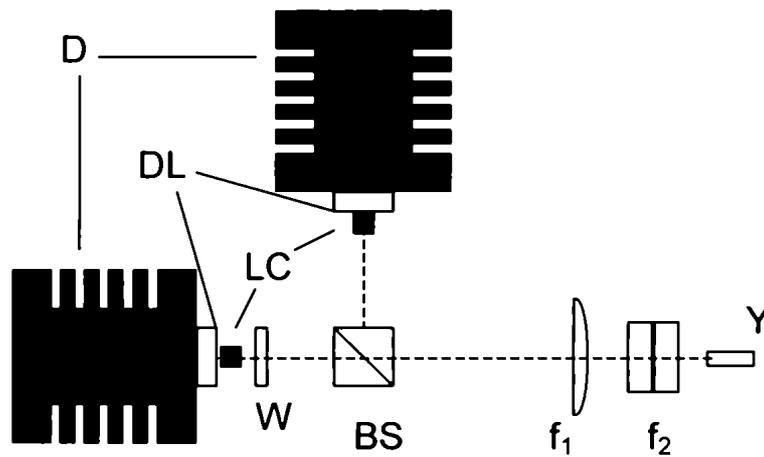


Figura 2.1: Esquema de la disposición de los elementos de bombeo: D: disipadores; DL: diodos láser; LC: lentes colimadoras  $f=8mm$ ; W: lámina  $\lambda/2$ ; BS: *beam-splitter* polarizador;  $f_1$ : lente cilíndrica,  $f=80mm$ ;  $f_2$ : lentes cilíndricas (2),  $f=19mm$ ; Y: Nd:YAG.

### 2.1.1 Efectos térmicos en el medio activo

Las condiciones para el diseño de cavidades de láseres KLM están relativamente establecidas, pero en el caso de un láser de Nd:YAG con bombeo longitudinal por diodos, los efectos térmicos provocan que haya ciertos elementos dentro de la cavidad cuyas características no se pueden describir con precisión. Este hecho imposibilita un diseño directo y estándar de la cavidad. El origen del problema es la fuerte dependencia del índice de refracción del YAG con la temperatura. El dopaje típico de neodimio en un cristal YAG para bombeo longitudinal por diodos es del orden del 1% *atm*. Para esta concentración de neodimio, la profundidad de absorción de la radiación en  $808nm$  es de  $2.3mm$ . La deposición de energía en una zona tan pequeña genera un gradiente térmico grande, que induce en el cristal una variación proporcional del índice de refracción. El efecto es el de una lente con aberraciones puesto que, asumiendo un perfil de bombeo gaussiano, la variación del índice es aproximadamente parabólica sólo en una zona cercana al eje óptico. El problema de los efectos térmicos en el medio activo no es nuevo, y hay una variedad enorme de estudios y de enfoques del mismo; ya sea en medios con bombeo transversal, o más recientemente, en medios con bombeo longitudinal [lenter]. El efecto resultante se lo puede aproximar asumiendo la existencia de una lente convergente sobre el espejo del fondo de la cavidad (el que está depositado sobre el Nd:YAG) Apéndice A. Además, fuera del centro de la región de bombeo, la variación del índice tiene una dependencia logarítmica con la distancia al eje óptico. Esto produce una fuerte distorsión de la fase, que se aproxima asumiendo la presencia

de una abertura en la barra de Nd:YAG. Esta abertura se agrega al efecto producido por la ganancia misma, y es lo que se usará en combinación con el efecto no lineal del vidrio SF57 para generar ML. Los valores de distancia focal de la lente y la abertura equivalentes no se pueden calcular a partir de medir tamaños de *spot* e intensidad del bombeo, debido a que el haz enfocado del diodo láser dista mucho de ser gaussiano, y la zona bombeada no es un cilindro, sino que tiene una forma compleja dada por la divergencia del haz.

Para obtener una estimación de los valores de curvatura y abertura equivalentes, se alineó el láser de Nd:YAG con una cavidad corta, y un espejo de salida plano (figura 2.2).

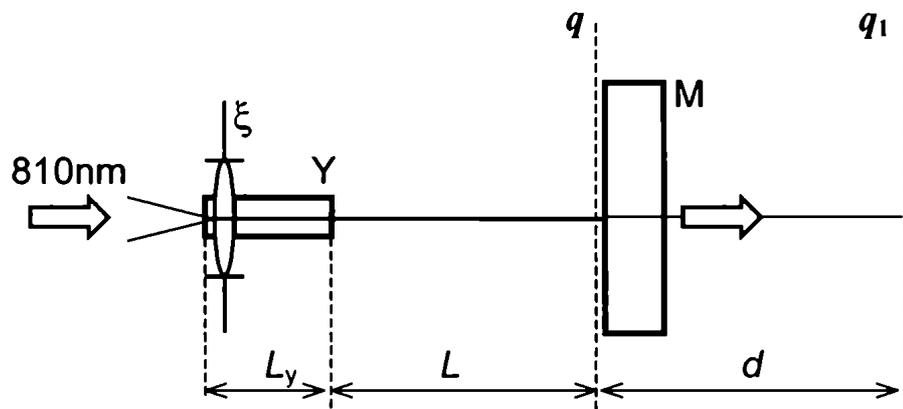


Figura 2.2: Cavidad plano-paralela, armada para estudiar efectos térmicos. Y: Nd:YAG; M: espejo de salida;  $\xi$ : lente térmica y abertura, intracavidad;  $d$ : distancia entre el plano de cálculo de la matriz (2.12) y el plano de las mediciones.

En esta situación, el efecto del haz de bombeo sobre el medio activo es el mismo que se producirá en la cavidad en Z. Se obtuvo el parámetro gaussiano,  $q_1$ , del haz de salida [abcd] para distintas potencias de bombeo, midiendo tamaños de haz en dos distancias del espejo de salida. Esta cavidad es simple, y se puede modelar con las matrices ABCD, incluyendo un elemento incógnita sobre el medio activo; esto se hace mediante la siguiente matriz:

$$M_{\text{icnn}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\xi & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

con  $\xi$  de la forma

$$\xi = \frac{1}{f_{LT}} + i \frac{\lambda}{\pi w_{ab}^2}. \quad (2.2)$$

Así, la matriz de ida y vuelta de tal cavidad, calculada sobre el espejo de salida es:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \xi(nL + L_y) & \frac{2(nL + L_y) - \xi(nL + L_y)^2}{n} \\ -n\xi & -\xi(nL + L_y) \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

donde  $n$  es el índice de refracción del Nd:YAG ( $n=1.82$ ),  $L_y$  la longitud del medio activo y  $L$  el largo restante de la cavidad. Con esta matriz se puede obtener la solución autoconsistente de los parámetros espaciales del haz, pidiendo que  $q$  sea invariante ante un tránsito completo por la cavidad:

$$q = \frac{Aq + B}{Cq + D}. \quad (2.4)$$

Sin embargo, lo que se busca esta vez es resolver el problema inverso: conociendo  $q$ , cuál es el valor de  $\xi$  correspondiente a esa forma espacial del haz? A partir de (2.4), se obtiene:

$$\xi(q) = \frac{nL + L_y}{(nL + L_y)^2 - q^2 n^2}. \quad (2.5)$$

De esta forma, se puede obtener una estimación de la distancia focal de la lente inducida térmicamente, y del diámetro de la abertura efectiva [afa98]. Estas mediciones se resumen en las figuras 2.3 a) y b). El resultado es que una potencia de bombeo de  $3W$  sobre la barra de Nd:YAG produce el efecto equivalente a una lente de distancia focal  $f_{LT}$  de alrededor de  $15cm$  y una abertura de diámetro  $w_{ab}$  de unos  $250\mu m$ .

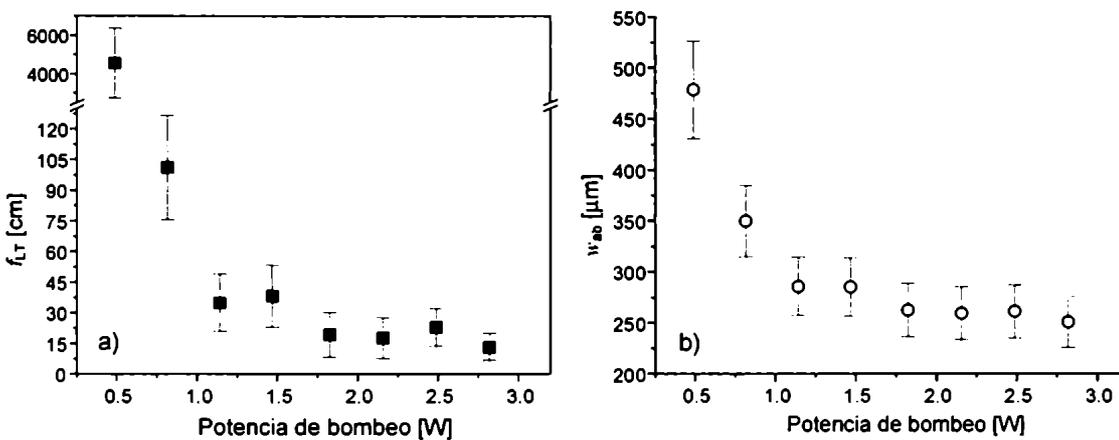


Figura 2.3: a) variación del foco de la lente térmica y b) variación del tamaño de la abertura con la potencia de bombeo

Además de esta caracterización, se estudió la existencia de birrefringencia inducida térmicamente. Para ello, se intercaló un polarizador dentro de la cavidad de descrita en la figura 2.2. De esta manera, se fija la polarización del láser. Así, se midió la intensidad del láser normalizada a la intensidad de la pérdida por el polarizador, para distintas potencias de bombeo. Un efecto de birrefringencia térmica se traduciría en una variación de la intensidad desviada por el polarizador respecto de la potencia de salida. Esta medición se resume en la figura 2.4, y muestra esencialmente que la birrefringencia inducida térmicamente es, si existe, muy pequeña.

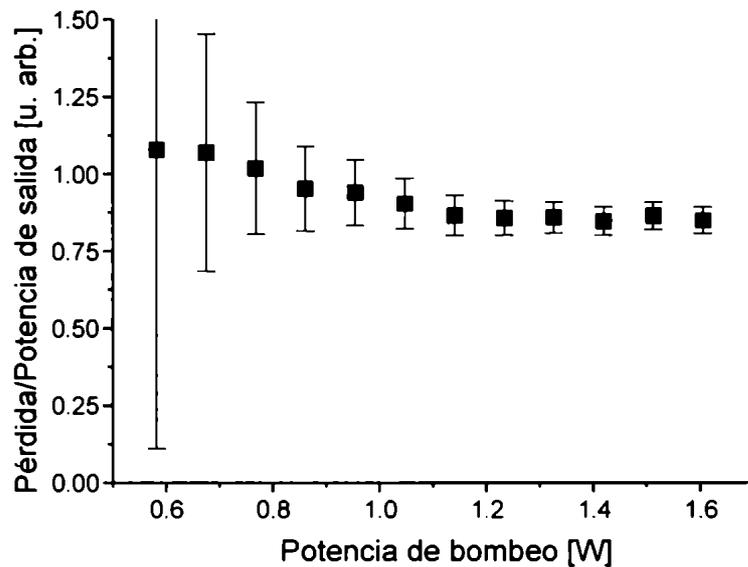


Figura 2.4: Fracción de la potencia intracavidad en la polarización ortogonal a la definida por el polarizador, en función de la potencia de bombeo. El gráfico no muestra correlación de estas dos magnitudes, lo que permite inferir que el efecto de la birrefringencia inducida térmicamente es prácticamente nulo.

### 2.1.2 Diseño de la cavidad

Una vez caracterizados los efectos térmicos producidos por la absorción de la radiación de bombeo en el medio activo, se procedió a estudiar cuál era la mejor disposición de los elementos de la cavidad de KLM.

La cavidad láser, en forma de Z, tiene el diseño más simple entre este tipo de láseres pulsados. Dos espejos de alta reflectividad, de  $100\text{mm}$  de radio de curvatura, forman un foco intenso en el modo láser. En ese foco se ubica una pieza de vidrio SF57 (largo:  $8\text{mm}$ ) en ángulo de Brewster, que es el elemento que provee la no-linealidad de Kerr. La cavidad se completa con un espejo de salida, también en cuña. La configuración básica del láser armado se muestra en la figura 2.5.

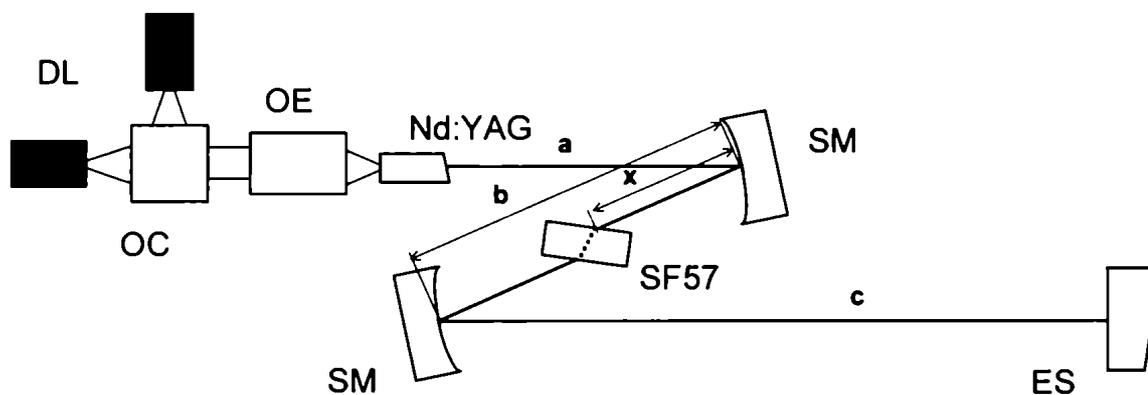


Figura 2.5: Esquema de la disposición de los elementos de bombeo, colimación y enfoque, y los propios de la cavidad del láser de Nd:YAG KLM. LD: diodos láser; OC: óptica de colimación y combinación; OE: óptica de enfoque; EC: espejos curvos; ES: espejo de salida.

La curvatura del haz provocada por los efectos térmicos sobre el medio activo produce una cintura entre el medio activo y el espejo curvo, cuya ubicación precisa es incierta, debido al error de la medida y a que su posición varía efectivamente con la potencia de bombeo. Esta situación desalienta el uso del mismo medio activo como medio no lineal, tal como se hace en el caso del Ti:Zafiro, y lleva a un diseño en el que el material no lineal se ubica en un foco definido por espejos reales y fijos, que además tienen un radio de curvatura menor por lo que enfocan más fuertemente el haz, aumentando la respuesta no lineal del medio. Así dispuesta, esta cavidad produce un foco intenso con una cintura de alrededor de  $20\mu m$ , ubicada en el punto medio entre los espejos curvos y muy poco sensible a variaciones de la lente térmica.

Para encontrar el punto de operación, se hizo un estudio de las condiciones de estabilidad geométrica de la cavidad a través de la técnica del cálculo de la matriz  $ABCD$  en un semitránsito [Magni]. Este método consiste en calcular la matriz en un sentido, entre los espejos de salida y de fondo de la cavidad. En este formalismo, la condición de estabilidad óptica del resonador no es la usual que tiene en cuenta la traza de la matriz, sino que es

$$A \cdot B \cdot C \cdot D < 0 \quad (2.6)$$

donde  $A$ ,  $B$ ,  $C$  y  $D$  son los elementos de esta matriz  $[abcd]$ . Esta condición de estabilidad se puede manipular fácilmente para obtener condiciones para los límites de estabilidad. Los parámetros libres en este caso son los largos de los brazos de la cavidad

( $a$ ,  $b$  y  $c$  en la figura 2.5) , y la distancia focal de la lente térmica equivalente. El resultado de este cálculo se ilustra en la figura 2.6.

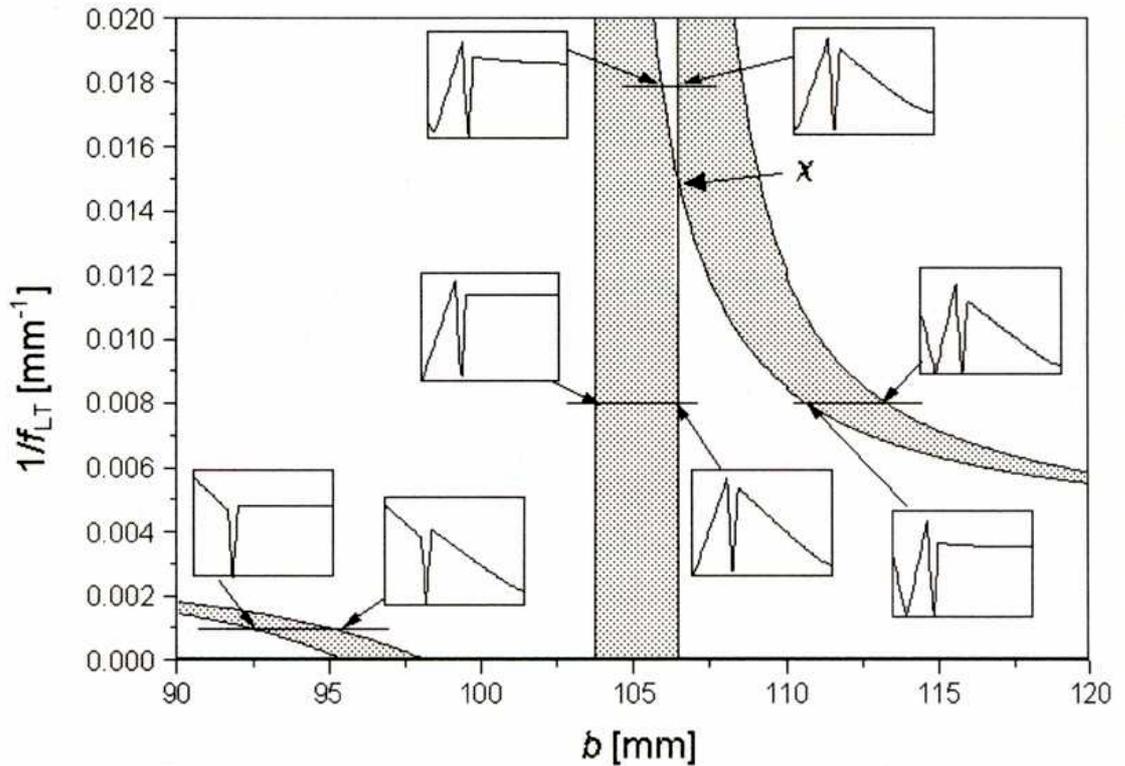


Figura 2.6: Zonas de estabilidad de la cavidad, para  $a=343mm$  y  $c=1006mm$ . En los detalles se observa la evolución del tamaño del haz, desde la barra de Nd:YAG hasta el espejo de salida, para distintas configuraciones cercanas a límites de estabilidad. Se puede ver que entre los espejos curvos siempre hay un foco intenso.

Dos de los límites de estabilidad son casi independientes de la lente térmica (las líneas verticales en la figura 2.6). Lo primero que se ve es que la distancia entre los espejos curvos,  $b$ , es crítica. Los largos de  $a$  y  $c$  se eligen con los siguientes criterios: 1). el tamaño del modo láser sobre el Nd:YAG debe coincidir con el tamaño del bombeo ( $\sim 60\mu m$ ); y 2). el punto de intersección entre el límite dependiente de la lente térmica y el independiente,  $X$  en la figura 2.6, debe ocurrir en un valor de la potencia de la lente térmica tal que sea mayor al estimado anteriormente como cota mínima para este valor. Esto lleva a las siguientes dimensiones:  $a=34cm$ ,  $c=100cm$ . De esta manera, el punto de trabajo elegido hace que los parámetros del haz sean débilmente dependientes de los efectos térmicos. Queda por determinar  $b$ . Sin embargo, el rango completo de estabilidad se cubre en  $2mm$ , por lo que este largo se fija en el experimento. La posición del foco entre los espejos curvos está siempre entre el 52% y el 54% (medido hacia el espejo de salida) del largo total del brazo, para un amplio rango de los parámetros

geométricos. En los insertos de la figura 2.6 se grafica el tamaño del modo a lo largo de la cavidad, desde Nd:YAG hasta el espejo de salida, para varias condiciones geométricas. Siempre hay un foco intenso entre los espejos curvos.

La cavidad presenta astigmatismo, debido a la inclusión de un elemento sobre el que el haz incide en ángulo de Brewster (el SF57) y al ángulo de incidencia no despreciable sobre los espejos curvos. El astigmatismo hace que el largo efectivo del brazo  $b$  de la cavidad sea distinto en los planos tangencial y sagital. Es necesario compensar esta diferencia, ya que al ser el rango de estabilidad de sólo  $2mm$ , puede ocurrir que para las condiciones en las que uno de los planos es estable, el otro no lo sea y por lo tanto no sea posible alinear un resonador estable. Se encontró que un semi-ángulo de incidencia de  $10^\circ$  compensa este astigmatismo.

Finalmente, hay que maximizar la intensidad del efecto no lineal, para que la modulación dependiente de la amplitud sea lo mayor posible y en la dirección correcta, es decir que la cavidad le introduzca menos pérdidas a pulsos que al CW. Esto se ajusta variando  $b$  y la posición  $x$  del vidrio SF57, según el criterio definido a continuación.

### 2.1.3 Condiciones para el auto-arranque del KLM

En un láser pulsado por KLM, el auto-enfoque del haz induce una variación en el modo transversal del láser y produce una ganancia o pérdida no lineal, dependiente de la potencia dentro de la cavidad. Existen varios análisis de cavidades resonantes para láseres auto-pulsados. Cálculos numéricos usando la integral de difracción de Fresnel y el método de Fox y Li [FoxLi] dan una descripción detallada del campo dentro del resonador [Piché]. En otros enfoques alternativos, se aproxima el campo auto-consistente con un haz gaussiano y se calcula usando recetas numéricas iterativas [Martínez]. Sin embargo, con estos métodos numéricos se hace difícil obtener pautas de diseño generales. En 1993, Magni, Cerullo y De Silvestri presentaron un formalismo analítico mediante el cual se puede calcular el modo gaussiano de resonadores que contienen un medio no lineal de tipo Kerr, extendiendo la regla de las matrices usuales  $ABCD$  [Magni2]. El medio Kerr se caracteriza por tener un índice de refracción  $n$  dependiente de la intensidad:

$$n = n_0 + \frac{1}{2} n_2 |u|^2, \quad (2.7)$$

donde  $u$  es la envolvente lenta de amplitud compleja del campo. Dentro de la aproximación paraxial de la teoría de difracción escalar, la propagación del haz se puede describir, asumiendo que la intensidad del haz es constante en el tiempo, por medio de

$$\nabla_{\perp} u - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} + k^2 \frac{n_2}{n_0} |u|^2 u = 0, \quad (2.8)$$

donde  $\nabla_{\perp}$  es el laplaciano transversal (que actúa sobre las coordenadas ortogonales al eje  $z$ ). Para una no-linealidad moderada, el perfil espacial de la “solución fundamental” se aproxima a una función gaussiana. Suponiendo esta situación, para tal haz la amplitud envolvente compleja se puede escribir

$$u(r, z) \propto \frac{U}{w} \exp \left[ -i \frac{k}{2} r^2 \left( \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi n_0 w^2(z)} \right) + i\varphi(z) \right]. \quad (2.9)$$

En (2.9),  $r$  es la distancia al eje  $z$ ,  $U$  es una constante real relacionada con la potencia del haz,  $\lambda$  es la longitud de onda en el vacío, y  $R(z)$  y  $w(z)$  son los parámetros del haz gaussiano. Entre los paréntesis de (2.9) se puede reconocer al parámetro gaussiano,  $q(z)$ . Si se aproxima la parte no-lineal de (2.8) por una parábola (válido en la zona central del modo), se puede resolver y las soluciones son:

$$w^2(z) = w_1^2 \left[ \left( 1 + \frac{z}{R_1} \right)^2 + \left( \frac{\lambda z}{\pi n_0 w_1^2} \right)^2 \left( 1 - \frac{P}{P_c} \right) \right], \quad (2.10a)$$

$$\frac{1}{R(z)} = \left( \frac{w_1}{w(z)} \right)^2 \left[ \frac{1}{R_1} + \frac{z}{R_1^2} + z \left( \frac{\lambda}{\pi n_0 w_1^2} \right)^2 \left( 1 - \frac{P}{P_c} \right) \right], \quad (2.10b)$$

$$\varphi(z) = \varphi_1 + \frac{1 - 3P/2P_c}{\sqrt{1 - P/P_c}} \left[ \arctan \left( \frac{\pi n_0 w^2(z)}{\lambda R(z) \sqrt{1 - P/P_c}} \right) - \arctan \left( \frac{\pi n_0 w_1}{\lambda R_1 \sqrt{1 - P/P_c}} \right) \right] \quad (2.10c)$$

El parámetro  $P_c$  es la potencia crítica de auto-enfoque en el material, y  $w_1$ ,  $R_1$  y  $\varphi_1$  son los valores iniciales para  $z=0$ . Estas expresiones se pueden escribir en forma consistente con la formulación de matrices  $ABCD$ . La matriz equivalente de un medio Kerr es

$$M = \sqrt{1 - \Gamma} \begin{pmatrix} 1 & d_c \\ -\Gamma / [(1 - \Gamma) d_c] & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

donde  $d_c = d/n_0$  es el largo efectivo del medio para  $P=0$ , y

$$\Gamma = \left[ 1 + \frac{1}{4} \left( \frac{2\pi w_c^2}{\lambda d_c} - \frac{\lambda d_c}{2\pi w_0^2} \right)^2 \right]^{-1} \frac{P}{P_c}. \quad (2.12)$$

En la ecuación (2.12),  $w_c$  es el tamaño del haz en el centro del medio y  $w_0$  es el tamaño del haz en la cintura, calculado con  $P=0$ . Como los elementos en (2.11) dependen de la potencia del haz y del parámetro gaussiano  $q$ , esta matriz es –como se esperaba– no lineal.

Se pueden hacer distintas aproximaciones en (2.11), pero esencialmente se cuenta entonces con un formalismo para calcular características del modo en un resonador que contiene un medio Kerr.

En una cavidad estable, se puede ver la evolución del tamaño del haz en algún lugar determinado de la cavidad con la potencia. Si el tamaño del haz disminuye con la potencia, al ubicar en ese lugar una abertura, se conseguirá el efecto de absorbente saturable rápido. El factor relevante para analizar y diseñar cavidades para KLM es entonces la variación relativa del tamaño del haz de pequeña señal, definida como

$$\delta \equiv - \frac{1}{w} \frac{dw}{dp} \Big|_{p=0}, \quad (2.13)$$

donde  $w$  es el tamaño del haz en algún lugar de la cavidad, y  $p$  es la potencia normalizada a la potencia crítica,  $p=P/P_c$ . Se puede probar que  $\delta$  alcanza su máximo valor absoluto sobre los espejos planos que cierran la cavidad y sobre planos donde la propagación desde los espejos planos corresponde a los planos de Fourier e imagen Magni[3]. Una vez que se determina el signo correcto de  $\delta$  para KLM ( $\delta>0$ , por el signo menos en la definición) en una zona de la cavidad, estos planos son los más indicados para ubicar una abertura. La pérdida  $L$  producida por una abertura de diámetro  $2a$  ubicada dentro de la cavidad se puede estimar calculando la transmisión de un haz gaussiano de tamaño  $w(p)$  a través de la abertura:

$$L = \frac{\int_0^{\infty} \exp[-2(r/w(p))^2] r dr}{\int_0^{\infty} \exp[-2(r/w(p))^2] r dr} = \exp[-2(a/w(p))^2]. \quad (2.14)$$

A primer orden en  $p$ , la variación de la pérdida no lineal se puede calcular en

$$dL = 4(a/w(0))^2 \exp[-2(a/w(0))^2] \delta dp. \quad (2.15)$$

El factor  $\delta$  es directamente proporcional a las pérdidas no lineales, o sea a la profundidad de modulación de intensidad. Un valor de  $\delta$  grande (positivo) dará a la cavidad una buena discriminación de los regímenes pulsado y continuo. De hecho, se ha podido mostrar que este parámetro está ligado a la capacidad de auto-arranque del ML, como se puede ver en la figura 2.7: En un láser de Ti:Zafiro con aberturas sobre los espejos planos de fondo y de salida, la región donde se puede obtener ML pasivo está correlacionada con la región de  $\delta$  positivo, y el auto-arranque se da para la región de  $\delta$  con mayor valor absoluto.

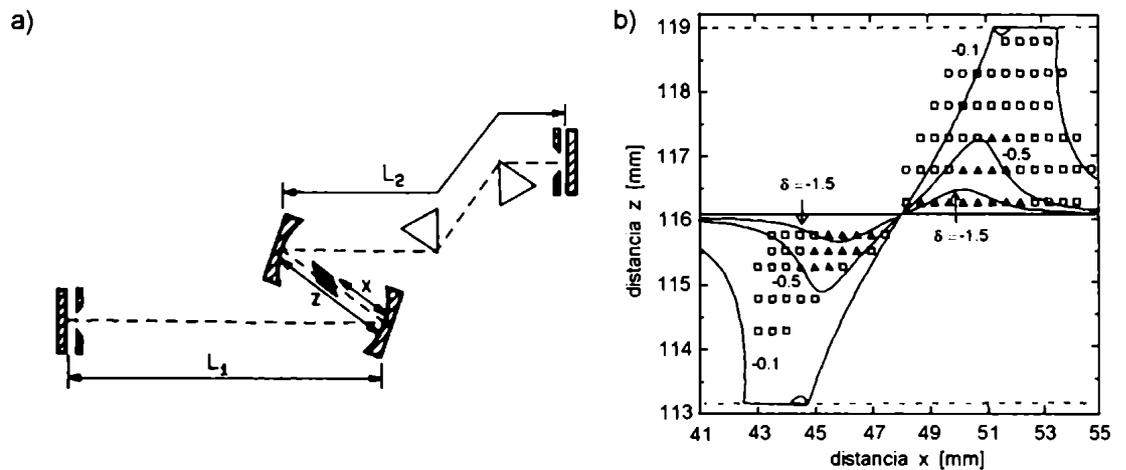


Figura 2.7: a) configuración de un resonador de Ti:Zafiro con KLM, con dos rendijas sobre los espejos planos. B) líneas de nivel de la variación del tamaño de haz  $\delta$  sobre los espejos planos en función de la distancia entre espejos  $z$  y la posición del medio activo/no lineal. Los cuadrados marcan los puntos donde el KLM se puede iniciar golpeando un espejo plano; los triángulos corresponden a la condición de auto-arranque. Las líneas punteadas corresponden a los límites de estabilidad. En esta referencia, la definición de  $\delta$  no tiene el signo menos, por lo que las zonas propicias para KLM son las de  $\delta$  negativo. (de la referencia [Cerul2]).

La variación de  $\delta$  se obtiene variando los parámetros geométricos  $z$  y  $x$ , la distancia entre los espejos curvos y la posición del medio no lineal, respectivamente [Cerul2]. Claramente, de la figura 2.7 se puede concluir que el parámetro  $\delta$  está bien asociado a la situación óptima para el auto-arranque.

En el caso del láser de Nd:YAG que nos ocupa, la abertura es del tipo *soft*, es decir producida por los efectos combinados de la localización de la ganancia y las aberraciones de la lente térmica. Se mapeó entonces el factor  $\delta$  calculado sobre la barra

de Nd:YAG para distintas configuraciones de la cavidad, variando  $b$  y  $x$ . En el gráfico de la figura 2.8, el rango de  $b$  es el rango completo de estabilidad de la cavidad. Se puede ver que el valor de  $\delta$  crece cerca de los límites de estabilidad. También se aprecia que, en función de la posición del vidrio SF57,  $\delta$  cambia de signo en distancias características del orden del par de milímetros. Estas dos condiciones hacen que el control de estos dos parámetros geométricos sea crítico. Es por esto que los espejos curvos se montaron sobre unidades de translación que permiten modificar su posición en el plano de la cavidad, mientras que el vidrio SF57 está en una unidad de translación  $x$ - $y$ - $z$ .

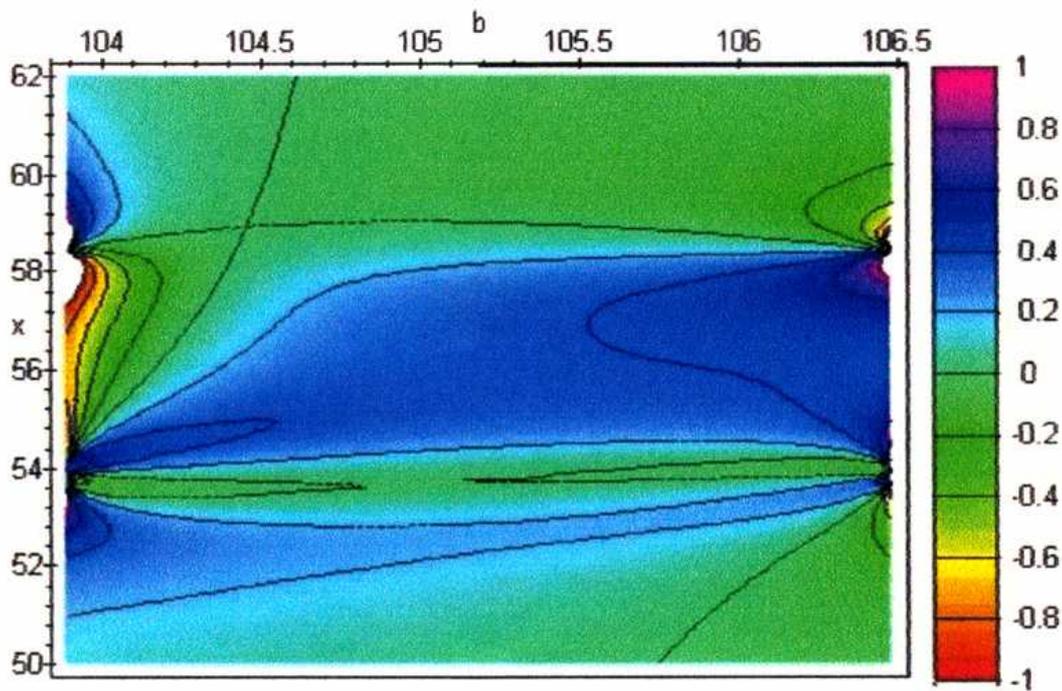


Figura 2.8: Mapa de color de la variación relativa del tamaño del haz de pequeña señal,  $\delta$ , en función de la separación entre espejos curvos  $b$  y la posición del vidrio no lineal entre éstos,  $x$ .

Al final de este Capítulo se muestra una fotografía que muestra la realización práctica del conjunto espejos curvos-SF57 (fig 2.17).

De esta manera se tiene una cavidad con los tamaños del modo láser y el modo de bombeo ajustados, una dependencia débil con la lente térmica producida por el bombeo, y una caracterización general de cuáles son las regiones aptas para producir KLM.

## 2.2 Resultados experimentales. Desempeño del láser pulsado

Antes de tratar de obtener ML, es necesario alcanzar una densidad de potencia de bombeo alta en el medio activo, y el mejor acople posible entre la región excitada y el modo láser. La eficiencia de bombeo se optimiza en una cavidad auxiliar plano-paralela ( $l=4cm$ ), similar a la utilizada para estimar la lente térmica. Ajustando la óptica de bombeo, se obtienen  $1.35W$  de salida para  $3W$  de potencia de bombeo (el espejo de salida tiene una reflectividad de 0.94). En otras palabras, una eficiencia de conversión de 45% (eficiencia cuántica: 60%). Se alineó entonces la cavidad en Z, buscando maximizar la potencia de bombeo. Se obtuvo una potencia de salida máxima de  $1W$ . En estas condiciones, la potencia umbral de bombeo es de  $100mW$ . Luego de un ajuste de la distancia entre los espejos curvos, y un "paseo" por distintas ubicaciones del SF57 entre los mismos, durante los cuales se buscó maximizar la amplitud del batido de modos, **se logró la emisión KLM, con auto-arranque** [Larot]. La potencia media de salida en esta condición es menor (alrededor de  $700-750mW$  máximo) que en la condición de alineación para potencia máxima. El monitoreo básico del láser se realiza con un fotodiodo rápido ( $\tau_{resp} \cong 1ns$ ), que toma la reflexión del haz en la cara en cuña de la barra de Nd:YAG. Esta señal se registra por medio de un osciloscopio analógico (TEKTRONIX 7834, con unidad amplificadora de baja impedancia 7A19 y base de tiempo 7B92A,  $400MHz$  de ancho de banda), o uno digital (Hewlett-Packard 546167B,  $500MHz$  de ancho de banda); una muestra del tren de pulsos se observa en la figura 2.9. La fotografía de la figura 2.17 muestra la disposición actual del medio no lineal dentro de la cavidad.

La frecuencia de repetición del ML es de  $101.5MHz$ . Para una potencia de bombeo de  $3W$  en  $808nm$ , se calcula la potencia media intracavidad en alrededor de  $13W$ . No se puede obtener ML con una potencia media intracavidad menor a  $9.3W$ , aún después de re-alinear el láser.

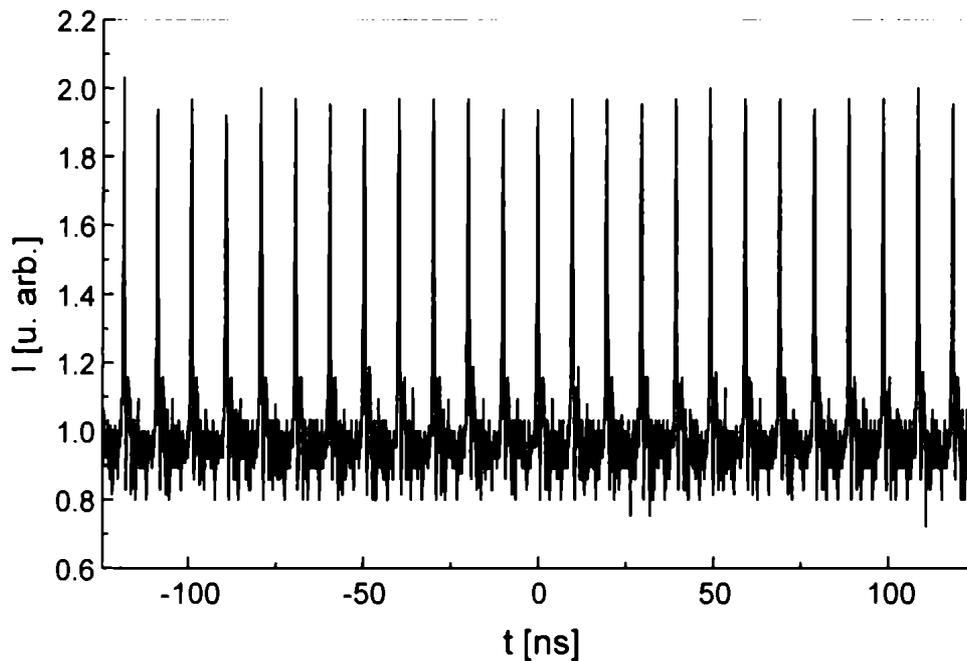


Figura 2.9: tren de pulsos del láser de Nd:YAG KLM. El tiempo de tránsito (RTT) es de  $9.85\text{ns}$ . El tiempo de respuesta del fotodiodo es de  $600\text{ps}$ .

Las distancias  $b$  y  $x$  son difíciles de medir con precisión, ya que se trata de distancias entre las superficies de los espejos cóncavos y la barra de SF57. Sin embargo, se puede tener una idea de cuál es la condición de la cavidad en la que se está trabajando, buscando los límites de estabilidad geométrica de la cavidad, en función de la distancia entre los espejos cóncavos,  $b$ . Los límites de estabilidad se pueden ver fácilmente mirando la forma espacial del modo, o registrando una variable sensible como es la potencia de salida. En la figura 2.10, se registra la salida del láser (en funcionamiento continuo) contra un barrido de  $b$ . Con una flecha se muestra la posición de trabajo para PL. En esa región se observa un leve descenso de la potencia de salida en el modo continuo. Este punto está próximo al límite de estabilidad en  $b=103.7\text{mm}$  (ver figura 6). Para  $\Delta b$  menores a  $-500\mu\text{m}$ , el láser pierde estabilidad en el plano sagital (perpendicular al plano de la mesa) y el modo es una línea vertical, fuertemente difractado. Para  $\Delta b$  mayores a  $550\mu\text{m}$ , el láser pierde estabilidad en el plano horizontal (paralelo al plano de la mesa), y el modo no está confinado horizontalmente. Se estima entonces la distancia entre los espejos curvos  $b$  en  $104\text{mm}$ . La posición del SF57 no se puede medir con la precisión necesaria. Es del orden de los  $60\text{mm}$ . En el capítulo 4 se verá que es posible inferir cuál es la región de valores más conveniente.

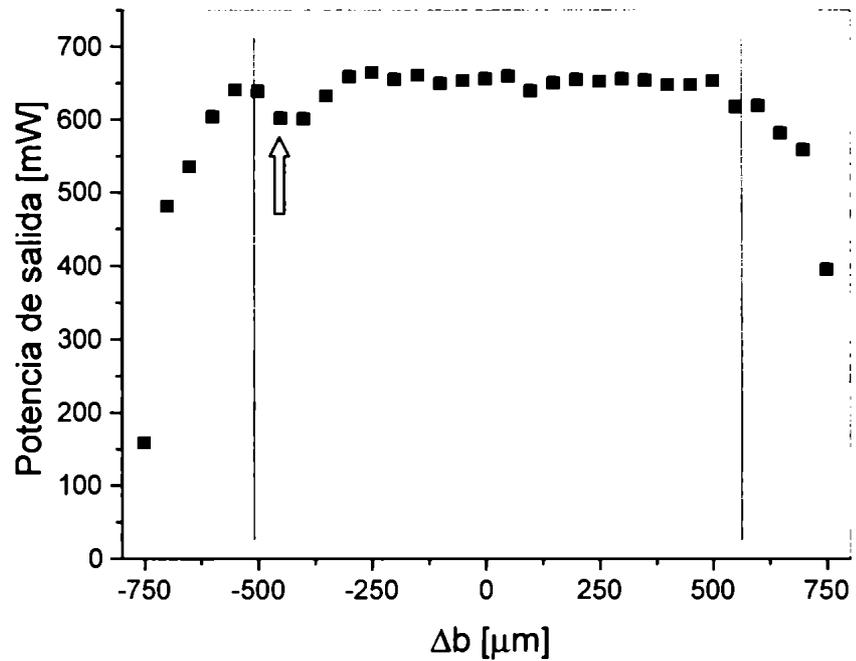


Figura 2.10: Potencia de salida en función del largo del brazo  $b$ . Con una flecha se muestra el punto de trabajo para obtener KLM. Las líneas punteadas a izquierda y derecha marcan los límites de estabilidad (observados en el perfil espacial del modo) de los planos sagital y tangencial, respectivamente.

El modo del láser en esta situación geométrica tiene una cintura sobre el Nd:YAG de alrededor de  $80\mu\text{m}$ , y un foco intenso (otra cintura) entre los espejos curvos de menos de  $20\mu\text{m}$ . En el brazo del espejo de salida, el modo está prácticamente colimado, y a la salida tiene un tamaño de  $1.3\text{mm}$ , según el cálculo de la cavidad realizado con las matrices  $ABCD$  para las dimensiones especificadas ( $a=343\text{mm}$ ,  $b=104\text{mm}$ ,  $c=1006\text{mm}$  y  $x=60\text{mm}$ ). En la figura 2.12 se aprecia la evolución del spot-size a lo largo de la cavidad, a partir del Nd:YAG y hacia el espejo de salida.

Con un Fabry-Perot de barrido de  $133\text{GHz}$  de rango espectral libre (*free spectral range*, FSR) y  $4\text{GHz}$  de resolución construido *ad-hoc* (ver Apéndice B), se puede monitorear el ancho de banda medio del láser. Éste resulta ser de  $71\text{GHz}$  FWHM. El espectro no es suave sino que presenta una estructura de grupos de modos, producida presumiblemente por el *hole burning* espacial. Estas características espectrales se observan en general en láseres de Nd:YAG con el medio activo en el fondo de la cavidad [LarYac] (figura 2.11).

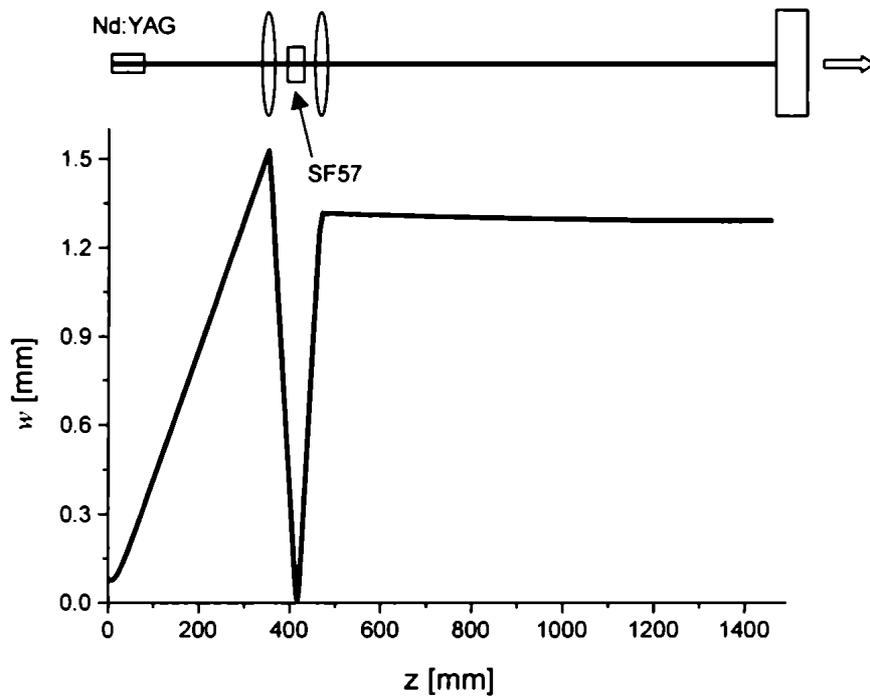


Figura 2.12: Tamaño del haz a lo largo de la cavidad, para las dimensiones medidas y/o estimadas experimentalmente. El láser tiene una cintura de  $80\mu\text{m}$  sobre el medio activo y otra de  $15\text{-}20\mu\text{m}$  sobre el medio no lineal.

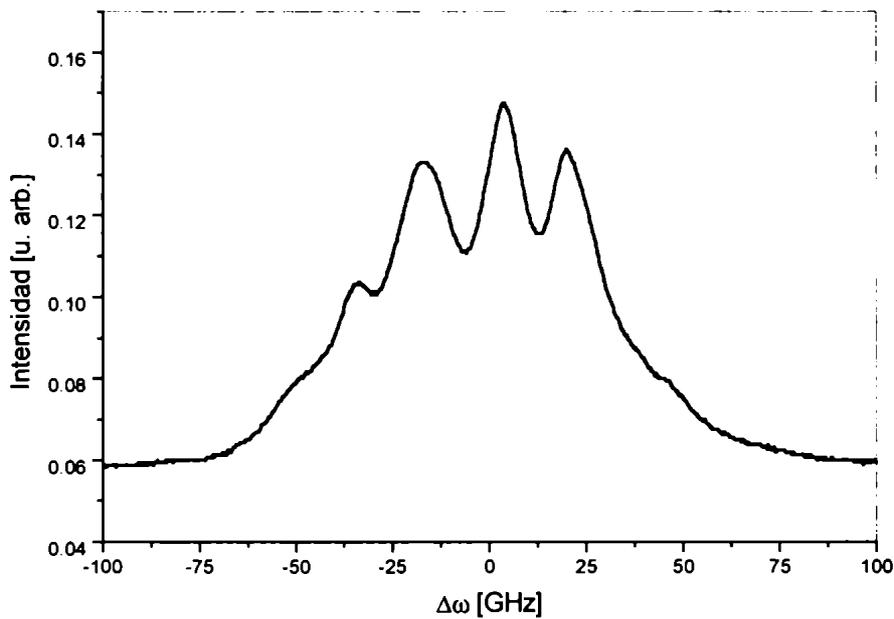


Figura 2.11: Espectro del láser Nd:YAG KLM. El espectro en CW es similar. La estructura que presenta este espectro se debe al *hole-burning* espacial, acentuado por la ubicación del medio activo en un extremo de la cavidad.

Para medir el ancho de los pulsos, no se puede utilizar un fotodiodo, ya que éstos tienen tiempos de respuesta del orden del nanosegundo. La solución a este problema es pasar de una medición que requiere altísima resolución temporal a una medición con una resolución espacial razonable. La técnica estándar nació junto con la invención de los láseres de pulsos cortos [Ippen3] y consiste en registrar la autocorrelación de los pulsos. La idea básica es la siguiente: se divide el tren de pulsos en dos haces que se recombinan después de haber sufrido un retardo óptico ajustable. De alguna forma, se obtiene una señal cuadrática con el campo (por ejemplo, se genera segunda armónica) del haz recombinado, y se registra en función del retardo variable. La función que se registra es proporcional a  $\int |E_r|^2 dt$ , donde  $E_r = E(t) + E(t - \tau)$  es el campo eléctrico que se convierte a segunda armónica. Si el registro de la señal es capaz de retener información interferométrica, la segunda armónica será proporcional al desarrollo de

$$I_r = \frac{\int \left| \left\{ E(t)e^{i(\omega t + \phi)} + E(t - \tau)e^{i(\omega(t - \tau) + \phi(t - \tau))} \right\} \right|^2 dt}{2^2 \int |E(t)|^4 dt}, \quad (2.16)$$

donde  $E(t) = E(t)e^{i(\omega t + \phi(t))}$ . A retardo cero ( $\tau=0$ ), la señal es la superposición coherente de los campos  $E$  de cada brazo, que es 8 veces mayor que la señal correspondiente a un retardo tal que los dos pulsos no estén superpuestos. A esta medición, la que contiene toda la información de la autocorrelación, se la denomina autocorrelación interferométrica.

Si se promedian las franjas de interferencia del haz recombinado, se muestra que la señal registrada es proporcional a

$$I_{c1} = 1 + 2 \frac{\int I(t)I(t - \tau) dt}{\int I^2(t) dt}, \quad (2.17)$$

Donde  $I$  es la intensidad del pulso de luz,  $I(t) = |E(t)|^2$ .

La función  $I_{c1}$  tiene una relación máximo-fondo de 3 a 1. En el *setup* armado en el laboratorio, se mide la función

$$I_c = \frac{\int I(t)I(t - \tau) dt}{\int I^2(t) dt}. \quad (2.18)$$

$I_c$  se denomina autocorrelación libre de fondo. Ésta no contiene información de la fase [Diels]. Sin embargo, en láseres de ancho de banda angosto como el Nd:YAG no es tan crítico el hecho de perder información de la dispersión del pulso. Hay varias maneras de realizar experimentalmente esta operación, y en este caso se opta por la más simple. El sistema de medición de pulsos se esquematiza en la figura 2.13. El tren de pulsos se divide al entrar a un interferómetro de Michelson. Los haces se reflejan en sendos prismas retro-reflectores macizos y se recombinan y enfocan sobre un cristal KDP, generador de segunda armónica en condición de *phase matching* tipo II. Uno de los brazos tiene longitud variable, puesto que el prisma correspondiente está montado sobre el cono de un parlante alimentado con una señal de 50Hz. En el otro brazo se introduce una lámina de cuarto de onda, para cruzar las polarizaciones de los dos haces. Registrando la señal de segunda armónica y el desplazamiento del parlante [semin] se obtiene la autocorrelación libre de fondo de los pulsos de ML.

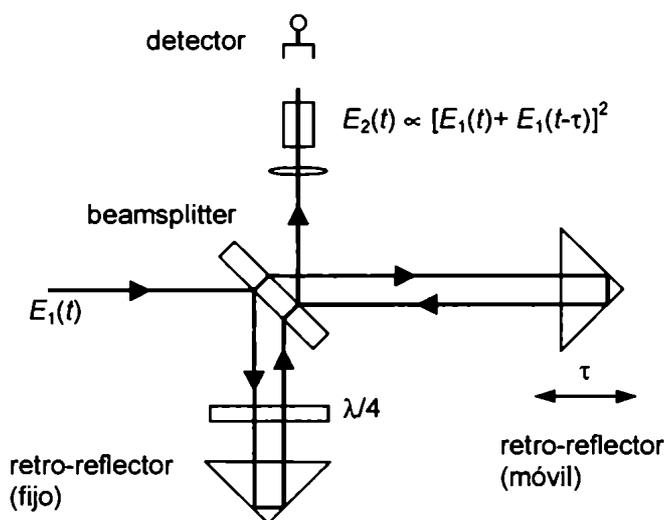


Figura 2.13: Esquema básico del autocorrelador de intensidad utilizado para medir los pulsos de picosegundos

La figura 2.14 muestra la autocorrelación de intensidad para los pulsos del láser de Nd:YAG KLM. Asumiendo una forma de pulso tipo secante hiperbólica, se estima la duración de pulsos en 4.5 picosegundos FWHM. De acuerdo con el ancho de banda medido anteriormente, este valor corresponde a pulsos prácticamente limitados por transformada (4.4ps). Este valor de duración de pulso es del orden de la mitad de la duración de pulso obtenida anteriormente con una cavidad parecida, pero con ML activo por modulación de fase [semin]. El haz de salida es uniforme y ligeramente elíptico,

debido al astigmatismo "residual" de la cavidad y probablemente también a las divergencias desiguales del haz de bombeo. No hay diferencias apreciables entre el tamaño y la forma del haz ni tampoco en la potencia de salida ni en el ancho espectral, entre el CW y el ML.

La operación pulsada es sensible a perturbaciones (corrientes de aire, vibraciones, etc.). En un ambiente no controlado, los pulsos se interrumpen alrededor de dos veces por minuto, pero auto-arranca espontáneamente. Si se encierra la cavidad en una caja, en una mesa estabilizada y antivibratoria, el ML es estable por horas. Esta es la situación actual del láser.

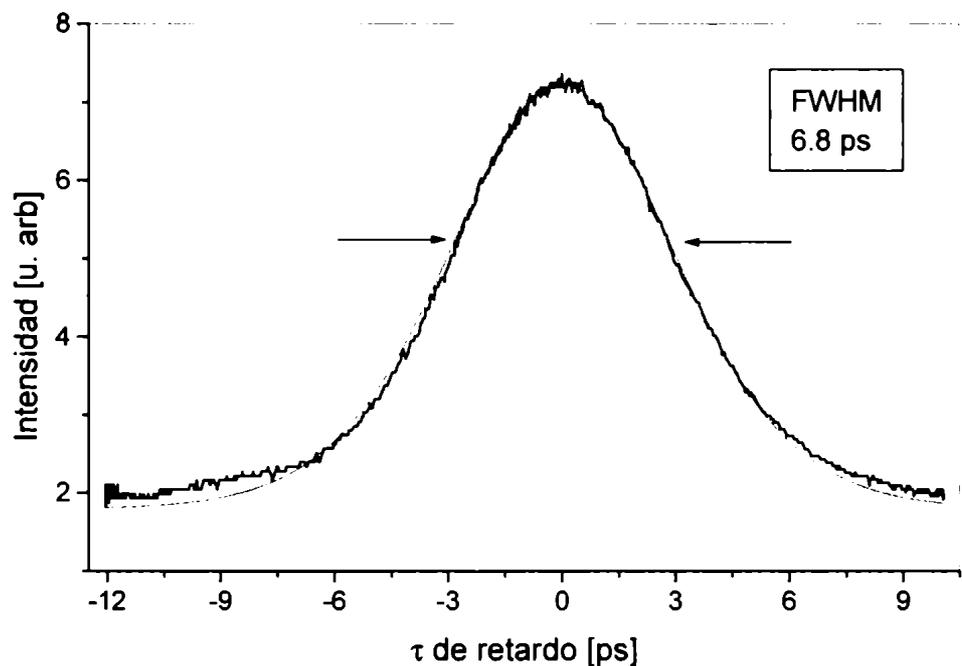


Figura 2.14: Traza de la autocorrelación de los pulsos de ML, registrado con un instrumento como el que se esquematiza en la figura. El ajuste con una curva teórica de la forma  $\text{sech}^2$  da un ancho de autocorrelación de  $6.8\text{ps}$ , lo que equivale a un ancho temporal del pulso de  $4.5\text{ps}$ .

Para estudiar el transitorio en el auto-arranque, se moduló la corriente inyectada en uno de los diodos de bombeo. Cuando la corriente de bombeo cae de  $2.5\text{A}$  a  $2\text{A}$  (la potencia de bombeo varía entre  $3$  y  $2.5\text{W}$ ) el láser pasa a funcionamiento CW. Si se restituye la corriente a su valor original, el ML se reinicia espontáneamente unos  $250\text{ms}$  después (ver figura 2.15). La duración de este transitorio aumenta con la profundidad de modulación. Por ejemplo, si la corriente se modula a  $1.5\text{A}$ , el ML reinicia luego de

600ms. Es probable que estos transitorios estén relacionados con la relajación térmica en la barra láser, aunque es necesario un estudio más detallado de este fenómeno.

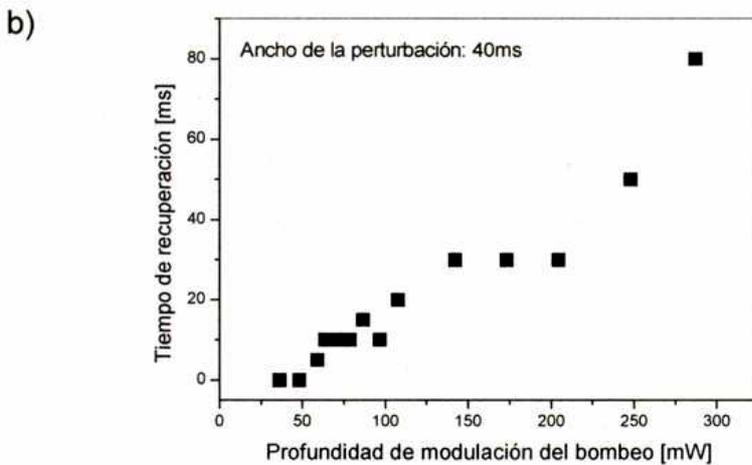
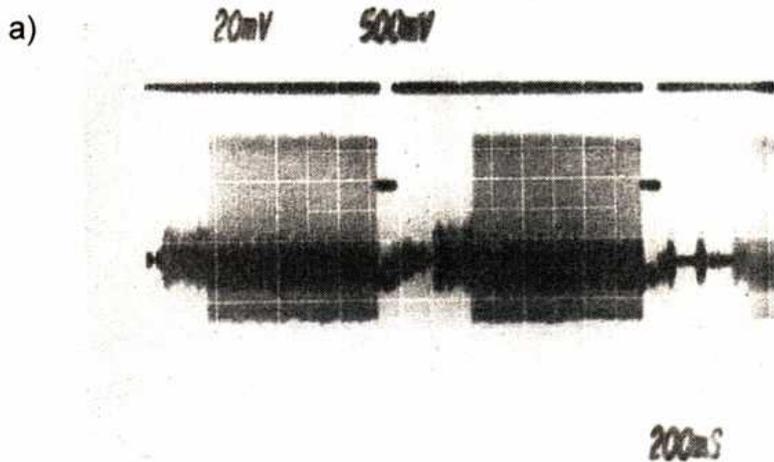


Figura 2.15: a) Registro del osciloscopio mostrando el auto-arranque del ML. Arriba: señal de modulación sobre uno de los diodos de bombeo. La corriente de bombeo cae de  $2.5A$  a  $2A$  durante alrededor de  $80ms$ . Abajo: salida del láser registrada con un fotodiodo rápido. El ML arranca espontáneamente unos  $250ms$  después de que la corriente de bombeo recupera su valor original; b) A medida que la profundidad de modulación aumenta, el sistema tarda más en recuperarse. Para modulaciones inferiores a  $50mW$  el sistema responde en forma casi instantánea. La frecuencia de modulación es de  $1.1Hz$ .

Los pulsos obtenidos son prácticamente limitados por transformada (sin *chirp*). Esto, en una primera impresión no resulta obvio, ya que no existen elementos que compensen la dispersión de la velocidad de grupo (GVD) dentro de la cavidad. Los pulsos sufren una dispersión positiva neta cada tránsito por la cavidad, debido a la dispersión lineal de los

materiales de los elementos intracavidad y a la auto-modulación de fase no lineal (SPM, de *self phase modulation*). Sin embargo, la variación de la duración de pulso que producen estos efectos es muy pequeña para pulsos de picosegundos. Dicho de otra forma, un pulso de femtosegundos puede duplicar su ancho temporal al atravesar un medio dispersivo, pero un pulso  $10^3$  veces más largo no sufrirá gran alteración. El efecto combinado de GVD y SPM sobre un pulso de luz se puede calcular utilizando expresiones desarrolladas durante esta tesis [Larot2], que se presentan en el Capítulo 5. La duración de un pulso a la salida de una pieza de vidrio SF57es:

$$\tau_2 = \tau_1 \sqrt{\frac{\left(1 + \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{8Un_2\beta''z^2 + \beta''S_1z}{\lambda w^2 \tau_1^3}}\right)^2 + \left(\frac{2n_0\beta''z}{\tau_1^2}\right)^2}{1 + \frac{2}{\pi} \left(\frac{8Un_2\beta''z^2}{\lambda w^2 \tau_1^3}\right)^2 + \frac{\beta''S_1z}{2n_0}}}, \quad (2.19)$$

asumiendo una duración inicial de  $\tau_1=4.5ps$  limitado por transformada (es decir, el *chirp* inicial  $S_1=0$ ). En (2.19) ,  $U$  es la energía del pulso (intracavidad),  $w$  es el tamaño del haz,  $\beta''$  es el coeficiente de dispersión del vidrio y  $z$  el largo del material. Estos parámetros, para el caso que nos ocupa son  $U=110nJ$ ,  $\beta''=1.46 \times 10^{-3} ps^2/cm$  y  $n_2=4.1 \times 10^{-15} cm^2/W$ . La expresión (2.19) da un factor de ensanchamiento de pulso de  $10^{-4}$ , que es despreciable.

En consecuencia, en láseres de ancho de banda angosto ( $\Delta\lambda$  del orden de o menor al nanometro; Nd:YAG, Nd:YVO<sub>4</sub>, Nd:YLF, Er:YAG, etc), el ML funciona exclusivamente por auto-modulación de amplitud (SAM, por *self-amplitude modulation*) y como los pulsos están limitados por transformada a algunos picosegundos, no hay lugar para la conformación de pulsos de tipo solitón [Mollen], en los que el pulso se estira y se comprime al pasar por distintos elementos de la cavidad. Este último tipo de formación de pulsos queda así restringida a láseres de pulsos ultracortos, de gran ancho de banda ( $\Delta\lambda$  del orden o mayor que algunas decenas de nanometros; Ti:Zafiro, Cr:LiSAF, Cr:forsterita, etc).

Resumiendo los resultados de este Capítulo, se obtuvo –creemos que por primera vez- KLM en un Nd:YAG bombeado por diodos láser. Los únicos elementos intracavidad son el medio activo (Nd:YAG) y el medio no-lineal (vidrio SF57). La abertura es el medio activo, y la producen la región de ganancia y la distorsión de fase inducida térmicamente. No hay rendijas o diafragmas adicionales, y el diseño de la cavidad está

entre los más simples reportados para este tipo de láseres. El buen desempeño de este sistema se alcanza trabajando en una región de los parámetros geométricos en la cual la influencia de los (mayormente incontrolables) efectos térmicos es mínima. El procedimiento de diseño es también útil para otros medios láser. El prototipo descrito es una fuente de pulsos de picosegundos en  $1064nm$  compacto, simple y de bajo costo. Los pulsos de salida son de  $4.5ps$  FWHM, prácticamente limitados por transformada, con una potencia media de  $800mW$  para una potencia de bombeo de  $3W$ . Son producidos por auto modulación de amplitud, y no se observan efectos de conformación de pulso tipo solitón, presentes en láseres de banda ancha. Este tipo de consideraciones llevó a la siguiente inquietud: los grados de libertad de un láser de picosegundos son menores que los de un láser de femtosegundos. Será posible entonces hacer una descripción cuantitativa de un láser KLM de banda angosta con modelos más simples que los existentes?

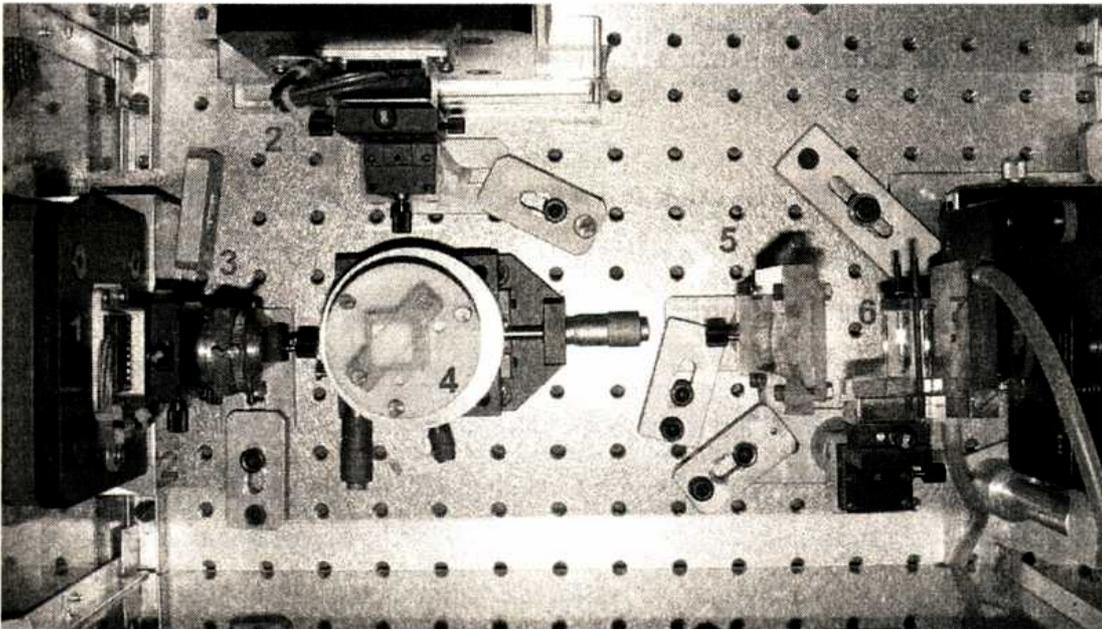


Figura 2.16: Disposición de los distintos elementos de colimación, combinación y enfoque del bombeo: 1 diodos láser; 2 lentes colimadoras  $f=8mm$ ; 3 lámina  $\lambda/2$ ; 4 cubo *beamsplitter*-polarizador; 5 lente cilíndrica  $f=80mm$ , 6 lentes cilíndricas  $2xf=19mm$ ; 7 barra de Nd:YAG.



Figura 2.17: Detalle de la región de alto enfoque de la cavidad: 1 vidrio SF57; 2 espejos cóncavos,  $R=100\text{mm}$ ; 3 eje óptico; 4 reflexión en la cara en cuña de la barra de Nd:YAG, utilizada para monitorear la salida del láser por medio de un fotodiodo rápido

### Capítulo 3.

Si se pretende diseñar o predecir el comportamiento de un láser pulsado, o si sólo se quiere entender el fenómeno del acople de modos, hay que recurrir a una descripción específica para estos sistemas. Los modelos sobre láseres con ML no parten de primeros principios, sino que son extensiones ya sea de modelos utilizados para describir la propagación de pulsos en general, o bien de formulaciones derivadas de la ecuación de ondas electromagnéticas, adaptadas a la descripción básica de láseres.

La descripción detallada de la física involucrada en el ML (y sobre todo ML pasivo) es inevitablemente compleja porque este proceso está determinado por un balance delicado de varios efectos espacio-temporales. Los modelos de ML existentes se basan en dos formalismos distintos:

- Análisis con sistemas continuos, de tipo *master equation*, [Haus], [Martínez2] donde se tienen en cuenta efectos temporales, pero no incluyen efectos espaciales explícitamente. Se asume que todos los efectos por pasaje son chicos, por lo tanto aditivos, y en el estado estacionario esta suma de todas las acciones sobre el pulso se debe cancelar a cero.
- Análisis con mapas iterativos, en los cuales el pulso se asume gaussiano espacial y temporalmente [Hnilo], [Martínez]. Los efectos espaciales se describen usando el análisis clásico de las matrices  $ABCD$ . Para la parte temporal se usa una extensión del formalismo de matrices de pulsos [Kosten].

Existen otras variantes híbridas, en las que se agrega a los modelos de *master equation* los efectos transversales explícitamente, por medio de un operador de difracción [Dunl]. Ambos formalismos tienen (como es de esperar) varios puntos en común. De todas maneras, pretender una descripción completa y analítica del fenómeno es casi imposible. Los modelos continuos son en realidad más apropiados para láseres de fibra -de hecho nacieron pensados para esos sistemas-, ya que suponen que todos los efectos sobre el haz láser están repartidos en forma extensa a lo largo de la cavidad. Por no tener en cuenta la parte geométrica, al menos en forma explícita, suelen ser más fáciles de interpretar.

En este Capítulo se trata el mapa desarrollado para describir al láser KLM de ancho de banda angosto. Previamente se hace un breve repaso sobre la formulación del mapa

iterativo basado en las matrices espacio-temporales de  $2 \times 2$ , y una clasificación de los distintos efectos sobre el pulso producidos por elementos típicos presentes dentro de una cavidad de estos láseres. El lector versado en estos aspectos puede pasar directamente a la Sección 3.3, donde se discute el modelo específico.

### 3.1 Modelos de mapas iterativos con matrices espacio-temporales

Los modelos de mapas iterativos o de Poincaré son especialmente apropiados para describir la dinámica de ML, ya que el láser dispone de un reloj perfecto, dado por el tiempo de tránsito (RTT) del pulso en la cavidad; las secciones de Poincaré son obvias. Además con estos mapas es relativamente sencillo describir inestabilidades del láser tales como duplicaciones de período o multiestabilidad [Koval].

La aproximación de pulso gaussiano es práctica en el sentido que estos pulsos son simples, matemáticamente tratables, y exhiben claramente las características físicas esenciales que se quieren describir. La forma más directa de escribir estos mapas es usando el formalismo de matrices  $2 \times 2$   $ABCD$  para la parte espacial, y las matrices de pulsos  $2 \times 2$   $KIJL$  para la parte temporal [Dijai]. El mapa más general posible que se puede armar con estas matrices es el de las matrices de  $4 \times 4$ : Estas matrices de  $4 \times 4$  relacionan la entrada y la salida de la coordenada transversal  $x$ , el ángulo de propagación  $\theta$ , el tiempo de llegada del grupo  $t$ , y el corrimiento en frecuencia  $f$  de la siguiente forma [Kosten]:

$$\begin{bmatrix} x \\ \theta \\ t \\ f \end{bmatrix}_{sal} = \begin{bmatrix} A & B & \frac{\partial x}{\partial t} & \frac{\partial x}{\partial f} \\ C & D & \frac{\partial \theta}{\partial t} & \frac{\partial \theta}{\partial f} \\ \frac{\partial t}{\partial x} & \frac{\partial t}{\partial \theta} & K & I \\ \frac{\partial f}{\partial x} & \frac{\partial f}{\partial \theta} & J & L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x \\ \theta \\ t \\ f \end{bmatrix}_{ent} \quad (3.1)$$

Esta es una teoría de segundo orden, lo que quiere decir que funciona dentro de la aproximación gaussiana hasta términos de segundo orden en  $r$  y  $t$ . Los elementos de los bloques de  $2 \times 2$  diagonal superior e inferior se identifican con las matrices espacial  $ABCD$  y temporal  $KIJL$ .

Si los elementos presentes dentro de la cavidad son tales que los coeficientes de la matriz (3.1) fuera de los bloques diagonales son nulos (esto es en general cierto para

términos hasta segundo orden, salvo cierto tipo de configuraciones de prismas compensadores de la GVD [Kosten]), entonces se pueden desacoplar la parte espacial de la temporal, y el pulso se puede describir con un pulso gaussiano de la forma

$$E(t) = E_0 \exp \left[ -i \frac{k}{2} \left( \frac{1}{q} r^2 + \frac{1}{p} t^2 \right) \right], \quad (3.2)$$

en función del parámetro gaussiano espacial  $q$  y el temporal  $p$ :

$$\frac{1}{q} = \frac{n_0}{R} - i \frac{n_0 \lambda}{\pi w^2}, \quad (3.3a)$$

$$\frac{1}{p} = \frac{1}{k} S - i \frac{n_0 \lambda}{\pi \tau^2}, \quad (3.3b)$$

donde  $n_0$  es el índice de refracción,  $\lambda$  la longitud de onda central en el vacío,  $R$  el radio de curvatura del haz,  $w$  el tamaño del haz,  $S$  es la derivada segunda de la fase  $\partial^2 \phi / \partial t^2$  (*chirp*) y  $\tau$  es la duración del pulso. La evolución de los parámetros  $p$  y  $q$  al atravesar un medio descrito con una matriz  $M$ , se obtiene a partir de

$$\frac{1}{q_s} = \frac{C + D \frac{1}{q_e}}{A + B \frac{1}{q_e}}, \quad (3.4a)$$

$$\frac{1}{p_s} = \frac{\lambda J + L \frac{1}{p_e}}{K + \frac{I}{\lambda} \frac{1}{p_e}}. \quad (3.4b)$$

$A-D$  y  $K-L$  son los coeficientes de la matriz  $M$ ,  $p_e, q_e$  los parámetros de entrada y  $p_s, q_s$  los de salida.

## 3.2 Propagación y filtrado del pulso.

### 3.2.1 Elementos lineales

Antes de considerar las complejas modulaciones no lineales usadas en ML pasivo vamos a definir las descripciones temporales de los efectos causados por elementos presentes en los láseres (siempre para pulsos gaussianos). Los efectos espaciales se describen con las matrices  $ABCD$  clásicas [abcd]

- Ganancia:

Si multiplicamos el espectro de un pulso gaussiano de parámetro  $p$  por la función atómica de ganancia, usando una expansión cuadrática, se obtiene un nuevo pulso gaussiano con un parámetro modificado  $p'$  [Sieg\_c27]:

$$\exp\left[i\frac{p}{2k}(\omega-\omega_0)^2\right] \cdot \exp\left[-\frac{4g}{\Delta\omega_a^2}(\omega-\omega_a)^2\right] = \exp\left[i\frac{p'}{2k}(\omega-\omega_0)^2\right], \quad (3.5)$$

asumiendo que  $\omega_0=\omega_a$ , esto es, que el espectro del pulso está centrado en la campana de ganancia. El ancho de banda del amplificador es  $\Delta\omega_a^2$ , y  $g$  es la ganancia por pasaje. El cambio neto sobre el parámetro gaussiano por pasar por un medio con ganancia es:

$$p' = p + i\frac{8gk}{\Delta\omega_a^2} \quad (3.6)$$

que puede ser aproximada ( $g$  es usualmente mucho menor que 1) por

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} \approx -i\frac{8gk}{\Delta\omega_a^2} \left(\frac{1}{p}\right)^2. \quad (3.7)$$

De la definición de  $p$  (3.3b), se puede ver que el amplificador produce un ensanchamiento del pulso, debido a que se reduce el ancho de banda. Suponiendo que el pulso que entra al medio de ganancia no tiene *chirp*, el efecto sobre la duración del pulso es

$$\frac{\tau-\tau'}{\tau} \equiv \frac{\Delta\tau}{\tau} = -\frac{8g}{\Delta\omega_a^2\tau^2} \quad (3.8)$$

La cantidad  $\Delta\tau/\tau$  es la disminución del ancho del pulso por pasaje (PSR o *pulse shortening rate*). Vemos que efectivamente el pulso se ensancha, puesto que  $\Delta\tau/\tau$  es negativo.

- Dispersión de la velocidad de grupo:

La expresión para la dispersión sufrida por un pulso gaussiano se puede obtener viendo la evolución del pulso al pasar por un medio cuya velocidad de grupo varía en función de la frecuencia [Sieg\_c9]:

$$\exp\left[i\frac{p}{2k}(\omega-\omega_0)^2\right] \cdot \exp\left[i\frac{\beta''z}{2}(\omega-\omega_0)^2\right] = \exp\left[i\frac{p'}{2k}(\omega-\omega_0)^2\right] \quad (3.9)$$

con

$$\beta'' = \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad (3.10)$$

la derivada segunda de la fase por unidad de longitud. La variación del parámetro gaussiano debida a un medio dispersivo de longitud  $z$  es:

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} \approx -k\beta''z \left(\frac{1}{p}\right)^2. \quad (3.11)$$

Esto produce un *chirp* en el pulso; es decir las distintas frecuencias se retrasan entre sí. Dependiendo del signo de  $\beta''$ , las frecuencias menores se retrasan o adelantan a las mayores.

- Modulador de amplitud:

Uno de los métodos para conseguir ML es modulando la amplitud a la frecuencia de repetición de la cavidad. Para considerar el efecto de un modulador de amplitud en un pulso gaussiano, escribamos primero la función de transmisión del modulador:

$$T_{am} = \exp[-\Delta_m (1 - \cos(\omega_m t))], \quad (3.12)$$

donde  $\omega_m$  es la frecuencia de modulación,  $\pi c/L$ , y  $\Delta_m$  da la profundidad de modulación. La condición usual es que el pulso óptico es corto comparado con el período de modulación, y su pasaje por el modulador está centrado en el pico de la transmisión del modulador (fig. 3.1). Entonces la acción del modulador sobre el pulso será, a segundo orden [Sieg\_c27]:

$$T_{am} \approx 1 - \frac{\Delta_m \omega_m^2}{2} t^2 \quad (3.13)$$

que sobre el pulso incidente actúa

$$\exp\left[-i\frac{k}{2}\frac{1}{p}t^2\right] \cdot \exp\left[-\frac{\Delta_m\omega_m^2}{2}t^2\right] = \exp\left[-i\frac{k}{2}\frac{1}{p'}t^2\right]. \quad (3.14)$$

Es decir, la función de transferencia de un elemento modulador de amplitud se puede aproximar por el término cuadrático, o la curvatura, de la modulación. Se puede reescribir:

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} \approx -i\frac{\Delta_m\omega_m^2}{k}. \quad (3.15)$$

Esto expresa el angostamiento del pulso (y por lo tanto el ensanchamiento espectral) del pulso producido al pasar por el modulador de amplitud. En este caso, el PSR que da el modulador de amplitud es

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\Delta_m\omega_m^2\tau^2}{4}. \quad (3.16)$$

El efecto del modulador es reducir la duración del pulso en el factor dado por (3.16). Al irse acortando el pulso, la efectividad del modulador decrece significativamente. Esta es una diferencia fundamental entre el ML activo y el pasivo.

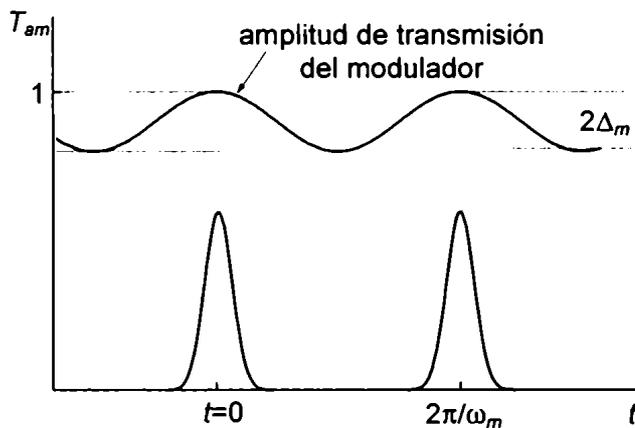


Figura 3.1: Transmisión del pulso a través de un modulador de amplitud.

### 3.2.2 Elementos no-lineales

Veremos ahora cómo se pueden describir los efectos no lineales sobre la parte temporal del pulso. Por su acción en el dominio temporal, los fenómenos no-lineales más generales son: la acción de absorbentes saturables lentos y rápidos.

- Absorbente saturable lento

Repasemos un poco la Sección 1.5.1. Pensando de la misma forma que para el modulador de amplitud, en un absorbente lento la profundidad de auto-modulación de amplitud (SAM) depende sólo de la energía del pulso, y por lo tanto, es independiente del ancho del pulso. Pero la velocidad de modulación (la curvatura del mínimo de la modulación) está determinada por la duración del pulso ya que la ventana de ganancia neta (ver figura 1.4) se reduce proporcionalmente. Con la aproximación parabólica de la modulación de amplitud usada arriba,

$$T_{ss} \approx 1 - \frac{\Delta_{ss}}{\tau^2} t^2. \quad (3.17)$$

Entonces, en este caso la reducción en el ancho del pulso por pasaje es

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\Delta_{ss}}{2} = \text{constante}. \quad (3.18)$$

Esto significa que el efecto de reducción del ancho del pulso no pierde su fuerza al acortarse el pulso.

- Absorbente saturable rápido

En este caso, el efecto no-lineal está dado por fenómenos reactivos y no resonantes, que dependen de la potencia pico del pulso. Ésta depende inversamente de la duración del pulso para una potencia media dada en un láser:  $\Delta_{fs} = \gamma U / 2\tau$ , donde  $\gamma$  es el coeficiente no-lineal del sistema (más adelante volveremos sobre este término) y  $U$  la energía del pulso. La curvatura temporal de la modulación también aumenta al acortarse el pulso, igual que en los absorbentes lentos. Ambos efectos producen una modulación de amplitud que se puede describir con la siguiente función de transmisión [Ippen4]:

$$T_{fs} \approx 1 - \left( \frac{\gamma U}{2\tau} \right) \left( \frac{t^2}{\tau^2} \right). \quad (3.19)$$

El cambio en el ancho de pulso para un absorbente rápido es entonces

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} = \frac{\gamma U}{4\tau}. \quad (3.20)$$

A esta altura se puede ver de manera un poco más formal lo dicho en la discusión sobre distintos métodos de ML y el límite inferior factible de la duración del pulso. A diferencia del ML con absorbente lento en el que la fuerza de reducción del pulso permanecía constante, la dinámica de un absorbente rápido produce un PSR que siempre aumenta a medida que el pulso se acorta. Hay un límite, claro, y es cuando el efecto de absorbente se satura completamente o cuando la duración del pulso se acerca al tiempo de respuesta del absorbente (igualmente, digamos que la duración de pulso puede alcanzar un valor estacionario antes, y esto se debe a la existencia de elementos dispersivos dentro de la cavidad). La parte desventajosa de este efecto tan fuerte en absorbentes rápidos es que el mismo es muy débil cuando el pulso es largo. Se puede ver esto claramente en la figura 3.2, donde el PSR de distintos mecanismos de ML se grafican ilustrativamente vs  $1/\tau$ . Este último aspecto es el que complica el auto-arranque de los pulsos en sistemas con absorbente rápido.

- Auto-modulación de fase y de amplitud

Recordemos que es posible conseguir el efecto de absorbente saturable lento con un material real, que efectivamente tenga esas características de saturación de la absorción.

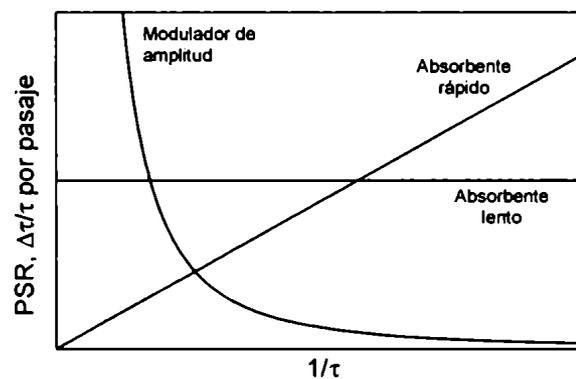


Figura 3.2: Reducción del ancho de pulso por pasaje para distintos mecanismos de ML. En realidad existe un límite para  $\tau$  muy chico, dado por efectos de dispersión del propio pulso y de saturación del absorbente

En el caso de absorbentes rápidos, este efecto es artificial, y se consigue en general con: (a) un medio no-lineal que actúa sobre la fase o la amplitud del campo, y (b) un elemento pasivo (abertura, cavidad auxiliar, absorbente, espejo dicróico, etc) de pérdidas. Esta combinación funciona como absorbente rápido, pero cada una de las dos partes es necesaria y no suficiente para constituir el absorbente. Un medio no lineal

rápido de tipo Kerr ( $n = n_0 + 1/2 n_2 E^2$ ) produce una auto-modulación de fase y/o de amplitud. El efecto de *sólo* la modulación de amplitud es espacial y está contemplado por la expresión (3.16), que describe la evolución de un haz gaussiano en un medio de índice no lineal. La deformación de un pulso de energía  $U$  que sufre una auto-modulación de fase en un medio de longitud  $z$  se tiene en cuenta en su parámetro gaussiano a través de

$$\frac{1}{p'} = \frac{1}{p} + \frac{8\sqrt{2} U n_2 z}{\pi^{3/2} w^2 \tau^3} \quad (3.21)$$

En esta expresión –que no tiene en cuenta la dispersión natural del medio–,  $w$  es el tamaño del haz,  $n_2$  el índice no lineal y  $\tau$  la duración inicial del pulso [Martínez].

### 3.3 Mapa iterativo de un láser pulsado por KLM

#### 3.3.1 Formulación general

Hasta ahora, la descripción por medio de mapas iterativos de láseres KLM tenía en cuenta la evolución de los parámetros gaussianos  $p$  y  $q$  a lo largo de un tránsito del pulso por la cavidad. Esto es, escribiendo la matriz de  $4 \times 4$  –en realidad, las dos matrices  $2 \times 2$ – de la cavidad completa (a la ida y a la vuelta) y propagando  $p_n$  y  $q_n$  por medio de las relaciones (3.4) se obtienen los nuevos parámetros  $p_{n+1}$  y  $q_{n+1}$ . Los puntos fijos del problema se obtienen encontrando los valores de  $p$  y  $q$  tales que  $(p, q)_{n+1} = (p, q)_n$ . Esto lleva naturalmente a un mapa no lineal de cuatro dimensiones (las variables del pulso,  $w, R, \tau, S$ ). Una quinta ecuación para la energía del pulso se obtiene de la ecuación de saturación de la ganancia [Sieg\_c7]. De esta forma se construye un mapa para estudiar la dinámica de –por ejemplo– un láser de Ti:Zafiro [Hnilo], [Bolt]. La descripción más completa en términos de mapas requiere entonces cinco variables:

$$\begin{bmatrix} w \\ R \\ \tau \\ S \\ U \end{bmatrix}_{n+1} = \begin{bmatrix} f_w(w_n, R_n, \tau_n, S_n, U_n) \\ f_R(w_n, R_n, \tau_n, S_n, U_n) \\ f_\tau(w_n, R_n, \tau_n, S_n, U_n) \\ f_S(w_n, R_n, \tau_n, S_n, U_n) \\ f_U(w_n, R_n, \tau_n, S_n, U_n) \end{bmatrix} \quad (3.22)$$

y los mapas  $f_i$  son no-lineales.

Sin embargo, existe una diferencia fundamental entre un láser de femtosegundos como el de Ti:Zafiro y uno de picosegundos como el de Nd:YAG.

### 3.3.2 Modelo para láseres de ancho de banda angosto

En un láser de Nd:YAG, el KLM es exclusivamente por auto-modulación de amplitud o SAM, es decir, funciona estrictamente como un absorbente saturable rápido, mientras que en láseres de banda ancha, la auto-modulación de fase (SPM) juega un rol activo en la estabilización y conformación de los pulsos, a tal punto que bajo ciertas condiciones no es necesario incluir aberturas espaciales ni elementos limitadores del ancho de banda para su descripción [Koval2]. Para modelar correctamente un láser de banda angosta en cambio, la inclusión de por lo menos uno de estos elementos es obligatoria. Esto implica lidiar con matrices de elementos complejos, y los mapas llevan a expresiones que son casi imposibles de manejar.

Afortunadamente, en el caso de láseres como el Nd:YAG este hecho también permite que se puedan hacer algunas simplificaciones. Los pulsos son prácticamente limitados por transformada, y según se vio en la Sección 2.2 se puede esperar que la dinámica de la variable del *chirp*,  $S$ , sea trivial ya que dada su duración sufren una dispersión despreciable a lo largo del tránsito por la cavidad; para más detalles, ver Capítulo 5.

Además, el largo del pulso del orden de picosegundos también limita la potencia de pico y por lo tanto, también la no-linealidad. Es por esto que para potencias intracavidad no muy altas el efecto Kerr sobre las variables espaciales  $w$  y  $R$  puede ser tenido en cuenta de una forma compacta a través del parámetro  $\delta$ , la variación relativa del tamaño del haz con la potencia, descrito en la Sección 2.1.3:

$$\delta = -\frac{1}{w} \frac{\partial w}{\partial p} \Big|_{p=0}, \quad (3.23)$$

calculado sobre la posición hipotética de una abertura. Aquí,  $p$  es la potencia intracavidad normalizada a la potencia crítica de auto-enfoque, que es un parámetro del material ( $P_{cr} \cong 100kW$  para vidrio SF57). Así,  $\delta$  mide la capacidad de la cavidad de hacer una discriminación entre los regímenes de alta potencia (pulsado) y baja potencia (continuo). De esta forma, al despreciar el *chirp* e incluir las variables espaciales en un único parámetro, se eliminan tres de las cinco variables del mapa original.

Pensando al sistema estrictamente como un modulador de amplitud, hay que notar también que  $\delta$  tiene en cuenta la variación del tamaño del haz con la potencia, pero no

dice nada sobre la curvatura (velocidad de la modulación), ya que es un parámetro estrictamente espacial. Sin embargo, a esta altura conviene remarcar que la idea es obtener una formulación simple en términos de mapas iterativos que explique el fenómeno de KLM y dé una visión cualitativa de que es lo que ocurre con las variables del sistema. Un modelo de este tipo no intenta dar una descripción cuantitativa precisa del láser KLM, sino que está pensado para revelar propiedades básicas del sistema y predecir por ejemplo, inestabilidades que puedan aparecer al variar alguno de los parámetros. Por supuesto, si el modelo da una estimación adecuada de las variables observadas, existe una buena razón para considerarlo confiable y potencialmente útil para ayudar al diseño del láser [Hnilo2].

Este mapa tiene en cuenta el efecto de absorbente saturable de la abertura variable con la potencia y el medio amplificador. Como siempre, vamos a asumir que el campo eléctrico en del pulso tiene forma gaussiana, sin *chirp*:

$$E(t) = E_0 \exp(-at^2 + i\omega_0 t) \quad (3.24)$$

donde  $\omega_0$  es la frecuencia óptica central del pulso y  $a = 1/\tau^2$ . Al propagarse el pulso por la cavidad, es afectado por la abertura espacial, la ganancia del amplificador (ambos efectos localizados sobre la barra de Nd:YAG) y por las pérdidas lineales (mayormente en el espejo de salida).

La abertura espacial está constituida por los efectos conjuntos de las aberraciones de la lente térmica, producidas por la fuerte absorción del bombeo en el medio activo y por la alta localización de la región de ganancia. Para tener en cuenta el efecto de absorbente saturable, se propone una variación del tamaño del haz con la potencia. La transmisión de la abertura se asume de la siguiente forma:

$$T_{ab}(t) \approx \exp\left[-\left(\frac{w(t)}{w_{ab}}\right)^2\right], \quad (3.25)$$

donde  $w_{ab}$  es el radio equivalente de la abertura. El tamaño del haz  $w(t)$  tiene una dependencia temporal porque varía con el valor instantáneo de la lente de Kerr, la cual a su vez depende de la potencia instantánea del pulso  $P(t)$ ; a  $P=0$ ,  $w(t)=w_{CW}$ . Por lo tanto, combinando (3.25) y (3.23), y suponiendo que la potencia del pulso es chica comparada con la potencia crítica de auto-enfoque, se puede escribir

$$w(t) \approx w_{cw} \left( 1 + \frac{1}{w_{cw}} \frac{\partial w_{cw}}{\partial p} \bigg|_{p=0} \frac{P(t)}{P_{cr}} \right) = w_{cw} \left( 1 - \delta \frac{P(t)}{P_{cr}} \right) \approx w_{cw} \exp \left[ -\delta \frac{P(t)}{P_{cr}} \right]. \quad (3.26)$$

A lo largo de este desarrollo, suponemos que estamos en una buena condición para ML, por lo que  $\delta \approx 3$ . Ahora usamos la aproximación parabólica usual, que supone que cerca del centro del pulso, el perfil de intensidad es parabólico,

$$P(t) \approx P_p (1 - at^2), \quad (3.27)$$

con lo que re-escribimos la transmisión a través de la abertura variable:

$$\begin{aligned} T_{ab} &\approx \exp \left\{ - \left( \frac{w_{cw}}{w_{ab}} \right)^2 \exp \left[ -2\delta \frac{P(t)}{P_{cr}} \right] \right\} \approx \\ &\approx \exp \left[ - \left( \frac{w_{cw}}{w_{ab}} \right)^2 \left( 1 + 2\delta \frac{P_p}{P_{cr}} at^2 \right) \exp \left( -2\delta \frac{P_p}{P_{cr}} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.28)$$

Uno de los parámetros del sistema es la relación entre las áreas del haz y de la abertura;  $\mu \equiv (w_{cw}/w_{ab})^2$ . Definimos la variable adimensional proporcional a la potencia pico del pulso láser como  $r \equiv 2\delta P_p/P_{cr}$ ; que está re-escalada con la potencia crítica y la amplitud de modulación. El campo  $E'(t)$  después de la abertura entonces se calcula multiplicando el campo incidente  $E(t)$  por la transmisión  $T_{ab}$ . A menos de una fase constante,

$$E'(t) = E_0 \exp \left\{ - \left[ 1 + \mu r \exp(-r) \right] at^2 - \mu \exp(-r) \right\}, \quad (3.29)$$

o sea que al pasar por la abertura, hay un cambio en la duración de pulso dado por

$$a' = a \left[ 1 + \mu r \exp(-r) \right] \quad (3.30)$$

y un cambio en la amplitud del campo (pérdida), según

$$E'_0 = E_0 \exp \left[ -\mu \exp(-r) \right]. \quad (3.31)$$

El efecto del medio amplificador sobre un pulso ya lo conocemos (3.6), por lo que lo re-escribimos en función de la variable  $a$ :

$$a'' = \frac{a' \Delta \omega_a^2}{16ga' + \Delta \omega_a^2}. \quad (3.32)$$

El ancho de banda de la línea de  $1064nm$  de Nd:YAG es  $\Delta\omega_0 \cong 2\pi \times 120GHz$ . Sobre la amplitud del campo el efecto es el de amplificación,

$$E_0'' = E_0' \exp(g). \quad (3.33)$$

Para armar entonces el mapa, hacemos un último cambio de variables normalizando la variable  $a$  con el ancho de banda:  $\alpha \equiv a / \Delta\omega_0^2$  y usamos la relación entre  $r$  y el módulo al cuadrado del campo,  $|E|^2 \propto r$ . Entonces podemos obtener las expresiones que relacionan las variables  $(\alpha, r)$  en el tránsito  $n+1$  con las correspondientes al tránsito  $n$ -ésimo:

$$\alpha_{n+1} = \frac{\alpha_n [1 + \mu r_n \exp(-r_n)]}{1 + 16g\alpha_n [1 + \mu r_n \exp(-r_n)]} \quad (3.34a)$$

$$r_{n+1} = r_n \exp[2g - 2\mu \exp(-r_n) + 2 \ln(k)] \quad (3.34b)$$

donde  $k$  es el factor de realimentación por tránsito del campo, que tiene en cuenta las pérdidas ( $k < 1$ ). Las variables  $\alpha$  y  $r$  son proporcionales a la inversa del cuadrado del ancho del pulso y a la potencia pico, respectivamente.

Falta en este modelo una expresión para la ganancia. Esta se obtiene asumiendo que la saturación de la ganancia es fuerte en Nd:YAG ( $I_{sat} = 2.9kw/cm^2$ ), y la misma se produce en forma promediada sobre el tren de pulsos de ML. Dicho de otra forma, el medio de ganancia “no ve” los pulsos y registra el campo como si fuera continuo. Entonces,

$$g = \frac{g_{ss}}{1 + \frac{\langle I \rangle}{I_{sat}}} \approx g_{ss} \frac{I_{sat}}{\langle I \rangle} = g_{ss} I_{sat} \frac{T_{RT} \pi w^2}{U} = g_{ss} I_{sat} T_{RT} \pi w_{CW}^2 \frac{\exp(-r)}{U} \quad (3.35)$$

$g_{ss}$  es la ganancia de pequeña señal,  $T_{RT} = 10ns$  el período de ML (RTT) y  $U$  la energía del pulso. Falta terminar de relacionar la energía del pulso con la potencia pico y la duración del pulso:  $U = \tau P_p$ , así que la expresión (3.35) queda finalmente:

$$g = \Gamma \frac{\sqrt{\alpha}}{r} \exp(-r), \quad (3.36)$$

donde  $\Gamma = 2\pi\Delta\omega_0 g_{ss} I_{sat} T_{RT} \delta w_{CW}^2 / P_{cr}$ . Con esto el mapa queda completo:

$$\alpha_{n+1} = \frac{\alpha_n [1 + \mu r_n \exp(-r_n)]}{1 + 16\Gamma \frac{\alpha_n^{3/2}}{r_n} \exp(-r_n) [1 + \mu r_n \exp(-r_n)]} \quad (3.37a)$$

$$r_{n+1} = r_n \exp \left[ 2\Gamma \frac{\alpha_n^{1/2}}{r_n} \exp(-r_n) - 2\mu \exp(-r_n) + 2 \ln(k) \right] \quad (3.37b)$$

### 3.3.3 Resultados del modelo.

Los tres parámetros del mapa son la ganancia  $\Gamma$  (relacionada con el bombeo), la relación de tamaños de la abertura  $\mu$  (relacionada a la profundidad de modulación) y las pérdidas lineales,  $k$ . Los puntos fijos  $\alpha$  y  $r$  del mapa (3.37) son los valores observables del pulso láser. El valor de  $\alpha$  se obtiene de (3.37b):

$$\alpha = \left\{ \frac{r^2}{8\Gamma [1 + \mu r \exp(-r)]} \right\}^{2/3} \quad (3.38)$$

y  $r$  se calcula resolviendo (numéricamente) la ecuación

$$\left\{ \frac{\Gamma^2}{r [1 + \mu r \exp(-r)]} \right\}^{1/3} - 2\mu + 2 \ln(k) \exp(r) = 0 \quad (3.39)$$

Asumiendo  $\Gamma=5$ ,  $k=0.96$  (lo que significa un 10% de pérdida de energía por tránsito) y  $\mu=0.9$  ( $w_{CW}=0.95w_{ab}$ ), el modelo predice un ancho de pulso de  $\tau=6.5ps$ ,  $P_p=25kW$  y una potencia media de salida de  $900mW$ , suponiendo una reflectividad del espejo de salida de 94%. Esto representa un acuerdo realmente muy bueno con los valores experimentales (ver tabla 3.1).

Tabla 3.1: Comparación de valores experimentales y predicciones del modelo

Observables	Valores	
	Experimentales	Teóricos
Duración de pulsos; $\tau$ [ps]	4.5	6.5
Potencia de Pico; $P_p$ [kW]	25	25
Potencia media de salida; $\langle P \rangle$ [mW]	750	900

La variación de las soluciones en el espacio de los parámetros se puede ver en las figuras 3.3: En la figura 3.3a), la potencia del pulso aumenta casi linealmente con el parámetro de ganancia  $\Gamma$ , como se espera. También se puede ver cómo la duración de pulso disminuye hasta el valor mínimo permitido por el ancho de banda del amplificador. La variación con el parámetro geométrico  $\mu$  se muestra en la figura 3.3b), y presenta un valor óptimo del cociente entre áreas del modo y de la abertura alrededor de  $\mu=0.5-0.8$  ( $w_{CW}=0.7-0.9w_{ab}$ ). Esto es claro sobre todo en la variable  $\alpha$ . Esta predicción está de acuerdo con la observación experimental de que un ajuste cuidadoso del enfoque del bombeo y de la geometría de la cavidad son críticos para obtener ML. Finalmente [Fig. 3.3c)], la duración de pulso aumenta mientras que la potencia pico disminuye si las pérdidas aumentan, que es otro resultado esperable. Naturalmente, la potencia diverge para el valor (físicamente inaccesible) de  $k=1$ , o sea cero pérdidas.

Una de las ventajas del formalismo de mapas de retorno es que la estabilidad de las soluciones se puede calcular fácilmente, resolviendo el problema de autovalores del mapa linealizado, evaluado sobre los puntos fijos [Wigg]. Se pretende saber si las soluciones del mapa (3.37) son estables frente a pequeñas perturbaciones (no es un análisis de la estabilidad del régimen pulsado frente al CW). Hechos los cálculos, se grafican en la figura 3.3 las soluciones estables con línea llena y las inestables con línea punteada. En todos los casos en que la solución se hace inestable, esta inestabilidad corresponde a un autovalor que se vuelve menor que  $-1$ . Numérica o analíticamente [Wigg2] se puede ver que esto implica una bifurcación de duplicación de período, que es el tipo de inestabilidades que se han observado en láseres KLM de Ti:Zafiro.

Sin embargo, en el Nd:YAG KLM no se observa experimentalmente ninguna duplicación del período en posición alguna del espacio de parámetros. Si volvemos a mirar las figuras 3.3 vemos que uno de los problemas está en la ecuación de la saturación de la ganancia. Según el modelo, existen soluciones a partir de  $\Gamma=0$ , lo que implicaría que el láser funciona sin umbral. Esto no es razonable, sobre todo en combinaciones de los parámetros para los que la potencia es baja donde no es claro que se cumplan las condiciones para que la aproximación de la ganancia (3.35) sea válida. Para estar seguros, y para ver qué es lo que se puede esperar del sistema y obtener una expresión más realista, se reemplaza (3.35) por

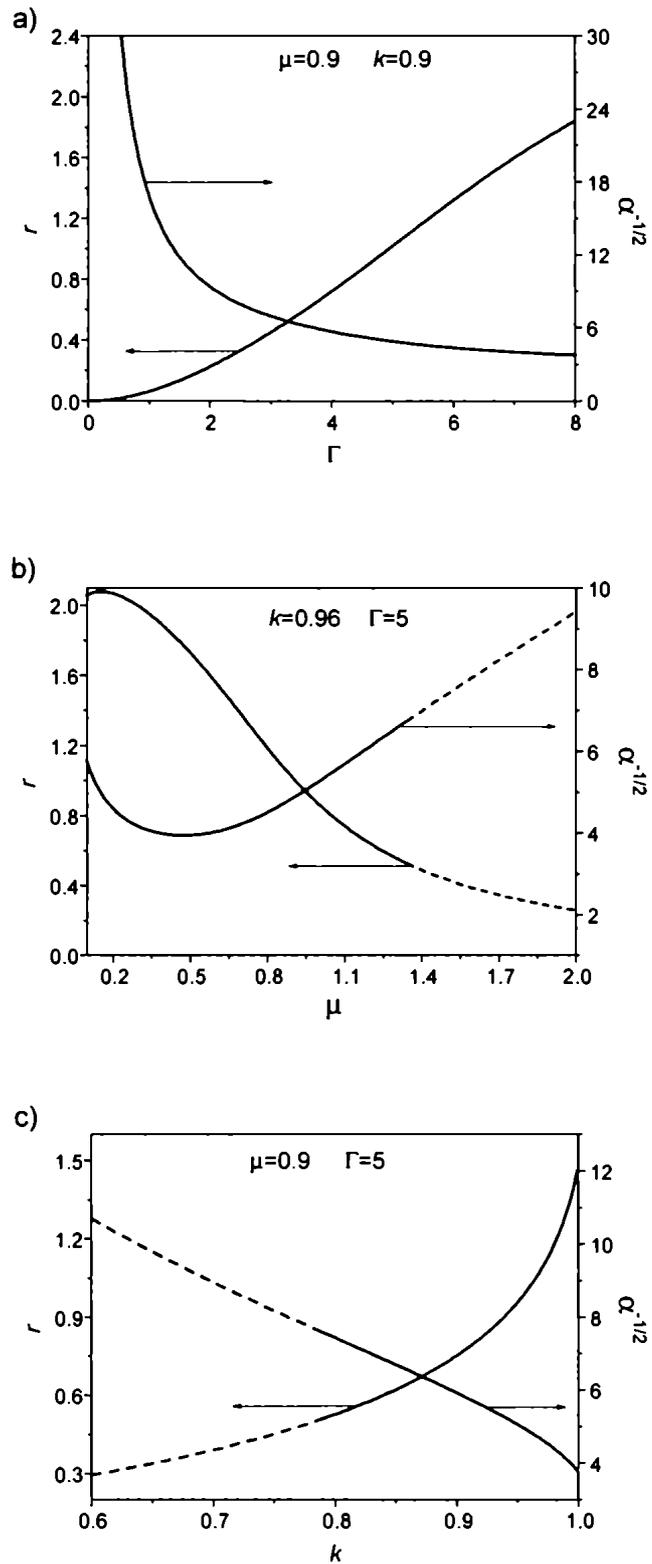


Figura 3.3: Valores de los puntos fijos en función de los parámetros de control. La variable  $r$  es proporcional a la potencia pico,  $\alpha^{-1/2}$  es proporcional a la duración de pulso. Línea llena: soluciones estables; línea punteada: soluciones inestables. a) en función del parámetro de ganancia; b) en función del tamaño relativo de la abertura; c) en función de las pérdidas lineales.

$$g = \frac{g_{ss}}{1 + \frac{g_{ss} r \exp(r)}{\Gamma \sqrt{\alpha}}}. \quad (3.40)$$

De esta forma se obtienen las nuevas soluciones del mapa, que ahora tienen más que ver con el comportamiento de un láser. En los gráficos de la figura 3.4 se puede ver la evolución de las variables del mapa  $\tau$  y  $P_p$  en función de los parámetros de ganancia,  $g_{ss}$ .

La constante  $\Gamma/g_{ss}$  tiene el mismo valor que en el caso anterior:

$$\frac{\Gamma}{g_{ss}} = \frac{2\pi w_{CW}^2 I_{sat} \Delta\omega_a T_{RL} \delta}{P_{cr}} = 0.89. \quad (3.41)$$

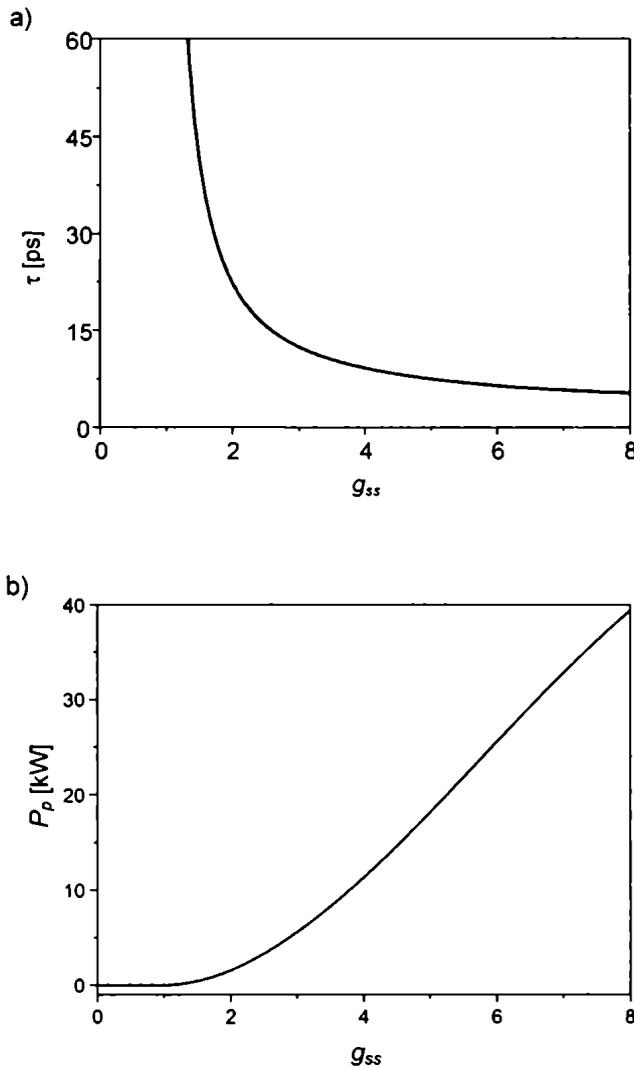


Figura 3.4: Variables del mapa en función del parámetro de ganancia: a) duración del pulso,  $\tau$ ; b) Potencia pico de los pulsos  $P_p$ .

Se puede ver en la figura 3.4a) que para bombeos bajos, la solución estable es la del láser apagado ( $\langle P \rangle = 0$ ). Al cruzar el valor  $g_{ss} \cong 1.3$ , el sistema sufre una bifurcación transcítica, que es prácticamente la definición del umbral láser; se empiezan a conformar los pulsos, creciendo la potencia de los mismos, mientras que la duración pasa de no estar definida a tener un valor grande. Al aumentar la ganancia, la duración de pulso disminuye asintóticamente hasta alcanzar el valor mínimo permitido por el ancho de banda del amplificador y la potencia pico aumenta casi linealmente con la ganancia.

No estamos estudiando la estabilidad de los pulsos frente al continuo, por lo que para el modelo la única solución posible es la pulsada. Es por esto que, al contrario que en el láser real, el modelo admite el funcionamiento pulsado cerca del umbral, si bien la duración de los pulsos diverge para ganancias bajas.

En la figura 3.5 se muestran  $\tau$  y  $P_p$  en función de  $\mu$ , que es esencialmente la inversa del tamaño de la abertura, normalizada al tamaño del haz del láser CW. Para una abertura muy grande ( $\mu \rightarrow 0$ ), el tamaño del haz diverge y la potencia pico se anula. En esta situación la profundidad de modulación se anula, por lo que es de esperar que la solución tienda a la del láser continuo. A medida que se reduce el tamaño de la abertura, ajustándose al tamaño del haz, el ancho del pulso disminuye. La duración del pulso de nuevo muestra un mínimo alrededor de  $\mu = 0.4$ , que es coherente con lo que se espera de un láser KLM, es decir una dependencia fuerte de la geometría de la cavidad. La potencia pico presenta un máximo  $\mu = 0.1$  y luego comienza a disminuir, producto del aumento de las pérdidas que provoca la abertura cada vez más cerrada. Asimismo, la duración de los pulsos aumenta, debido a que la que la reducción del ancho del pulso por pasaje (PSR) es función de la potencia instantánea.

Sigue apareciendo una bifurcación de duplicación de período en función de los parámetros  $\mu$  y  $k$ . Sin embargo, esta dinámica no es real, y sólo refleja el hecho de que en esa región de los parámetros la hipótesis de pocas pérdidas por pasaje deja de ser cierta y por ende ni (3.40) ni su aproximación (3.35) son válidas.

Esto último se dedujo construyendo el mapa para el régimen continuo: manteniendo los valores de intensidad de saturación y tamaño del haz del mapa de pulsos se ve que este mapa para CW (unidimensional) también presenta bifurcaciones similares (físicamente inexistentes), para  $\mu \cong 1.6$  ( $k = 0.96$ ,  $g_{ss} = 5.6$ ), y  $k \cong 0.7$  ( $\mu = 0.9$ ,  $g_{ss} = 5.6$ ). Es claro que esta

dinámica es un efecto espurio, producto de la pérdida de validez de la aproximación de bajas pérdidas. En estas situaciones, para obtener una expresión más realista sobre la potencia en el estado estacionario, habría que recurrir a un análisis del tipo de Rigrod, para acoples de salida grandes [Rigr]. De todas maneras, tal estudio escapa al objetivo principal, que –recordemos- es el de encontrar un modelo simple que permita describir la relación entre el ancho de pulso, la potencia pico del mismo y los parámetros relevantes del láser. Debe restringirse entonces el análisis a las regiones en las que el láser continuo presenta un sólo punto fijo estable (láser encendido).

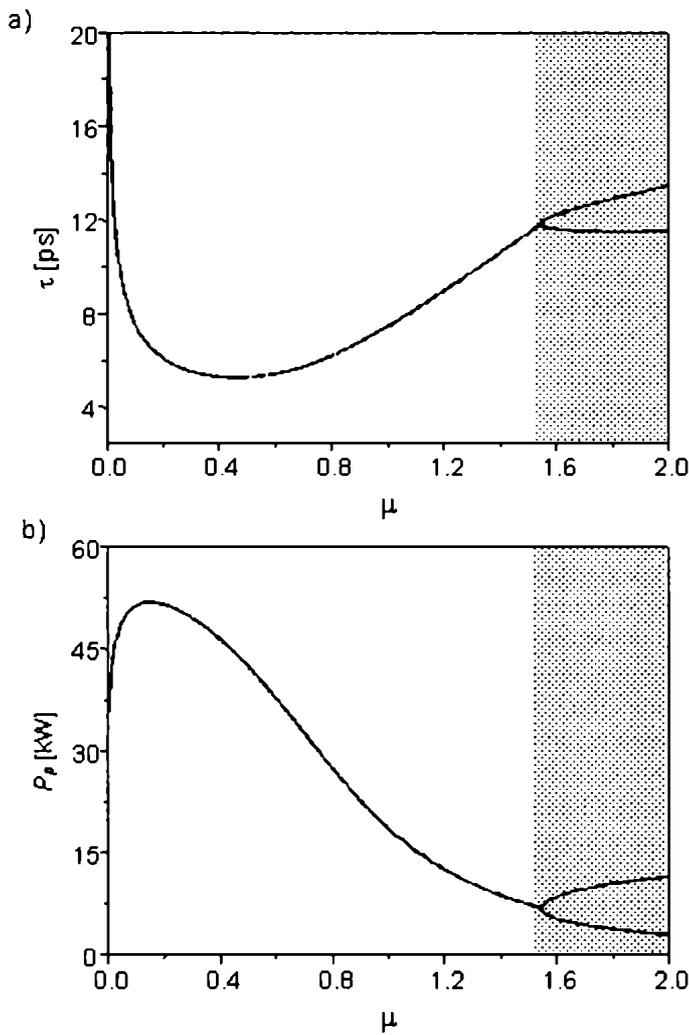


Figura 3.5: Evolución de las variables: a)  $\tau$ ; y b)  $P_p$  en función de la inversa del tamaño de la abertura, normalizada al tamaño del haz del láser CW ( $\mu$ ). La bifurcación que se observa para  $\mu \approx 1.6$  es producto de la pérdida de validez de la aproximación de pocas pérdidas por pasaje. Los otros parámetros son  $k=0.96$  y  $g_{\text{ex}}=5.6$ .

Los resultados de esta simulación se pueden comparar con la potencia media esperada en el régimen pulsado, calculada a partir de los valores de ancho de pulso y potencia pico presentados en las figuras 3.4 y 3.5, como  $\langle P \rangle = P_p \tau / T_{RT}$  (figura 3.6). En la figura 3.6a) se aprecia claramente la bifurcación transcítica del umbral láser. También se puede ver que, la potencia media de ML satura, debido a la saturación de la disminución del ancho de pulso. La potencia media de CW aumenta linealmente con el parámetro de ganancia, inicialmente con menor pendiente que el ML.

A medida que disminuye el tamaño de la abertura, haciéndose comparable y luego menor que el tamaño del haz, la potencia media del láser disminuye debido a que la abertura agrega cada vez más pérdidas. Existe una zona alrededor de  $\mu=1$  en la que, para la misma condición, el láser pulsado es más eficiente que el continuo. Esto indicaría que la pérdida neta para el láser es menor en ML que en CW [fig. 3.6b)], que es la condición necesaria para conseguir KLM. Al analizar la potencia media en función de las pérdidas lineales, representada en la figura 3.6c), se puede apreciar que el régimen pulsado se ve favorecido para bajas pérdidas (acoples de salida bajos). A mayor pérdida, la potencia intracavidad no puede conformar ni sostener pulsos muy cortos lo que aumenta más la pérdida neta debido al efecto de la abertura no lineal. Se puede inferir entonces que esta condición de altas pérdidas es desfavorable para el ML.

Una evidencia de esta discriminación entre los regímenes pulsado y continuo se puede ver claramente en la figura 3.7. En la misma, se puede apreciar (en grisado) la envolvente temporal de la intensidad del láser, registrada con un fotodiodo rápido. En línea negra se registra al mismo tiempo la potencia media de salida. El láser está alineado en una condición marginal de autoarranque de ML, de manera que al interrumpirse espontáneamente el tren de pulsos por alguna perturbación, el láser sigue funcionando durante un lapso de tiempo en forma continua. En esta situación, la potencia media es ligeramente menor. Luego, el sistema vuelve por sí mismo al modo pulsado. La potencia media vuelve entonces a aumentar (la señal proporcional a la potencia tiene un tiempo de respuesta largo, producto del tipo de detector utilizado al efecto, una termopila). La potencia de bombeo y las condiciones geométricas de la cavidad no varían, lo que indica que a iguales condiciones, la pérdida neta que sufre el régimen pulsado es menor que la correspondiente al régimen continuo.

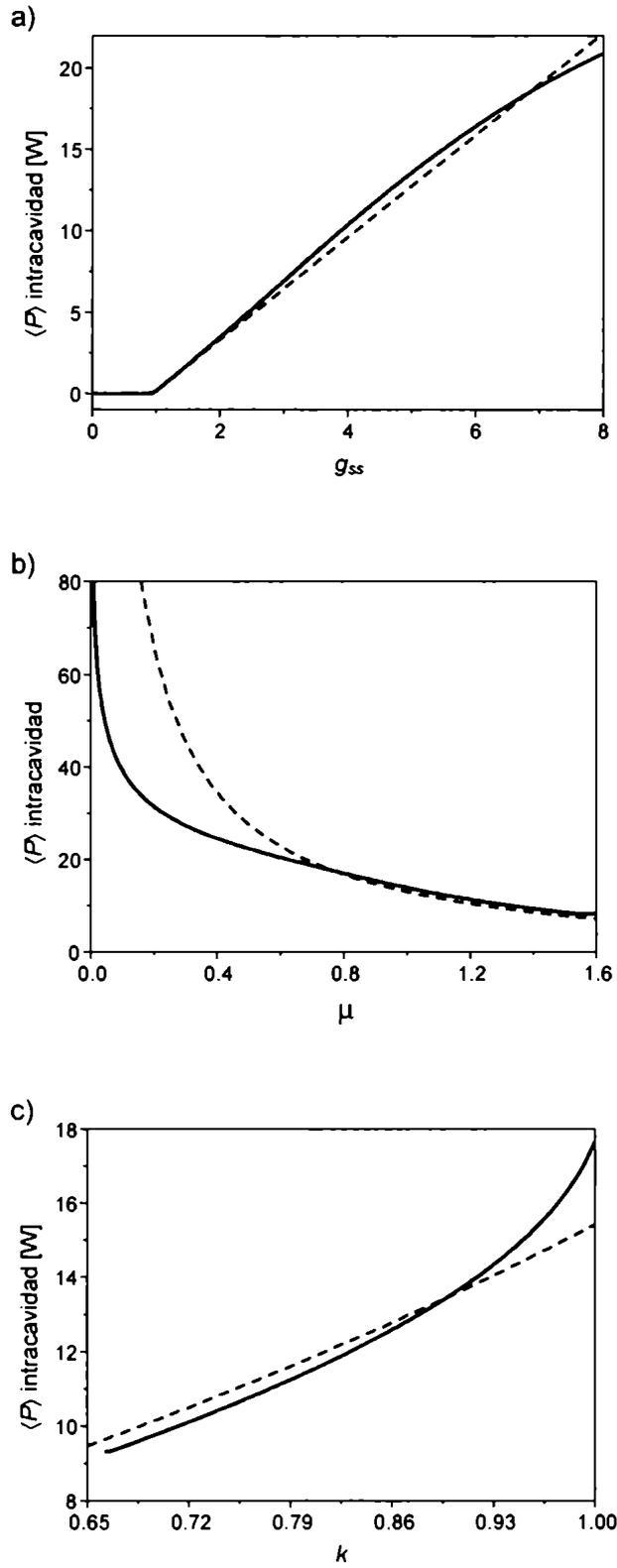


Figura 3.6: Potencia media del láser (intracavidad) en función de los parámetros relevantes del sistema: a) vs el parámetro de ganancia; b) vs la inversa del tamaño de la abertura; c) vs las pérdidas lineales. En línea punteada se compara la solución equivalente para el láser continuo. En cada caso, los parámetros que no varían se fijan en  $k=0.96$ ,  $\mu=0.9$  y  $g_{ss}=5.6$ .

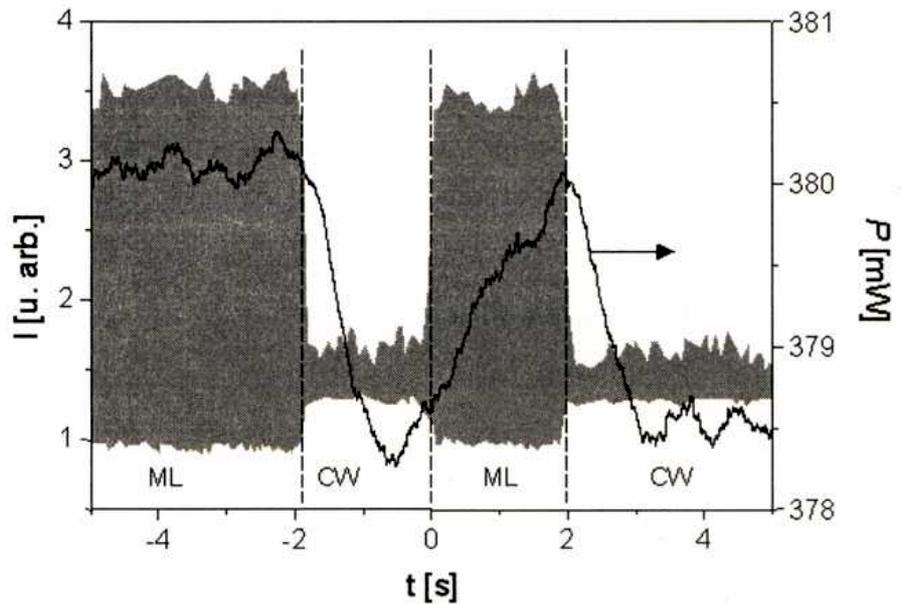


Figura 3.7: Potencia media del láser funcionando alternativamente en forma continua y pulsada (línea negra), registrada con un detector tipo termopila. En grisado se observa la envolvente de la intensidad del láser; las zonas de gran amplitud corresponden al régimen pulsado y las de baja amplitud a la del continuo. La diferencia relativa de potencias medias es menor al 1%.

Como una conclusión parcial, se puede decir que el modelo se muestra adecuado para reproducir los valores de estado estacionario de las variables del problema; potencia pico y duración de pulso. Además, estos resultados confirman lo observado experimentalmente: que desde el punto de vista teórico, es posible obtener el funcionamiento pulsado estable en un láser sólo con el efecto del auto-enfoque del haz y una abertura intracavidad, además de la ganancia. Esto es la síntesis del Mode-Locking por efecto Kerr.

Resta por ver cómo se comporta el sistema al variar alguno de sus parámetros, y si el funcionamiento "normal" del láser pulsado es el único posible. De la observación y estudio de ciertas inestabilidades del ML es de lo que trata el próximo Capítulo.

## Capítulo 4.

Los láseres de pulsos cortos se muestran como herramientas cada vez más útiles para la ciencia y la tecnología. Existen láseres de estado sólido que ya pueden generar pulsos ópticos de tan sólo unos pocas oscilaciones del campo así como altísimas intensidades de luz fuertemente localizadas espacial y temporalmente. Además se dispone ahora de los láseres de fibras, que todavía no han sido explotados en su totalidad por lo que aún despiertan una gran expectativa en las comunicaciones ópticas,

Como vimos, hay varias formas de generar pulsos de pico y femtosegundos, pero todas tienen en común el requerimiento de una no-linealidad óptica que fije las fases de cientos de modos longitudinales. La no-linealidad que posibilita el *mode locking*, sin embargo también vuelve a estos pulsos susceptibles de sufrir una variedad de inestabilidades dinámicas, tales como duplicación de período, multiestabilidad de regímenes, funcionamiento cuasi-periódico y hasta caos [Bolt], [Xing], [Kala], [Koval3]. Otro fenómeno asociado a las no-linealidades de estos láseres, y observado fundamentalmente en láseres de femtosegundos (ancho de banda grande) es la generación de pulsos de tipo solitónico de orden superior (el solitón fundamental se asocia a un pulso suave, con un único máximo y sin estructura) [Tsang]. Dado que las no-linealidades son una parte inevitable de cualquier sistema que produzca pulsos cortos, es importante estudiar y tratar de entender la dinámica resultante y los procesos subyacentes con algún grado de detalle. Durante el transcurso de este trabajo de tesis se observó un régimen de funcionamiento de ML “anómalo” (por oposición al régimen normal de ML, en el que el láser emite un único pulso cada  $T=2L/c$ , el tiempo total de tránsito de la luz en la cavidad), en el cual el láser emitía más de un pulso por tránsito. A estos comportamientos anómalos y un intento de su descripción se consagra este Capítulo.

### 4.1 Dos pulsos por tránsito

Analizando los resultados del modelo presentado en el Capítulo anterior, y con la idea de obtener pulsos más intensos, se aumentó la potencia de bombeo y se alineó la cavidad para obtener pulsos. Efectivamente, se logró el funcionamiento pulsado, pero la solución de un pulso por tránsito era difícil de obtener, mientras que la solución más

robusta que exhibía el láser era un régimen de doble pulso por tránsito, asimétrico (fig.4.1).

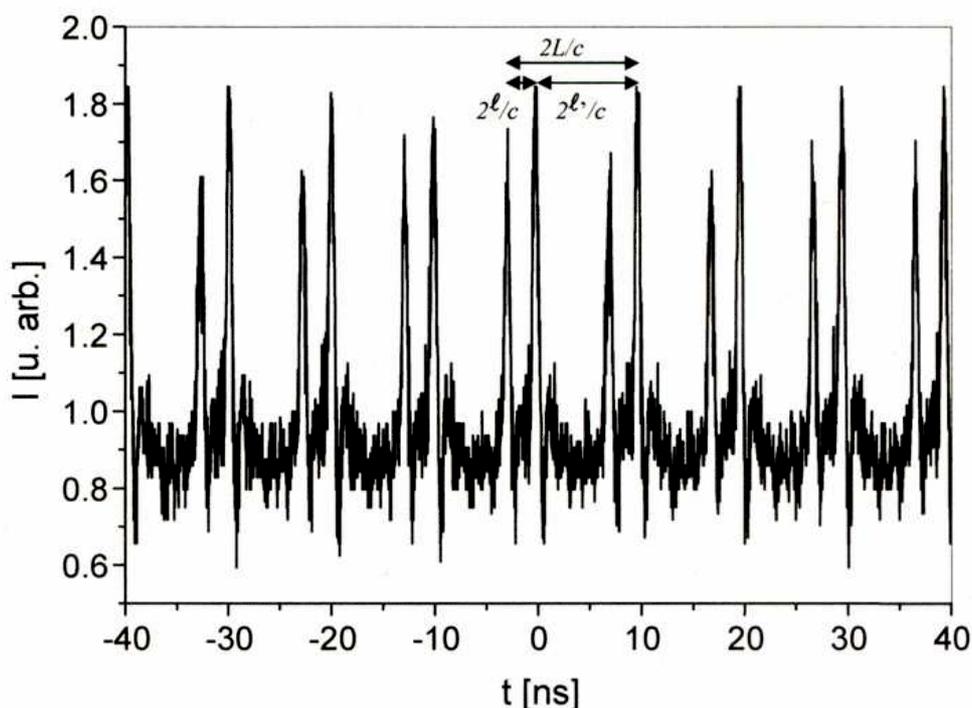


Figura 4.1: Registro de la salida del láser en el osciloscopio digital. Se observan dos pulsos por tránsito (el tiempo de tránsito es de  $\sim 10ns$ ).

Las dimensiones de la cavidad no se cambiaron, por lo que el tiempo de *round trip* o de tránsito de la misma (que es el período de la señal de ML) sigue siendo de  $9.85ns$ . La potencia de salida media es la misma que en el caso del ML “puro”, y las características espaciales del modo tampoco varían.

Como se puede ver en la figura 4.1, la separación entre pulsos es de varios nanosegundos, y los mismos no están equiespaciados, sino que los retrasos relativos entre pulsos están fijos (no tienen *jitter*) en  $2.73ns$  y  $7.12ns$ . Estos tiempos corresponden exactamente a los tiempos de tránsito de ida y vuelta desde el medio no lineal (el vidrio SF57), hacia el medio activo y hacia el espejo de salida respectivamente (ver figura 4.2). Esto indica entonces que en este régimen, los dos pulsos se cruzan o “colisionan” en el medio no lineal.

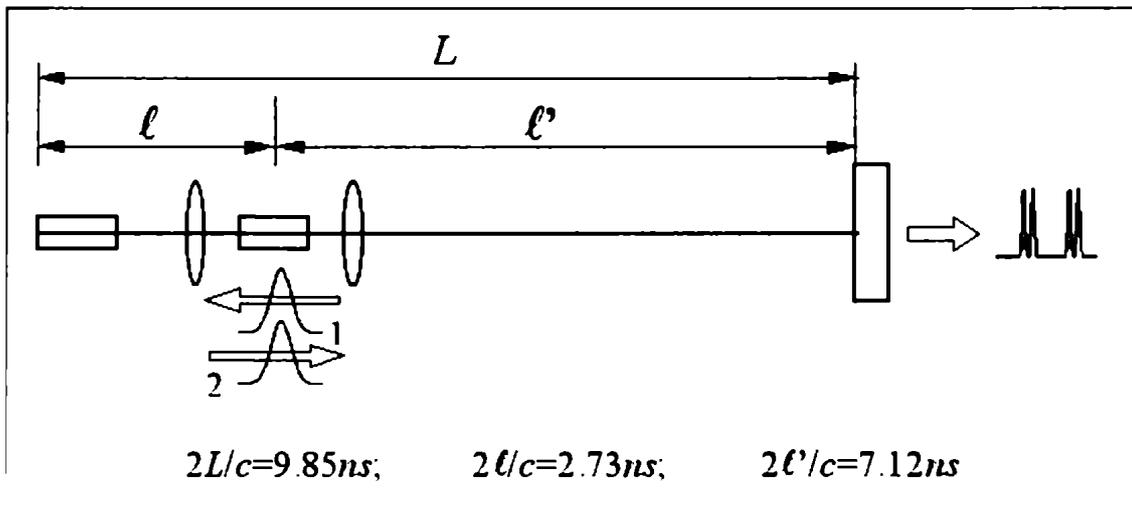


Figura 4.2: Esquema de la circulación de los dos pulsos en la cavidad. De izquierda a derecha se representan: el medio activo, un espejo de  $R=10\text{cm}$ , el medio no lineal, el otro espejo curvo y el espejo de salida. Los dos pulsos se cruzan sobre el medio no lineal.

La medición de la autocorrelación de los pulsos es incapaz de mostrar la correlación cruzada, dada la separación temporal de los mismos. El ancho medio de los pulsos en este régimen es mayor que en el caso del ML de único pulso, como se aprecia en la figura 4.3, lo que indicaría una profundidad de modulación o PSR algo menor. Esto es coherente con el hecho de que *sólo en uno* de los pasajes por el medio no lineal la potencia efectiva con la que interactúa cada pulso con el medio activo es mayor que la potencia real del pulso (debido a la contribución del otro pulso), ya que los pulsos se cruzan sólo una vez pero pasan dos veces por tránsito por el medio no lineal.

Un comportamiento similar también fue observado en un láser de Ti:Zafiro por Lai *et al* [Lai]. En este caso, la duración de los pulsos era la misma para simple y doble pulso. De todas maneras, esta es la primera vez que se registra una inestabilidad de este tipo en un láser de ancho de banda angosto como el Nd:YAG. En el trabajo de Lai *et al*, dependiendo de la alineación, el láser se podía hacer funcionar en este régimen u otro de doble pulso, pero cuya separación no era mayor al picosegundo. En la Sección 4.4 se volverá sobre este tema, cuando se trate explícitamente la división del pulso.

También se registró el espectro del láser integrado en el tiempo (ya que la frecuencia de barrido del Fabry-Perot es mucho menor que la repetición de los pulsos, por lo que no es posible obtener además una resolución temporal de nanosegundos). El espectro muestra esencialmente la misma forma para los dos regímenes; uno y dos pulsos por tránsito (fig. 4.4).

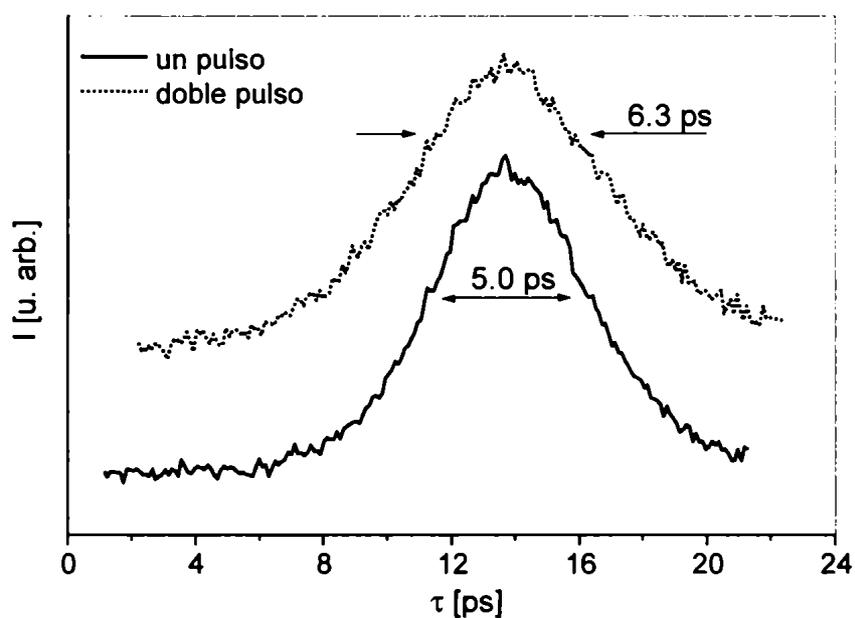


Figura 4.3: Duración media de pulsos en régimen de doble y simple pulso por *round trip*. Ambas señales fueron tomadas durante la misma experiencia, provocando el funcionamiento en uno u otro modo perturbando ligeramente la cavidad. La señal correspondiente al doble pulso tiene una constante arbitraria sumada para facilitar la visualización.

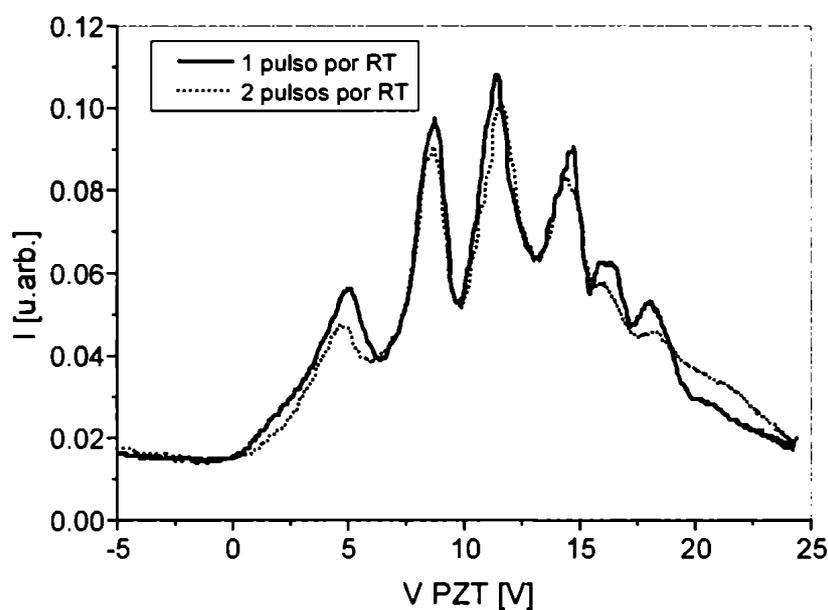


Figura 4.4: Espectros del láser funcionando en un pulso por *round trip* (línea llena) y dos pulsos por *round trip* (línea punteada). La escala horizontal es el voltaje sobre el piezoeléctrico de barrido del Fabry-Perot.

Sin embargo, las limitaciones experimentales no permiten resolver temporalmente distintas partes del espectro, por lo que no se descarta que la mayor duración temporal se deba a una reducción del ancho de banda de cada uno de los pulsos, que se reparten el ancho total de banda del sistema.

#### 4.2 Múltiples pulsos por tránsito. ML de alta repetición.

Al aumentar aún más la potencia se puede hacer funcionar el láser con tres pulsos interactuantes por tránsito. Como se observa en la figura 4.5, de nuevo, los intervalos entre el primer y segundo pulso, y entre el segundo y el tercer pulso son de  $2.73\text{ns}$ .

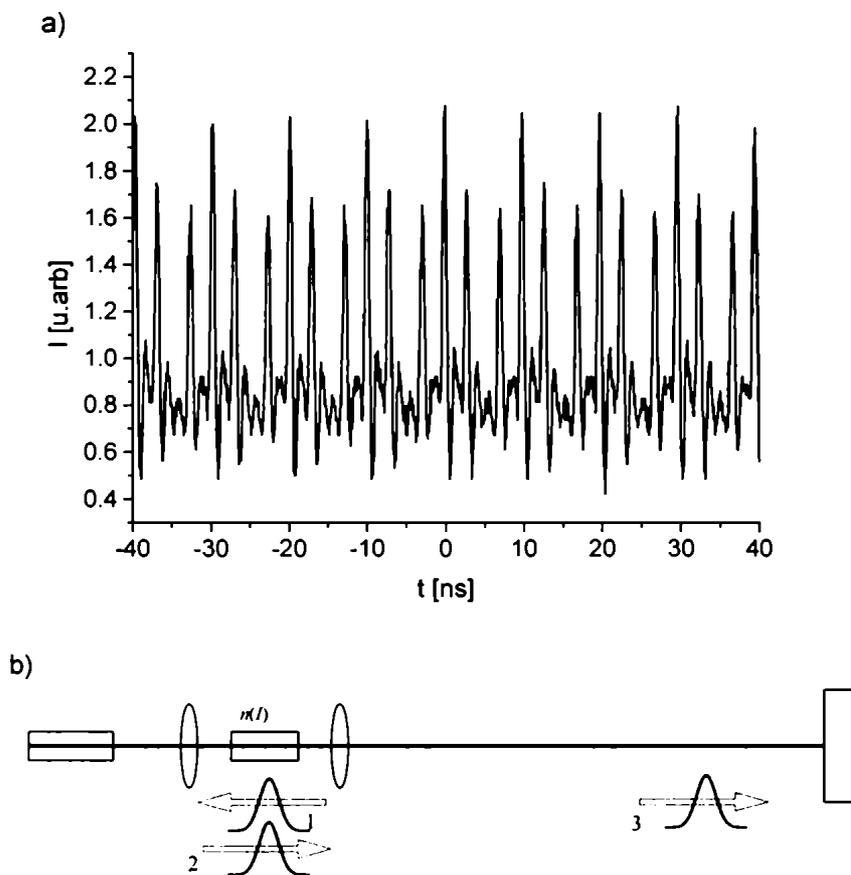


Figura 4.5: a) Tren de pulsos del láser operando en modo triple pulso. Los intervalos entre los pulsos 1 y 2 y entre los pulsos 2 y 3 corresponden al tiempo de tránsito de ida y vuelta desde el medio no lineal hacia el medio activo, como se esquematiza en b); en este caso, el pulso 2 (el central) interactúa con el 1 cuando se desplaza en un sentido y con el 3 cuando circula en el otro sentido.

La duración de los pulsos en este caso no se pudo medir, ya que el rango del autocorrelador no alcanzaba para resolver el ancho del pulso central de la

autocorrelación. Se estimó que la duración media de los pulsos debía ser del orden de o superior a los  $15ps$ .

En la presente cavidad, esta es la mayor cantidad de pulsos por tránsito que se puede conseguir, ya que un cuarto pulso separado  $2.73ns$  de los otros implicaría un tren de pulsos de alrededor de  $11ns$ , que es mayor que el tiempo total de tránsito. De todas maneras, este régimen parece ser menos robusto que el de dos pulsos, dado que es difícil obtenerlo por alineación.

Una característica importante observada es la dependencia de la multiplicidad de pulsos con la potencia de bombeo. Aunque para una potencia fija también es posible obtener estos modos por alineación, la dependencia con la potencia de bombeo o la potencia intracavidad media es clara: el láser inicialmente funciona en modo CW y a partir de un valor de bombeo comienza a funcionar en ML, luego de pasar una zona donde coexisten las dos soluciones. Al seguir aumentando la potencia, el sistema pasa a funcionar en una combinación de regímenes de simple y doble pulso, para luego estabilizarse en doble pulso. Posteriormente, y de la misma forma, aparece el régimen de triple pulso. Esta evolución se puede apreciar en la figura 4.6, donde resumen estas observaciones experimentales.

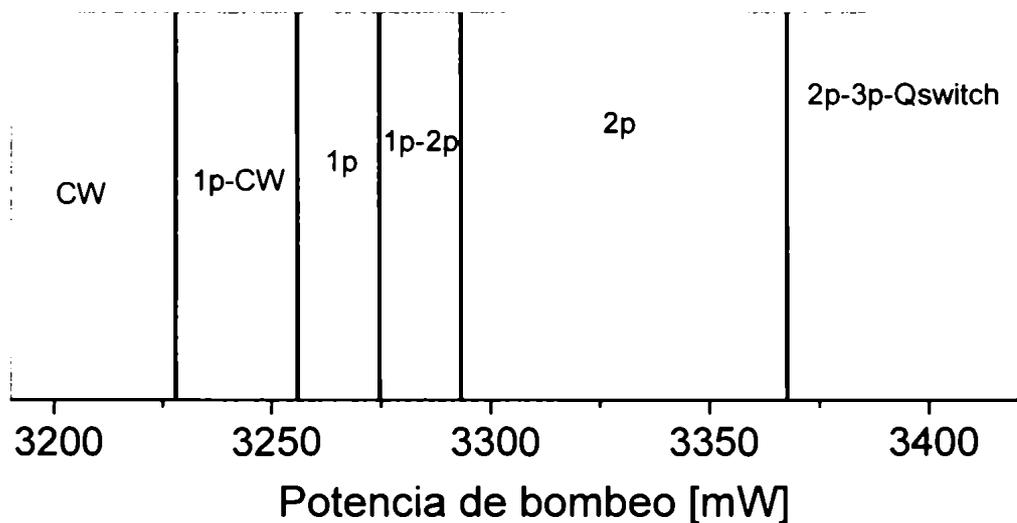


Figura 4.6: evolución de la dinámica del láser al variar el parámetro del bombeo. Por la alineación elegida, la inestabilidad por *Q-switch* inhibía el régimen de 3 pulsos "puros" por tránsito.

Ya que (aparentemente) al aumentar la potencia intracavidad se puede conseguir suficiente no-linealidad para mantener varios pulsos por tránsito, se intentó hacer

funcionar al láser en un régimen de alta repetición. El resultado de esta experiencia se muestra en la figura 4.7.

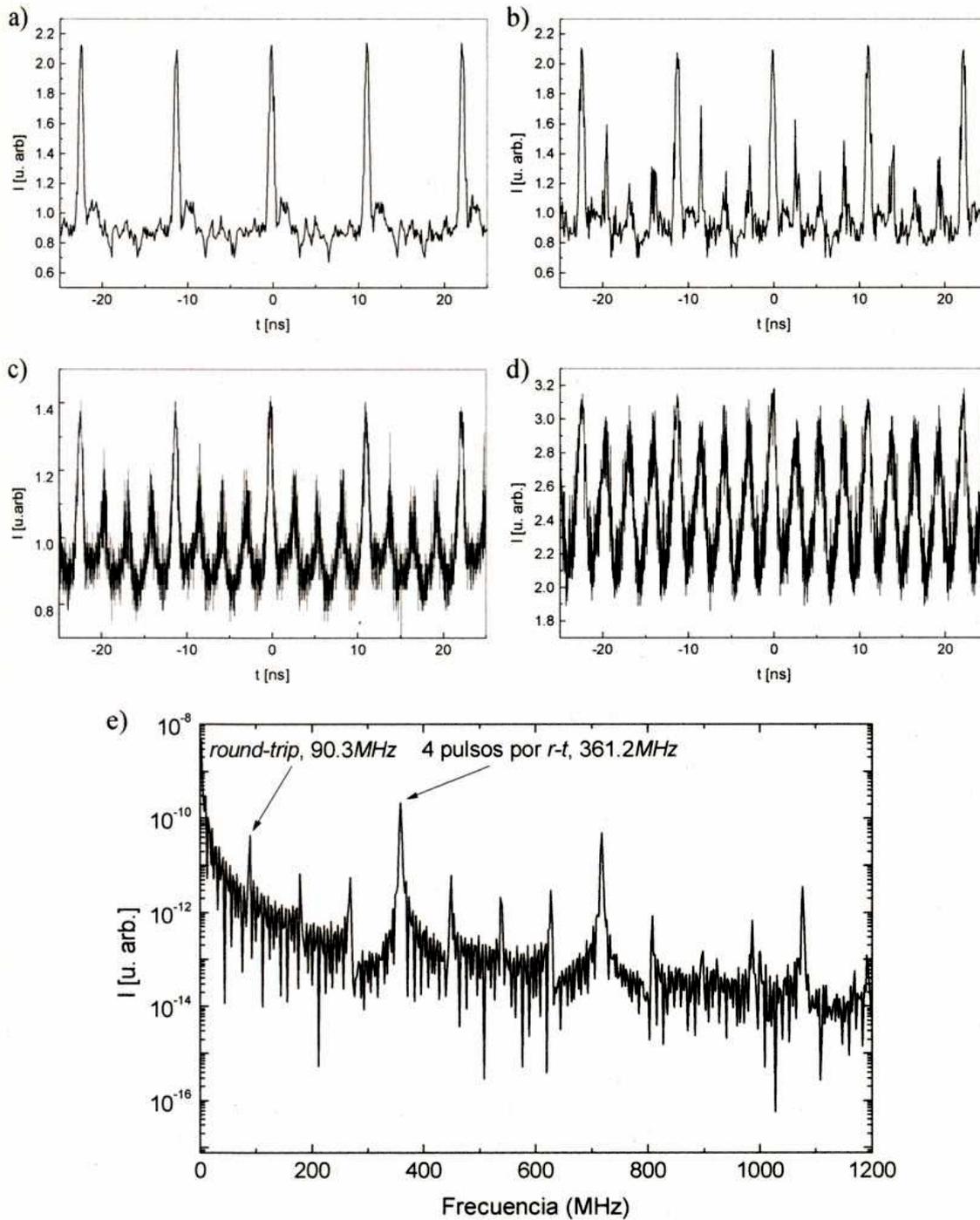


Figura 4.7: a)-d): distintos modos obtenidos con la cavidad reajustada para obtener 4 pulsos por tránsito. a) ML puro; b) cuasi-3 pulsos por tránsito; c) 4 pulsos; d) 4 pulsos uniformes. En e) se grafica el espectro de frecuencias de Fourier de la señal d). Se observan picos intensos en el cuádruple de la frecuencia de *round-trip*,  $c/2L$ .

Para lograr este resultado, se aumentó la reflectividad del espejo de salida, y se ajustó el largo total de la cavidad a cuatro veces el valor de la distancia entre el Nd:YAG y el

SF57. Esto último se hizo prolongando el brazo del espejo de salida de la cavidad (ver figura 2.5), dado que las características espaciales del láser resultan ser bastante insensibles a variaciones de esta longitud. De esta forma, se esperaba obtener una señal de salida de cuatro pulsos por tránsito, equiespaciados, y con una repetición de unos 400MHz. El espejo de salida utilizado fue uno de 98% de reflectividad.

Cambiando la alineación se puede hacer que el láser funcione en modos de uno, tres y cuatro pulsos por *round-trip*. El largo de la cavidad pasa en este caso a ser una variable importante, ya que debe estar ajustado a un múltiplo de la distancia entre el medio activo y el medio no lineal. Este funcionamiento aparece como una opción para obtener pulsos uniformes de ML a alta repetición. Además, esta observación experimental confirma la hipótesis de la colisión entre pulsos.

Surgen entonces una serie de interrogantes: 1) Por qué aparecen estas nuevas soluciones en función de la potencia de bombeo?, 2) Por qué son estables?, y 3) Por qué la separación relativa entre pulsos es fija y los mismos no se desplazan entre sí en escalas de tiempo largas? A continuación se discutirán posibles causas de este fenómeno, todas asociadas a consecuencias del efecto Kerr; comenzamos por la última de estas preguntas:

#### **4.3 El efecto cooperativo de los pulsos. “Colliding Pulse”**

En principio, en un régimen de dos pulsos por *round-trip*, como la potencia media es la misma que en el caso del pulso único, la potencia pico de cada pulso entonces disminuye aproximadamente a la mitad y el efecto no lineal debería ser insuficiente para mantener el ML. Bueno, y entonces...?

Entonces, lo que pasa en el sistema es que es esta superposición de los dos pulsos sobre el medio no lineal la que produce un incremento efectivo de la potencia (y por ende del efecto no lineal) con la que cada uno de los pulsos interactúa con el material. Como se explicó arriba, el pulso “1” pasa por el medio no lineal hacia el espejo de salida y a la vuelta, vuelve a pasar en el otro sentido, pero esta vez superpuesto con el “2” que a su vez está circulando hacia el espejo de salida. Queda por saber si los pulsos interfieren entre sí o si la interacción es “en intensidad”. En este último caso, que es el más desfavorable respecto de la intensidad de la interacción, esta misma se puede estimar *grosso modo*: como la potencia media del láser es la misma en simple y doble pulso, la potencia de pico en doble pulso es la mitad. Suponiendo que el efecto no lineal es proporcional a esta última, entonces el efecto no lineal total de cada uno de los pulsos es

$\frac{3}{4}$  del efecto total de un pulso solitario de la misma potencia media y duración, teniendo en cuenta el efecto no lineal a la ida y a la vuelta del tránsito. La suposición de que el efecto no lineal relativo de dos pulsos es aproximadamente el doble del de un pulso no es una mala suposición, como se verá en pocas líneas más.

Pero este efecto sólo es posible si los dos pulsos coinciden sobre el vidrio SF57. En este sentido, este modo de funcionamiento remite un poco a los regímenes de *Additive Pulse ML*, y *Colliding Pulse ML*. Este último es un método de producción de pulsos cortos explotado en los años '80 en láseres de colorantes de cavidad tipo anillo en los que dos pulsos contrapropagantes se cruzaban en el absorbente y *no* en el amplificador (ver secciones 1.5.1 y 1.5.2). Esto fija entonces la distancia relativa entre pulsos, a la vez que aumenta el efecto no lineal de la lente de Kerr y permite que cada pulso se amplifique por separado, ya que los pulsos no se cruzan en el medio activo.

Pero con que precisión el sistema determina la distancia entre los pulsos? Para ver esto, se analizó el tamaño del modo sobre el medio activo en función de la ubicación del cruce entre los pulsos dentro del cristal (recordar que en este láser en el medio activo aparece una abertura difusa debido a las aberraciones de la lente térmica y a la ganancia). Como vimos en la Sección 2.1.3, una figura de mérito de una cavidad para sostener un tren de pulsos de KLM es la variación relativa del tamaño del haz  $w$  con la potencia de la cavidad, o como se lo denominó oportunamente,  $\delta$ , dada por:

$$\delta \equiv - \left. \frac{1}{w} \frac{dw}{dp} \right|_{p=0} \quad (4.1)$$

donde  $p$  es la potencia instantánea intracavidad dividida por la potencia crítica de auto-enfoque,  $p=P/P_{cr}$ . Se calculó el parámetro  $\delta$  para una condición geométrica particular y un pulso circulando en la cavidad,  $\delta_1$  y para dos pulsos, variando la posición del punto de cruce entre los pulsos dentro del vidrio SF57,  $\delta_2(z)$ .

Esta cuenta se hizo usando el formalismo de las matrices  $ABCD$ , incluyendo el medio no lineal de la forma descrita en la Sección 2.1.3 [ecuaciones (2.11) y (2.12)]. Para encontrar las soluciones autoconsistentes se empleó un método iterativo. Los parámetros geométricos de la cavidad se fijaron en los valores correspondientes a las condiciones experimentales. El valor de la distancia entre los espejos curvos se determinó de la medición experimental y se ajustó a un valor tal que la cavidad

favoreciera (teóricamente) el funcionamiento pulsado sobre el continuo. Esto es, un valor de  $\delta_1$  positivo.

El vidrio no lineal se modeló dividiéndolo en 10 rodajas, cada una tratada como un medio descriptible a través de (2.11). De esta manera, se limitó el tamaño de las rodajas a la mitad del largo del pulso. Esto es importante para no dar lugar a efectos espúreos en la simulación, ya que la escala espacial en el eje óptico está dada principalmente por este largo, que es de aproximadamente  $1\text{mm}$  dentro del material. Dividir el material en tajadas más finas implicaría tener que disminuir la potencia pico por pulso, ya que sólo una sección del mismo entraría en esa longitud de material.

Comenzando con las variables geométricas del haz de la cavidad lineal (sin lente de Kerr, o a  $p=0$ ) calculados analíticamente, se calcula la matriz  $ABCD$  no lineal, se hacen evolucionar a través de un tránsito por la cavidad y se obtienen nuevas variables, con las que se recalcula la matriz no lineal. Este proceso continúa hasta que se llega a un estado estacionario (en realidad, hasta que dos juegos de variables consecutivos no difieren en más de un cierto valor).

Luego de calcular las variables geométricas para un único pulso, se simuló la “colisión” de dos pulsos dentro del medio no lineal. Para ello, se repitió el procedimiento descrito arriba, pero la potencia pico (y la energía) del pulso se redujo a la mitad, ya que experimentalmente se observó que la potencia media permanecía constante en simple o doble pulso. Se supuso que la interacción de los pulsos ocurría sólo en una de las secciones en las que se dividió el medio no lineal (figura 4.8).

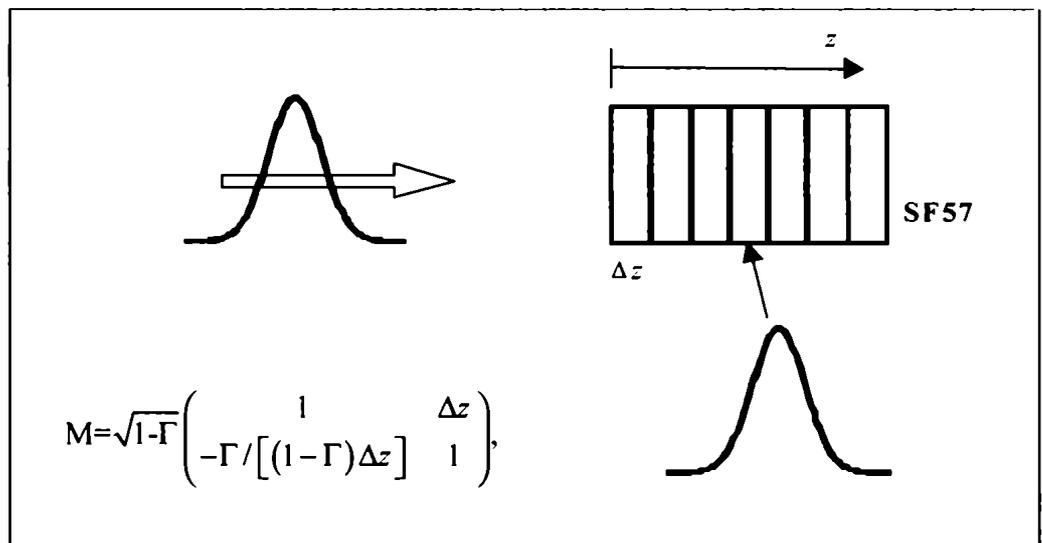


Figura 4.8: Esquema del método utilizado para simular la colisión de dos pulsos. Cada tajada de ancho  $\Delta z$  se modela por medio de una matriz  $M$ , que depende del largo de la misma y del factor  $\gamma$ , que depende de la potencia pico del pulso.

Entonces, la colisión de los pulsos se simuló simplemente duplicando la potencia pico en una de las secciones. Este punto de interacción se barrió a través del cristal, primero cambiando la sección elegida para la colisión y luego rearmando la distribución de las secciones desplazándolas ligeramente respecto de la configuración anterior, para lograr una mejor resolución del efecto.

Estos procedimientos permitieron obtener los perfiles espaciales del haz para el régimen de único pulso, y doble pulso en función del punto de interacción dentro del SF57. Posteriormente se calculó la variación relativa del tamaño del haz sobre la abertura (el medio activo). Esto se hizo repitiendo la secuencia del párrafo anterior, para una potencia intracavidad ligeramente superior. El resultado de estos cálculos se resume en la figura 4.9. Los parámetros geométricos de la cavidad son  $a=343mm$ ,  $c=1006mm$ ,  $b=103.8mm$  (los largos de los brazos de la cavidad) y  $x=60mm$  (la posición del vidrio no lineal respecto de uno de los espejos curvos). En esta figura se muestra el valor de la variación relativa del tamaño del haz en el caso del pulso único  $\delta_1$ , que –claro- es independiente de la ubicación de la colisión con el otro pulso puesto que en este caso no hay un segundo pulso. Es valor de  $\delta_1$  es positivo, lo que asegura que el ML es más favorable que el CW.

El cálculo de  $\delta_2$  muestra que esta magnitud es muy sensible a la posición del punto de colisión, lo que implica que no da lo mismo cualquier distancia relativa entre los dos pulsos. El máximo valor de  $\delta_2$  es, en módulo, más del doble del valor de  $\delta_1$ , pero sólo cuando los dos pulsos se cruzan sobre el SF57 en una determinada posición (que coincide con la ubicación de la cintura del modo sobre el vidrio no lineal) y con una tolerancia del orden del milímetro. El valor de  $\delta_2$  se aproxima a  $\delta_1$  cuando el punto de cruce está lejos del óptimo, o fuera del cristal. En estos casos, la interacción es muy débil y nula respectivamente, ya que cada pulso pasa por el medio no lineal sin ser afectado la presencia del otro.

También se calculó la variación relativa del haz para el pulso central del régimen de tres pulsos por *round-trip*. En este caso, la potencia pico del pulso se reduce a un tercio de la correspondiente al pulso único, y se hace interactuar el pulso a la ida y a la vuelta en el tránsito. Esto es porque el pulso central interactúa con uno de los laterales cuando circula del Nd:YAG hacia el espejo de salida, y con el otro cuando circula en sentido contrario. De igual forma, se observa una dependencia fuerte con la posición de cruce;

la localización de la colisión necesaria para optimizar el efecto es todavía mayor que en el régimen de doble pulso. A su vez, el valor absoluto de  $\delta_3$  en ese punto es más de 5 veces mayor que el correspondiente a un único pulso.

Esto explica la observación de pulsos múltiples con un espaciado estable, dado por el tiempo de tránsito entre el medio activo y el medio no lineal. La localización del efecto se puede observar en la figura 4.9. Si se supone que la interacción entre pulsos es dependiente de la amplitud del campo (significa que interfieren al cruzarse), la localización es aún mayor.

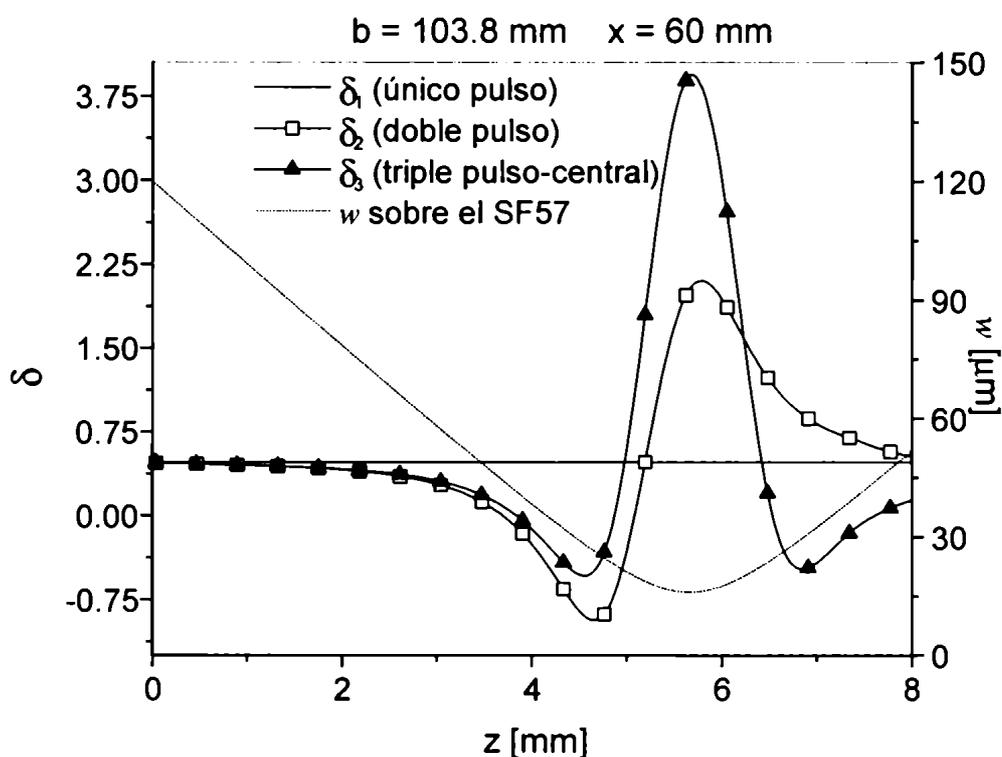


Figura 4.9: Cálculo numérico de la variación relativa del tamaño del haz con la potencia, sobre el Nd:YAG. Las condiciones geométricas establecidas dan un valor para  $\delta_1$  positivo (ML favorecido frente a CW) de alrededor de 0.6. En cambio, para  $\delta_2$  se aprecia una marcada localización del efecto no lineal al cruzarse los dos pulsos. Esto hace que para que el modo de doble pulso sea favorable, los pulsos deben interactuar dentro de una región de ancho medio del orden del milímetro. También se muestra que la localización es aún mayor para el pulso central en el régimen de triple pulso. El valor máximo de  $\delta_2$  y  $\delta_3$  coincide con la ubicación de la cintura del haz dentro del medio no lineal.

A partir de esta conclusión, se puede entonces ver si el modelo para pulsos de KLM desarrollado en el Capítulo anterior es capaz de reproducir alguna de las características observadas en estos regimenes. Para cada pulso se elabora un mapa como el de las ecuaciones (3.34), y la interacción entre pulsos se incluye como un efecto no lineal

adicional en la expresión de la transmisión a través de la abertura. Comparando con el mapa original de (3.37), Los términos adicionales en (4.2) corresponden a las contribuciones no lineales de los pulsos adyacentes:

$$k_{n+1}^{(i)} = \frac{\alpha_n^{(i)} + \frac{\mu}{2} e^{-r_n^{(i)}} \left[ \alpha_n^{(i)} r_n^{(i)} e^{-(r_n^{(i)} + r_n^{(i+1)})} + \alpha_n^{(i+1)} r_n^{(i+1)} e^{-r_n^{(i+1)}} + \alpha_n^{(i-1)} r_n^{(i-1)} e^{-r_n^{(i-1)}} \right]}{1 + 16g^{(i)} \left\{ \alpha_n^{(i)} + \frac{\mu}{2} e^{-r_n^{(i)}} \left[ \alpha_n^{(i)} r_n^{(i)} e^{-(r_n^{(i)} + r_n^{(i+1)})} + \alpha_n^{(i+1)} r_n^{(i+1)} e^{-r_n^{(i+1)}} + \alpha_n^{(i-1)} r_n^{(i-1)} e^{-r_n^{(i-1)}} \right] \right\}} \quad (4.2a)$$

$$r_{n+1}^{(i)} = r_n^{(i)} \exp \left[ 2g^{(i)} - \mu e^{-(r_n^{(i)} + r_n^{(i+1)})} - \mu e^{-(r_n^{(i)} + r_n^{(i-1)})} + 2 \ln(k) \right], \quad (4.2b)$$

donde el superíndice corresponde a los distintos pulsos incluidos dentro del tiempo de tránsito. Cada pulso  $i$ -ésimo contribuye al efecto no lineal con su potencia ( $i$ ) más la potencia de los pulsos anterior ( $i+1$ ) y posterior ( $i-1$ ). Si son dos pulsos, para el primero no hay anterior y para el segundo no hay posterior. Si son tres pulsos por tránsito, el pulso central recibe contribuciones de los dos laterales. El factor de ganancia se supone repartido proporcionalmente entre los pulsos, y cada pulso se amplifica según

$$g^{(i)} = \frac{1}{N} \frac{g_{ss}}{1 + \frac{g_{ss} r^{(i)} \exp(r^{(i)})}{\Gamma \sqrt{\alpha^{(i)}}}}, \quad (4.3)$$

donde  $N$  es la cantidad total de pulsos por tránsito. Para los mismos valores de parámetros utilizados en el Capítulo anterior, es decir  $k=0.96$ ,  $g_{ss}=5.6$  y  $\mu=0.9$ . el modelo da para el ancho del pulso solitario  $6.8ps$ , con una potencia pico de  $22.7kW$ . Para el régimen de doble pulso, predice pulsos simétricos (ya que los mapas acoplados son iguales para ambos pulsos) de  $8.5ps$  de duración y  $9.5 kW$  de potencia pico. El acuerdo con las mediciones y observaciones es muy bueno, ya que la potencia de los picos disminuye aproximadamente a la mitad, las duraciones de los pulsos son muy cercanos a los medidos, y la razón entre la duración de los pulsos en simple y doble pulso por tránsito predicha por el modelo es casi exactamente la observada experimentalmente: 0.8 (ver figura 4.3). Para el régimen de tres pulsos por tránsito el modelo da una duración de pulso de  $14.6ps$  y una potencia de pico de  $2.4kW$  para los pulsos laterales ( $34nJ$ ), mientras que para el pulso central la duración es de  $13.6ps$  y la potencia de  $2.8kW$  ( $37nJ$ ). Esto concuerda con el gran aumento en la duración de los pulsos observado, respecto de los regímenes de simple y doble pulso. Además, la

energía del pulso central es mayor que la de los laterales, y esto es exactamente lo que se observa (ver figura 4.5). Los resultados de este modelo para distintas situaciones se resumen en la tabla 4.1. En esta tabla, se muestran los valores de duración, energía, y potencia pico de los pulsos, y potencia media intracavidad, para regímenes de simple, doble y triple pulso por tránsito, predichos por el modelo. Además, se incluye el resultado de la simulación para dos pulsos no interactuantes que circulan por la cavidad (no se cruzan en el medio no lineal).

Tabla 4.1: Resultados del modelo de láser KLM con varios pulsos por tránsito, para distintas situaciones (ver texto). En negrita se muestran los valores observados experimentalmente.

	$\tau$ [ps]	$P_p$ [kW]	$U$ [nJ]	$\langle P \rangle$ [W]
1 pulso	6.8 ( <b>5.0</b> )	22.7 ( <b>25</b> )	154 ( <b>125</b> )	15.4 ( <b>12.5</b> )
2 pulsos	8.5 ( <b>6.3</b> )	9.5 ( <b>10</b> )	81 ( <b>63</b> )	16.2 ( <b>12.6</b> )
	8.5 ( <b>6.3</b> )	9.5 ( <b>10</b> )	81 ( <b>63</b> )	
3 pulsos	14.6	2.4	35	11.0 ( <b>12.7</b> )
	13.6 ( <b>&gt;15</b> )	2.8 ( <b>&lt;8.5</b> )	38 ( <b>~42</b> )	
	14.6	2.4	35	
2 pulsos, no interact.	25.2	2.4	60	12.1
(no observado)	25.2	2.4	60	

En la figura 4.10 se muestra la variación de la potencia media intracavidad con la ganancia de pequeña señal,  $g_{ss}$ , en las situaciones descritas arriba.

Esto da una idea de por qué el láser salta de un “modo” a otro al variar el bombeo: a medida que aumenta  $g_{ss}$ , la potencia intracavidad es máxima primero para el régimen de un pulso, luego para el de doble pulso, y finalmente para el de triple pulso. Por otro lado, se puede ver que el modo de funcionamiento con dos pulsos no interactuantes (dos pulsos que no se cruzan en el medio no lineal) es poco eficiente, de ahí que no se haya podido observar experimentalmente.

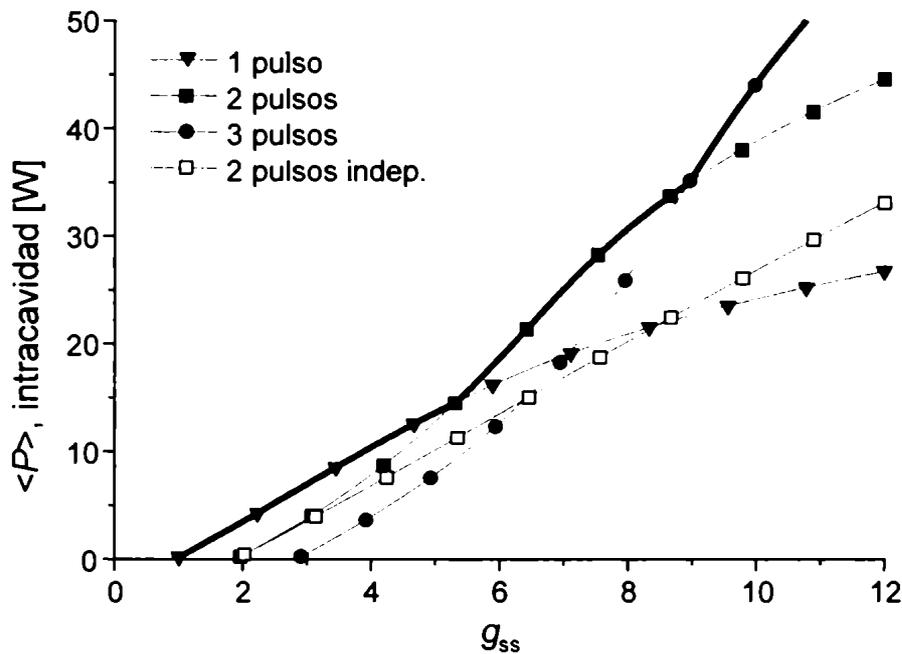


Figura 4.10: Variación de la potencia media intracavidad con el parámetro de bombeo  $g_{ss}$ , para distintos regímenes. La solución que maximiza la potencia intracavidad cambia al variar la ganancia de pequeña señal.

#### 4.4 Inestabilidad de los pulsos a alta potencia. *Pulse splitting*.

En el citado trabajo de Lai *et al* [Lai], en un láser de Ti:Zafiro con KLM y una cavidad de cuatro espejos tradicional se observan dos regímenes distintos de doble pulso por *round-trip*. Uno es (al menos en el dominio temporal) esencialmente igual al observado durante este trabajo de Tesis y descrito en la Sección anterior; llamémoslo para fijar ideas,  $M_1$ . En el otro, el láser emite dos pulsos gemelos, separados no más de algunos centenares de femtosegundos ( $M_2$ ). Estos pulsos se alcanzan a ver en el autocorrelador, que muestra una autocorrelación de tres picos (el central corresponde al retardo  $\tau=0$  y los laterales a las correlaciones cruzadas de los dos pulsos). En este caso, la separación entre pulsos se puede sintonizar continuamente entre  $200fs$  y  $1ps$  variando la separación entre los espejos curvos *o cambiando la potencia de bombeo*. Al reducir aún más la separación de los espejos (lo que implicaría aumentar la intensidad sobre el Ti:Zafiro) los pulsos se separan aún más y finalmente se logra el funcionamiento estable con los pulsos bien separados ( $\gg 1ns$ ). También pudieron observar el transitorio desde un único pulso hasta el régimen de doble pulso asimétrico  $M_1$ : en una fracción de segundo el único pulso se divide y luego los dos pulsos comienzan a separarse entre sí continuamente hasta que se alcanza la operación estable con pulsos separados unos  $4ns$ .

Estos modos de pulsos múltiples implican entonces (al menos en el caso del láser del Ti:Zafiro) la división espontánea de un pulso solitario, un distanciamiento continuo entre ellos y una eventual inmovilización de su separación temporal. Tal comportamiento se puede atribuir al efecto Kerr óptico, es decir, una variación del índice de refracción complejo dependiente de la potencia.

#### 4.4.1 Ecuación de Schrödinger no lineal. Auto-enfoque y división del pulso.

El auto-enfoque de un haz de luz es uno de los procesos ópticos no lineales fundamentales. El modelo estacionario de la ecuación de onda paraxial predice que para una longitud de interacción suficientemente larga y una potencia  $P > P_{cr}$ , ocurre una singularidad que corresponde al auto-enfoque catastrófico. Bajo estas condiciones, además del daño óptico del material, hay una variedad de procesos posibles bien conocidos que inhiben o retardan el auto-enfoque catastrófico o provocan la filamentación del perfil espacial del modo [Chiao], o de focos múltiples [Akhn]. Estos procesos incluyen, entre otros, la rotura por avalancha [Bloem], la saturación del índice no lineal [Marb], la absorción no lineal, o la difracción no-paraxial [Feit].

En ausencia de dispersión del material, el modelo de auto-enfoque estacionario se puede extender a pulsos a través del uso de modelos de foco móvil [Loy] o de matrices de pulsos *KILL*. Además, se sabe [Marb2] que el auto-enfoque puede producir un acortamiento temporal del pulso cuando el largo del medio es aproximadamente igual al largo de auto-enfoque.

Para pulsos ópticos cortos sin embargo, los efectos de la dispersión del material se supone que tienen una gran importancia sobre el auto-enfoque. Estudios teóricos demuestran que la inclusión de un término dispersivo modifica drásticamente la dinámica del proceso [teoselfoc]. El modelo teórico propuesto para describir el auto-enfoque de un pulso corto en un medio dispersivo se basa en la ecuación de Schrödinger no lineal para la amplitud lentamente variante (se usa la SVEO o *slowly varying envelope approximation*)  $u(\mathbf{r}, t)$  de un pulso óptico centrado a la frecuencia  $\omega$ :

$$\frac{\partial u}{\partial z} - i \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 u + i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = i \frac{n_2 n_0 \omega}{2\pi} |u|^2 u, \quad (4.4)$$

donde  $\beta''$  es la GVD o dispersión de la velocidad de grupo,  $k = n_0 \omega / c$  es la amplitud del vector de onda, y  $\tau = t - z/v_g$  es el tiempo retardado para el pulso que viaja a la velocidad de grupo  $v_g$ . Esta ecuación, sin el término dispersivo, es similar a (2.8).

Seguidamente, se va a estudiar la evolución de un pulso gaussiano radialmente simétrico que atraviesa un medio descrito por (4.4). En este caso, el pulso de entrada es

$$u(r,t) = u_0 \exp \left[ -\frac{r^2}{2w_0^2} - \frac{\tau^2}{2\tau_p^2} \right]. \quad (4.5)$$

En este caso, normalizamos las variables  $r$ ,  $\tau$  y la envolvente del campo respecto de sus valores iniciales:  $\tau' = \sqrt{2}\tau/\tau_p$ ;  $r' = \sqrt{2}r/w_0$ ;  $u' = u/u_0$ . Si reescribimos la ecuación en estas nuevas variables, vemos que se pueden usar tres escalas distintas para caracterizar la interacción: el largo de difracción  $L_{DF} = \kappa w_0^2$ , el largo de dispersión  $L_{DS} = \tau_p^2/|\beta''|$ , y el largo no lineal  $L_{NL} = 2\pi/n_2 n_0 \omega |u_0|^2$ . Adicionalmente, se puede relacionar la potencia pico de entrada del pulso normalizada a la potencia crítica con parámetros del sistema:  $p \equiv P/P_{cr} = 1.885 L_{DF}/L_{NL}$  [Chern]. La ecuación (4.4) reformulada es:

$$\frac{\partial u'}{\partial z} - i \frac{1}{L_{DF}} \nabla_{\perp}^2 u' + i \frac{1}{L_{DS}} \frac{\partial^2 u'}{\partial \tau'^2} = i \frac{0.53 p}{L_{DF}} |u'|^2 u'. \quad (4.6)$$

Es interesante observar entonces que los parámetros que determinan la evolución del pulso son los largos característicos de difracción, dispersión y la potencia del pulso. Así es más fácil deducir la relevancia que cada término tiene en la evolución a través del material (coordenada  $z$ ). Por ejemplo, un tamaño de haz inicial ( $w_0$ ) grande da un largo de difracción  $L_{DF}$  grande, lo que implica que el término difractivo es despreciable y (4.6) describe un medio dispersivo con modulación no-lineal de la fase. De todas maneras, la envolvente del campo  $u$  es una función compleja, y estimar *a priori* los efectos de cada término no es fácil.

Para ver la evolución de un pulso en un medio descrito por (4.4)-(4.6), se integró numéricamente la ecuación diferencial con técnicas numéricas estándar. La dimensión adecuada de la grilla en  $(r,t)$  se determinó observando que el resultado de las simulaciones fuera independiente de la misma. En lo que sigue se muestran los resultados obtenidos al propagar un pulso de 400fs, enfocado a 60μm en vidrio SF57. La potencia pico del pulso es el doble de la potencia crítica (~100kW). El índice no lineal del SF57 es  $n_2 = 4.1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ , y la dispersión es  $\beta'' = 1.46 \times 10^{-3} \text{ ps}^2/\text{cm}$ .

Espacialmente, la parte central del pulso ( $\tau=0$ ) comienza a deformarse a partir de su forma inicialmente gaussiana. El auto-enfoque en el medio no lineal produce una

localización aún mayor del pulso, que a su vez realimenta el efecto no lineal. Por consiguiente la potencia pico del pulso aumenta rápidamente. Posteriormente, el pulso se deforma y se deslocaliza levemente. [Fig. 4.11.a)].

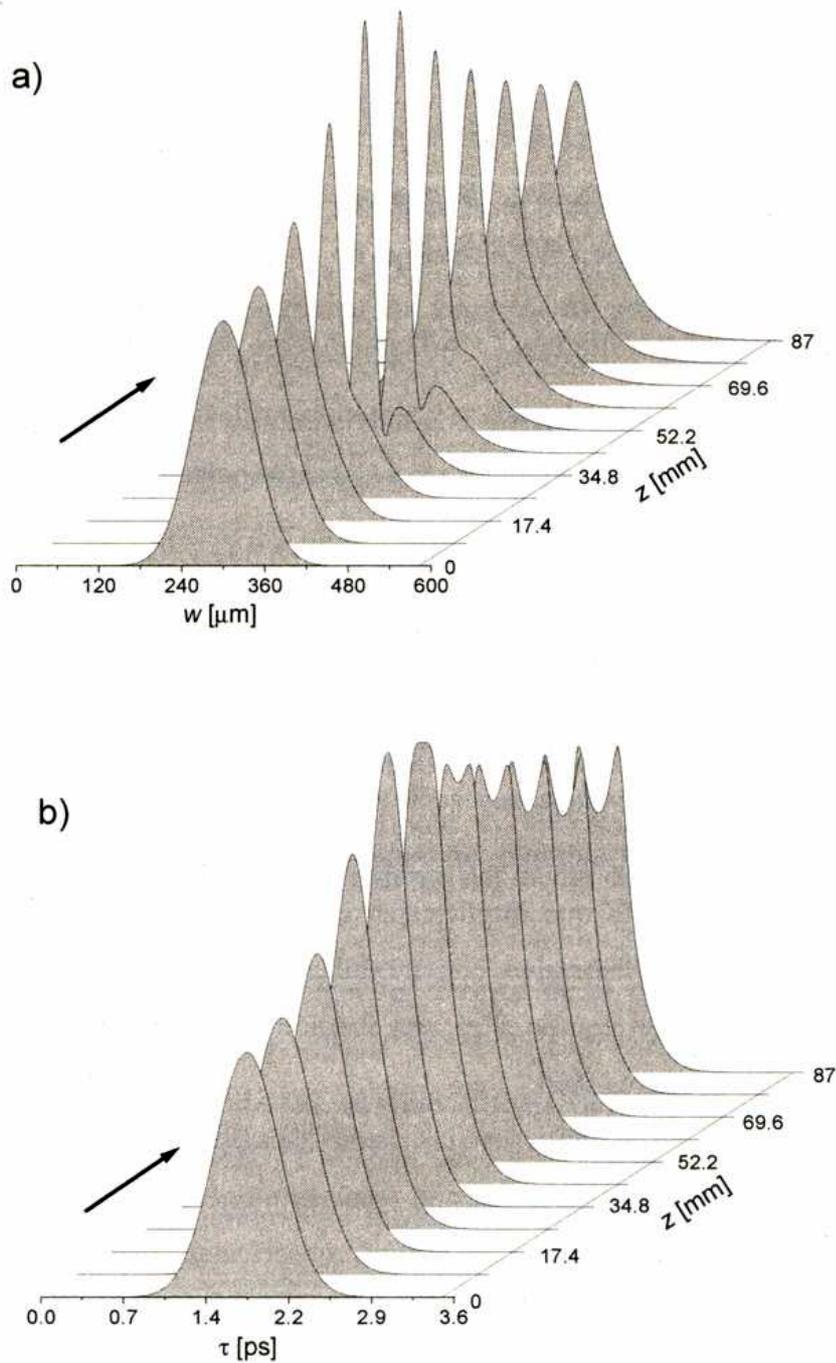


Figura 4.11. Evolución de un pulso gaussiano a través de un medio no lineal dispersivo. a: perfil espacial sobre el eje de referencia temporal ( $\tau'=0$ ); b: perfil temporal sobre el eje óptico ( $r'=0$ ). En esta última figura se observa el desdoblamiento temporal del pulso.

Si ahora se analiza la evolución de la forma temporal del pulso, sobre el eje óptico ( $r'=0$ ), en la parte inicial del tránsito se puede ver el aumento de la intensidad en el origen, producto de la “compresión” del pulso en la coordenada espacial. Sin embargo, una propagación adicional comienza a deformar temporalmente el pulso, produciendo un desdoblamiento del mismo [Fig. 4.11.b)]. A mayores potencias, la separación entre pulsos se hace más grande, y los mismos se hacen más cortos que la duración del pulso inicial. Nótese que para pulsos de  $400fs$ , las distancias de propagación necesarias para observar la división del pulso son del orden de  $5cm$ .

El espectro del pulso en esta situación presenta un gran ensanchamiento, y una estructura oscilatoria relacionada con la separación de los dos pulsos [Ranka]. A potencias aún mayores, los pulsos se vuelven más cortos, lo que hace necesario términos adicionales de dispersión para describir correctamente el proceso (es probable que la aproximación de envolvente lentamente variable tampoco sea válida). Estas duraciones de pulso tan cortas son las responsables de la generación de luz blanca o pulsos de luz super-continua [Luth].

En las figura 4.12 y 4.13 se puede ver el perfil temporal del pulso sobre el eje y el *chirp* correspondiente, a la salida del medio. Se observa el inicio del desdoblamiento del pulso, así como una no-linealidad en el *chirp*. Además, la frecuencia central del pulso más adelantado (más atrasado) está corrida a frecuencias menores (mayores) que la del pulso original. Esto indica que frente a un material con dispersión normal, los dos pulsos tenderán a separarse, que es consistente con lo observado por Lai *et al* .

A todo esto, la deformación del pulso inicial es grande, y no es simplemente un doble pulso temporal sino que presenta una estructura bastante compleja, sobre todo comparado con la forma gaussiana inicial. La conformación del pulso fuera del eje es bien distinta, como se puede ver en la figura, que es una mapa de colores de la intensidad del pulso. De todas maneras, la división del pulso en dos, producto de la interacción de los efectos no lineales con la difracción y la dispersión es una característica claramente visible.

Las simulaciones predicen el mismo efecto de desdoblamiento del pulso para pulsos inicialmente más cortos y más largos que el presentado en este ejemplo. Para un pulso más largo, sin embargo, es necesario incidir con más potencia y se requiere una distancia de propagación en el medio aún mayor que los  $80mm$  prescritos arriba.

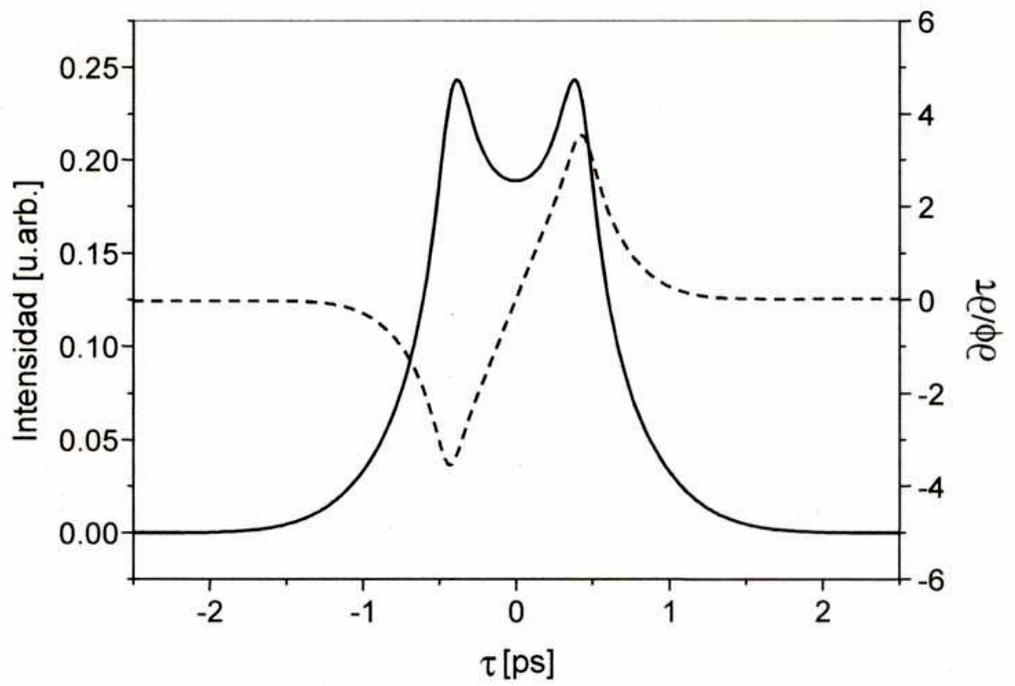


Figura 4.12. Predicción teórica del perfil temporal (línea llena) y del *chirp* (línea punteada) del pulso sobre el eje, para una propagación de un pulso inicialmente gaussiano en un medio no lineal dispersivo (ver texto). La potencia del pulso es  $P=2P_c$ .

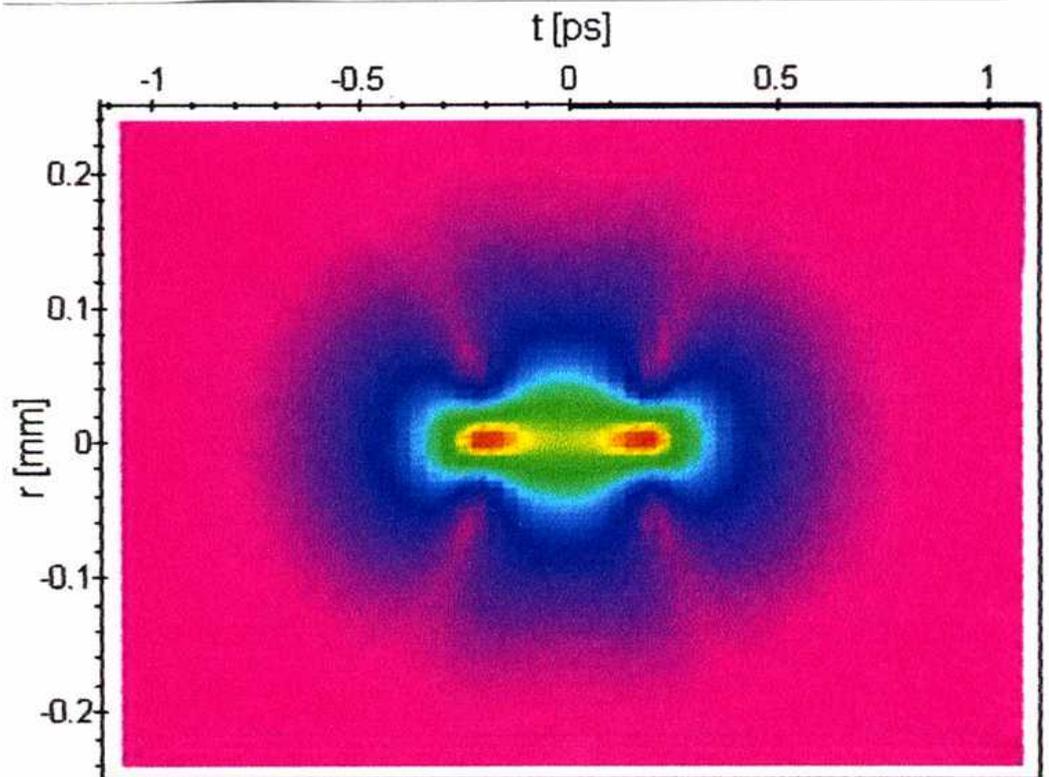


Figura 4.13. Mapa de intensidades de la condición final del pulso, inicialmente gaussiano, al propagarse en un medio no lineal dispersivo. Se aprecia el desdoblamiento temporal del pulso.

Este es, entonces, un mecanismo por el cual el láser podría, frente a un exceso de potencia, producir una división del pulso solitario, y bajo ciertas condiciones sostener un régimen de doble pulso. La pregunta que surge aquí es si este es efectivamente el efecto observado en el láser de Nd:YAG, debido a que: 1) Las potencias involucradas no son tan altas; 2) la duración del pulso es un orden de magnitud mayor que el caso estudiado en esta Sección; y 3) la propagación en el medio no lineal es corta, si bien el pulso sufre múltiples pasajes a través del mismo. La conclusión parcial es que si este efecto es el responsable de un desdoblamiento del pulso, es más probable que ocurra en un láser de femtosegundos que en un Nd:YAG. Es por esto que surge la necesidad de una teoría que abarque efectos tales aún en láseres de picosegundos

#### 4.4.2 Auto-modulación de amplitud negativa por exceso de potencia

En pulsos de picosegundos, los efectos dispersivos son débiles dentro de la cavidad típica para láseres de estado sólido. Es por esto que la pérdida de estabilidad de un pulso solitario en este rango de duraciones, debería poder explicarse con una teoría basada fundamentalmente en efectos espaciales.

En Sección 1.5.2 se vio cómo la combinación del efecto Kerr de auto-enfoque con una abertura dentro de la cavidad es equivalente a tener un absorbente saturable de respuesta instantánea. Así las cosas, lo que se espera del sistema es una modulación de las pérdidas que “copia” al pulso. Al aumentar la potencia del pulso, eventualmente se llega a una saturación total del absorbente, que marca el límite del *pulse shortening rate* (PSR) (Sección 3.2).

Sin embargo, esta analogía del KLM con un absorbente rápido no es completa. Es bueno recordar que la ubicación de la abertura (y la elección de los parámetros geométricos de la cavidad) define de manera sutil la capacidad del sistema para: 1) favorecer al régimen pulsado sobre el continuo y 2) obtener una auto-modulación de amplitud (SAM) tal que dinámicamente introduzca más pérdidas a las colas del pulso que a la parte central. Esto último es lo que define al PSR, ya que la curvatura o término parabólico de la modulación temporal es el poder del sistema para conformar el pulso (Sección 3.2.2 ). Entonces, lo que para una dada potencia resulta en una SAM óptima, puede resultar perjudicial para una potencia mayor. Esto se puede ver más claramente en el esquema de la figura 4.14.:

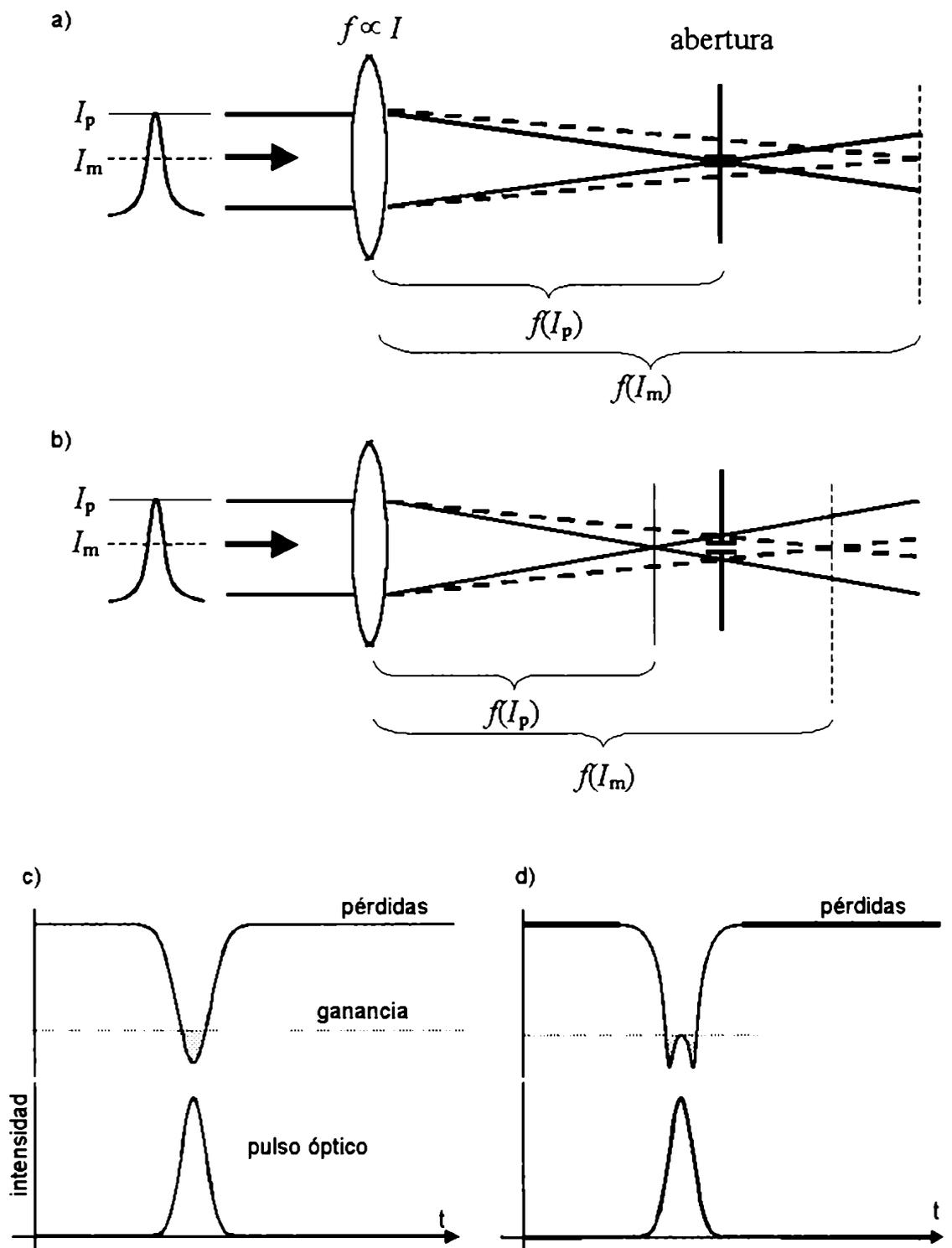


Figura 4.14. Auto-enfoque por efecto Kerr. a) Esquema de la situación ideal, donde el centro del pulso se enfoca sobre la abertura; b) Efecto sobre un pulso de potencia excesiva. c)-d) Modulación de amplitud para las situaciones a) y b) respectivamente. En el segundo caso se obtiene un efecto desfavorable para la conformación del pulso

En una visión simplificada del fenómeno, la situación ideal se da cuando, debido al efecto Kerr, el centro del pulso (la parte más intensa) se enfoca en el plano de la abertura, mientras que las colas del pulso al ser menos intensas producen un menor efecto no lineal y se enfocan en planos posteriores [Fig. 4.14a)]. El efecto neto en la modulación de las pérdidas se muestra en c). Ahora bien, si a igual condición geométrica la potencia del pulso fuera mayor, la no-linealidad enfocaría la parte central del pulso en un plano *anterior* a la abertura [Fig. 4.14b)]. En este caso, el efecto de la abertura sobre tal pulso produciría una modulación de las pérdidas, si bien con ganancia neta, con más pérdidas en el centro del pulso que en los lados [Fig. 4.14d)].

Una característica importante de este efecto es que puede tener lugar con potencias relativamente bajas; sólo es necesario que la cavidad esté optimizada para funcionar con KLM para una dada potencia. Al excederse un cierto valor umbral de potencia pico, que es el de la situación de la figura 4.14a), el coeficiente de automodulación de amplitud dado por la combinación lente de Kerr-abertura cambia de signo y el sistema ya no es capaz de conformar el pulso. La potencia pico puede aumentar ya sea porque se aumenta el bombeo del láser, porque se mejora ligeramente la eficiencia al realinear, o porque se aumenta el largo de la cavidad.

Un método bien conocido para obtener pulsos más intensos es alargar la cavidad: como el principio del *mode-locking* implica que la potencia media de salida es aproximadamente la misma que tendría el láser funcionando en forma continua, al alargar la cavidad se baja la frecuencia de repetición del sistema. Y como la duración de los pulsos es esencialmente la misma (depende del ancho de banda del medio activo), la potencia pico de los pulsos aumenta en forma aproximadamente lineal con el tiempo de repetición,  $T_{RT}$ . Es posible (en principio) cambiar el largo de la cavidad sin tener que rediseñar la misma, ya que si se incluye en la misma un telescopio de magnificación  $\times 1$ , los parámetros espaciales del haz se mantienen invariantes, por lo que se obtiene un largo adicional dado por  $4f$ , donde  $f$  es la distancia focal de los elementos del telescopio [Libert]. Así, el tiempo entre pulsos pasa a ser  $T'_{RT} = T_{RT} + 8f/c$ . Sin embargo, el problema de estas cavidades extendidas es, justamente, que generalmente es muy difícil evitar el funcionamiento en doble pulso.

A continuación se formalizará esta idea del auto-enfoque excesivo, y se intentará obtener un parámetro que caracterice este efecto, a fin de agregar una variable al diseño de cavidades para KLM que permita evitar este doble pulso.

#### 4.5 Efecto del auto-enfoque y la abertura espacial sobre la forma del pulso.

Sería interesante contar con las herramientas necesarias para el análisis del efecto de SAM en una cavidad láser, y disponer de algún mecanismo que permita una descripción cuantitativa este efecto. De esta manera, se podrá minimizar la tendencia del sistema a funcionar en doble pulso con el aumento de la potencia, desde el diseño de la cavidad. El formalismo más atractivo para describir los parámetros espaciales del láser es sin dudas el de las matrices  $ABCD$  de  $2 \times 2$ , por lo que sería bueno poder describir la auto-modulación en este contexto.

Lo que se busca es cuantificar la modulación de la amplitud del pulso producida por la combinación de la abertura intracavidad y el auto-enfoque del haz. Esto no es meramente el auto-enfoque, que sería más o menos equivalente al efecto de una lente cuya distancia focal depende de la intensidad del pulso. Es la combinación de estos dos efectos *espaciales* (auto enfoque por lente de Kerr + abertura espacial) el que se identifica con un absorbente saturable rápido, y por lo tanto afecta la forma *temporal* del pulso.

Este enfoque no lineal es más fuerte donde el campo es más intenso (en el centro del haz). Esto produce una variación del tamaño del modo a lo largo del pulso, que al pasar por una abertura produce la auto-modulación. Pero esta modulación no tiene por qué ser necesariamente positiva (favorecer la conformación del pulso): para ciertas condiciones geométricas y para altas potencias puede ser negativa.

La idea es la siguiente: aún suponiendo inicialmente un pulso espacialmente uniforme ( $w$  constante en toda la duración del pulso), el auto-enfoque sufrido en el medio no lineal será mayor en el centro del pulso, ya que la potencia instantánea es máxima en ese punto. Por lo tanto, el pulso será distorsionado espacialmente. Al pasar el pulso por una abertura, esa distorsión puede provocar menores pérdidas en el centro del mismo –modulación- o mayores pérdidas en el centro –demodulación-. La transmisión a través de este “elemento de auto-modulación”  $T_{SAM}$  se puede estimar proponiendo un pulso de potencia pico  $P$ , con perfil temporal gaussiano de duración  $\tau$ , de tamaño espacial (*spot-size*) uniforme  $w_1$ , y radio de curvatura  $R_1$ , que incide en el medio no lineal. Se propaga por el medio no lineal de longitud  $z$ , suponiendo, como se dijo, una envolvente temporal  $P(t) = U/\tau \exp\left[-2(t/\tau)^2\right]$  y se obtienen los nuevos parámetros  $w_2(t)$ ,  $R_2(t)$ , usando las expresiones (2.10):

$$w_2^2(t) = w_1^2 \left[ \left( 1 + \frac{z}{R_1} \right)^2 + \left( \frac{\lambda z}{\pi n_0 w_1^2} \right)^2 \left( 1 - \frac{P(t)}{P_c} \right) \right], \quad (4.7a)$$

$$\frac{1}{R_2(t)} = \left( \frac{w_1}{w_2(t)} \right)^2 \left[ \frac{1}{R_1} + \frac{z}{R_1^2} + z \left( \frac{\lambda}{\pi n_0 w_1^2} \right)^2 \left( 1 - \frac{P(t)}{P_c} \right) \right], \quad (4.7b)$$

y hasta aquí no hay nada nuevo. Estas expresiones describen el efecto del enfoque no lineal del haz. Para incluir el efecto de la abertura, primero hay que propagar el haz hasta la abertura, a través de los distintos elementos (lineales) de la cavidad. Esto se puede tener en cuenta por medio de una matriz genérica  $ABCD$ . Los nuevos parámetros son  $w_3(t)$ ,  $R_3(t)$ . A esta altura entonces, ya están tenidos en cuenta la abertura y el efecto de auto-enfoque en los parámetros espaciales del haz.

#### 4.5.1 Coeficiente de auto-modulación de amplitud (SAM)

Para obtener el coeficiente de modulación del haz, se analizan las pérdidas del mismo al atravesar una abertura de diámetro fijo. Este diámetro es muy parecido, aunque menor, al tamaño del haz de baja señal en ese plano de cálculo, ya que se supone que la cavidad está diseñada para operar en KLM. Lo que varía temporalmente es el tamaño del haz, ya que el efecto Kerr cambió la curvatura del frente de onda en forma proporcional a la potencia instantánea de cada porción del pulso. Este factor de auto-modulación no es otra cosa que la curvatura de la modulación de las pérdidas, y es proporcional a la derivada segunda temporal del área del haz, normalizada al área de la abertura (ver figura 3.1),  $\mu(t) = (w_3(t)/w_{ab})^2$ , respecto del tiempo, sobre el plano de la abertura. La expresión general de la curvatura de la modulación es:

$$\rho_{SAM} \equiv \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} \Big|_{t=0} = \frac{U}{\tau^3 w_{ab}^2 P_c} \left( \frac{\lambda z}{\pi w_1} \right)^2 \left\{ \left( A + \frac{B}{z} \right)^2 - B^2 \left[ \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{R_2} \right)^2 + \left( \frac{\lambda}{\pi w_2^2} \right)^2 \right] \right\}. \quad (4.8)$$

Esta expresión está normalizada al área de la abertura, ya que las pérdidas en la misma son proporcionales a la relación  $(w/w_{ab})^2$  (ver Secc. 3.3.2). Para obtener la curvatura de la modulación, la derivada segunda está evaluada en el centro del pulso, es decir, en  $t=0$ ;  $w_1$  y  $w_2$  ( $R_1$  y  $R_2$ ) en (4.8) corresponden por lo tanto a los tamaños de haz (radios de curvatura) a la entrada y a la salida del medio no lineal, en el centro del pulso, respectivamente. Los coeficientes  $A$  y  $B$  son los elementos de la matriz de propagación

lineal correspondiente a los elementos de la cavidad ubicados entre el medio no lineal y la abertura.

Según lo discutido en la Sección 3.2, donde se escribió en forma explícita la acción de distintos elementos sobre el pulso, podemos escribir la transmisión de esta SAM y compararla al mismo tiempo, con la expresión para la transmisión de un absorbente saturable rápido (3.19) presentada oportunamente:

$$T_{SAM} = 1 - \rho_{SAM} I^2 \equiv 1 - \left( \frac{\gamma U}{2\tau} \right) \left( \frac{I^2}{\tau^2} \right) = T_{fs}. \quad (4.9)$$

Comparando las dos expresiones se puede obtener una primera aproximación a la forma del coeficiente de auto-modulación de amplitud,  $\gamma$ . Este coeficiente tiene en cuenta de forma general los factores geométricos y no lineales del sistema, para una cavidad con una abertura y un medio no lineal de tipo Kerr:

$$\gamma = \frac{2}{w_{ab}^2 P_c} \left( \frac{\lambda z}{\pi w_1} \right)^2 \left\{ \left( A + \frac{B}{z} \right)^2 - B^2 \left[ \left( \frac{1}{z} - \frac{1}{R_2} \right)^2 + \left( \frac{\lambda}{\pi w_2^2} \right)^2 \right] \right\}. \quad (4.10)$$

La potencia intracavidad está implícita en  $w_2$  y  $R_2$ , ya que estos parámetros se obtienen al propagar el pulso por el medio no lineal. El coeficiente de SAM es inversamente proporcional a la potencia crítica de *self-focusing* y al área de la abertura. Lo primero que se puede ver es que  $\gamma$  puede ser negativo, debido a la inclusión del efecto de la propagación desde el medio no lineal al plano de la abertura. De hecho, se podría pensar que si se ubica la abertura sobre el mismo medio no lineal se elimina la contribución de la propagación lineal al coeficiente de auto-modulación ( $A=1$ ,  $B=0$ ), con lo que se podría suponer que de esta forma se simplifica el análisis y se obtiene un valor de  $\gamma$  siempre positivo. Sin embargo, esta manera de obtener un valor para la modulación de amplitud no es autoconsistente, y es sólo una aproximación. De manera que la forma correcta de estudiar el efecto en una cavidad con la abertura y el medio no lineal ubicados en el mismo plano es propagar desde el medio no lineal ida y vuelta hasta la abertura (un semitránsito por la cavidad). Otra manera de encarar el problema, que escapa al análisis aquí planteado, sería intentar obtener la solución autoconsistente para las variables del haz, teniendo en cuenta además el factor  $\gamma$  de SAM (que depende a su vez de las citadas variables). Conceptualmente este cálculo agrega poco al problema, sin

embargo, podría dar información útil sobre la sobre- o sub-estimación del parámetro  $\gamma$  y sus consecuencias, directamente sobre las variables del pulso.

Una aplicación inmediata de este resultado es ver, para una cavidad específica, cómo es la dependencia de  $\gamma$  en un tránsito del pulso con los parámetros sensibles de la misma. Un cambio de signo o una disminución grande del parámetro de SAM influirá decisivamente en el desempeño del láser pulsado: el factor  $\gamma$  es el que tiene en cuenta el efecto de la cavidad. Dicho de otro modo, es la curvatura de la modulación de las pérdidas en el centro del pulso. Si este factor es positivo, la SAM favorece la conformación del pulso [figura 4.14c)]. Si, por el contrario, es negativo, la SAM impide la correcta conformación del pulso, ya que la abertura introduce más pérdidas al centro del pulso que a las colas, como en el caso de la figura 4.14d).

La aparición de “modos” superiores, con varios pulsos por tránsito, también puede deberse a la potenciación del efecto de conformación del pulso debido a la colisión de los mismos en el medio no lineal. Del mismo modo que la variación relativa del tamaño del haz ( $\delta$ ) presenta una amplificación en una zona de colisión bien localizada, para ciertas condiciones de diseño de la cavidad, el parámetro  $\gamma$  aumenta al producirse este fenómeno. Pese a que la potencia de pico de los pulsos disminuye aproximadamente a la mitad, la estabilidad de este tipo de soluciones le provee la mayor modulación de amplitud no lineal. En la figura 4.6 se observan zonas de coexistencia de distintas soluciones; en estas regiones pequeñas perturbaciones determinan los saltos entre regímenes de doble y simple pulso. A medida que la potencia intracavidad aumenta, el mismo efecto que se observa sobre el parámetro  $\delta$  da lugar a un incremento en el factor de auto-modulación de amplitud debida al cruce de los pulsos en el medio no lineal (ver figura 4.15). Este incremento en  $\delta$  y en  $\gamma$ , producto de la colisión entre pulsos es el responsable de la aparición de estos regímenes.

Para obtener un valor numérico de  $\gamma$  por tránsito, es preciso calcular previamente los parámetros espaciales de la cavidad, que hay que obtener numéricamente dada la no-linealidad presente. Esto se hizo para la cavidad del láser de Nd:YAG con KLM, utilizando el mismo método iterativo descrito en 2.1.

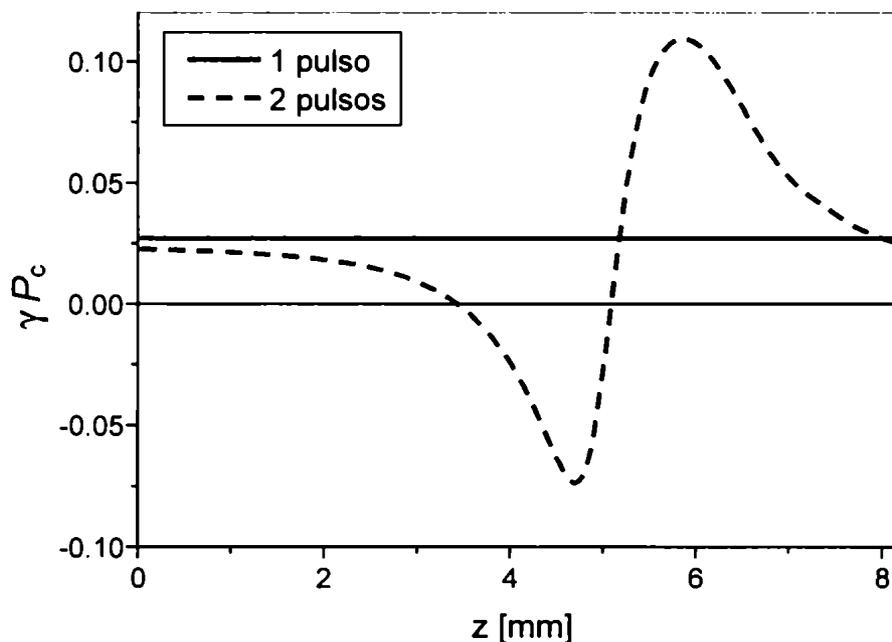


Figura 4.15: Curvatura central de la modulación de amplitud no lineal para un régimen de doble pulso por tránsito, en función de la posición de colisión de los pulsos en el medio no lineal. La potencia pico de los pulsos es  $p=0.2P_c$ , mientras que en el régimen de doble pulso  $p=0.1P_c$ .

En la figura 4.16 a) se puede ver cómo varía  $\gamma$  al cambiar la posición del medio no lineal respecto de los espejos curvos. Para este cálculo, la distancia entre estos espejos se fija en  $b=104\text{mm}$ , y el resto de las variables geométricas con los valores detallados en la Sección 2.1. La cuenta está hecha para  $p=0$ , lo que indica que hay una fuerte dependencia con la geometría de la cavidad. Así como el parámetro  $\delta$ , calculado a  $p=0$  revela las zonas favorables para obtener KLM en el espacio de parámetros geométricos el parámetro  $\gamma$  calculado de esta forma puede servir para descubrir cuáles son las regiones de este espacio en donde la conformación del pulso es buena o mala, y dónde eventualmente podría haber problemas de división del pulso.

En la misma figura se muestran los valores de  $\delta$  y del tamaño del haz  $w$  sobre la abertura [figuras 4.16 b) y c), respectivamente]. Es notable observar que existen varias regiones en donde  $\delta$  es positiva –por lo tanto favorable al KLM–, pero sin embargo el coeficiente de SAM es positivo y de un valor alto sólo en un pequeño intervalo alrededor de  $x=58\text{-}60\text{mm}$ .

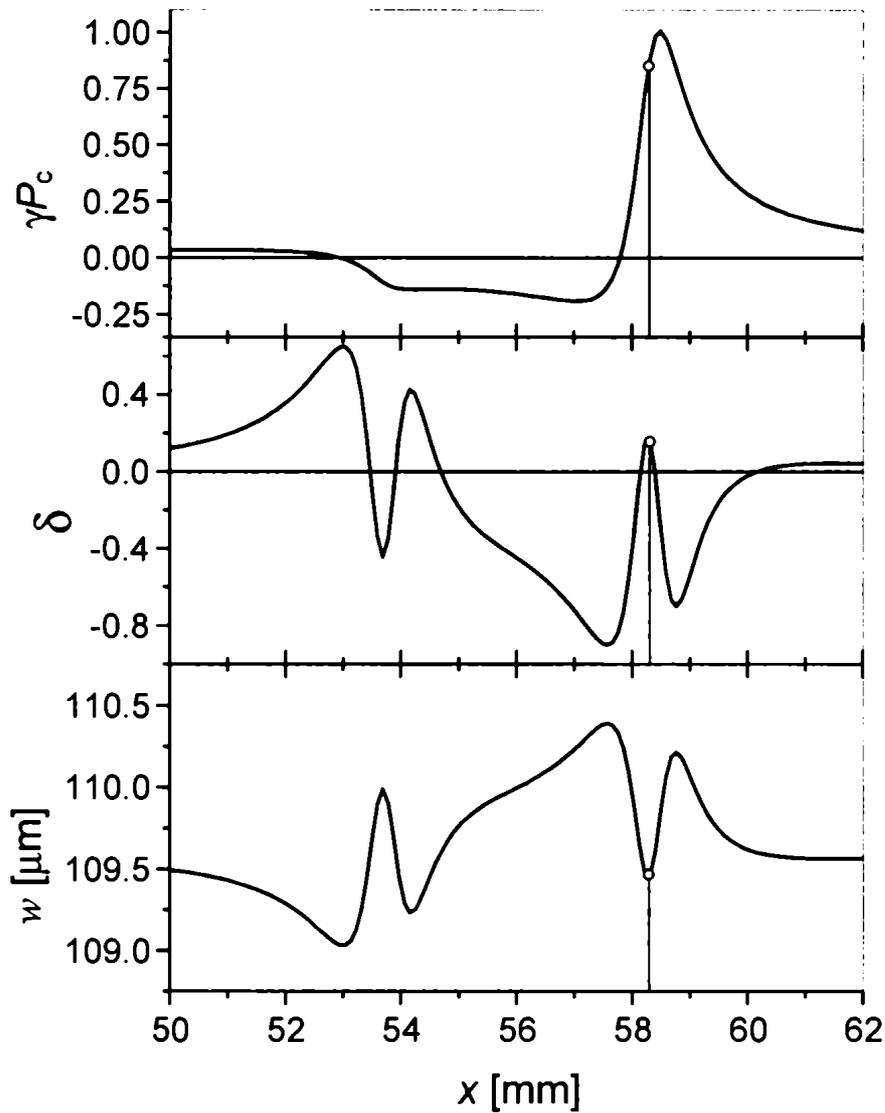


Figura 4.16. a) Valor del coeficiente de SAM,  $\gamma$ , en función de la posición del vidrio SF57 relativa a los espejos curvos,  $x$ . También se grafican: b) la variación relativa del tamaño del haz,  $\delta$ , y c) el tamaño del haz  $w$ ; las tres cantidades están calculadas sobre el plano de la abertura, dentro del medio activo.

Veamos qué ocurre ahora en una zona para la cual el KLM es favorecido ( $\delta > 0$ ,  $\gamma > 0$ ) a baja potencia, al aumentar la misma. En la figura 4.17a) se muestra la variación del coeficiente de SAM: inicialmente es positivo y crece al aumentar la potencia. Para  $p \sim 0.5$  cambia la tendencia y comienza a disminuir, hasta hacerse negativo para  $p \sim 0.8$ . En esa región de potencias, el coeficiente de SAM alcanza su valor máximo, como así también  $\delta$ , la variación relativa del tamaño del haz [4.17b)]. Esta geometría se muestra entonces como una condición muy adecuada para el KLM, ya que tanto la medida de auto-modulación de amplitud como la discriminación de los modos continuo y pulsado alcanzan sus valores máximos. Sin embargo, en esta situación, un aumento adicional de

la potencia pico es contraproducente:  $\delta$  y  $\gamma$  disminuyen abruptamente hasta cambiar de signo. Para potencias intracavidad aún mayores, del orden de  $0.9P_c$ , los efectos no lineales provocan que la cavidad se vuelva inestable [4.17c)].

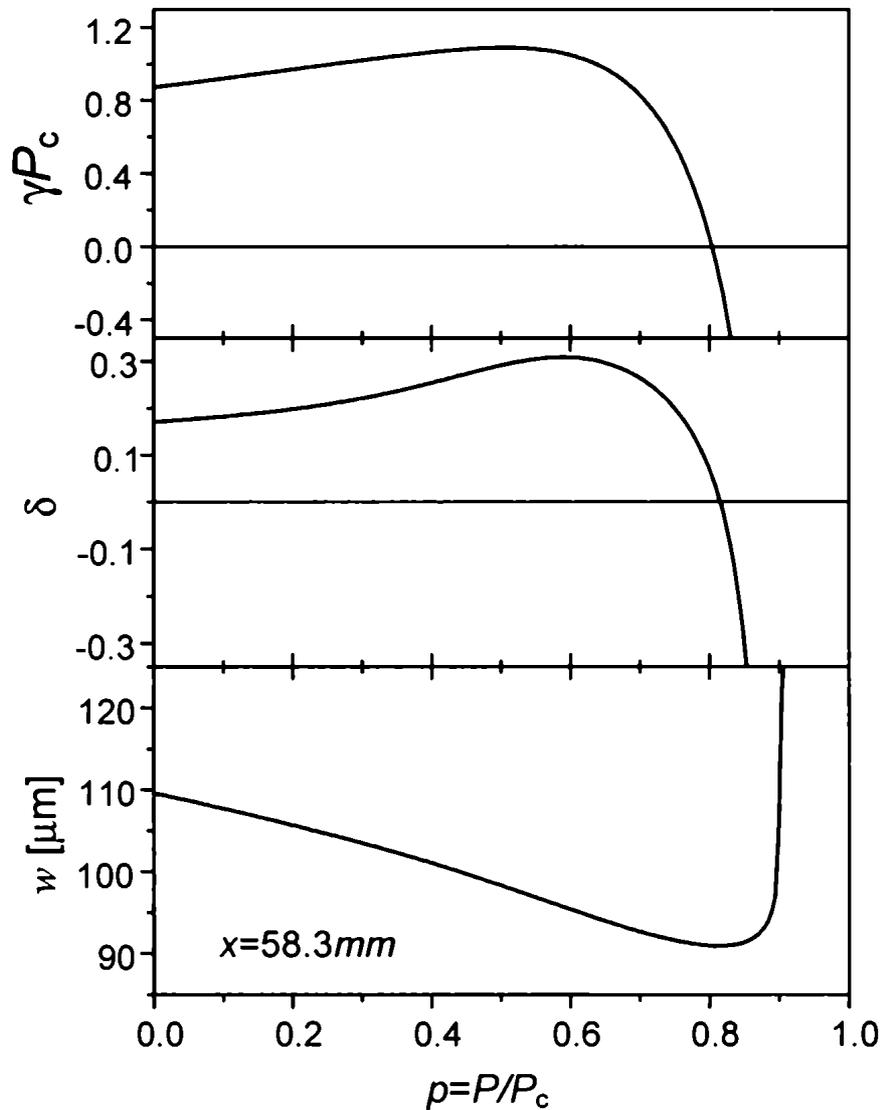


Figura 4.17: a) coeficiente de SAM en función de la potencia máxima del pulso intracavidad, para la condición señalada en la figura 4.16; b) Variación relativa del tamaño del haz ( $\delta$ ); y c) tamaño del haz sobre la abertura.

A esta altura, queda claro entonces que las condiciones adecuadas para obtener Mode-Locking por efecto Kerr se obtienen mediante un fino diseño y ajuste de variables geométricas de la cavidad; sin embargo esta condición no es de ninguna manera independiente de la potencia del láser. Al variar la potencia de los pulsos, cambia el efecto no lineal y la cavidad debería ser reajustada para adaptarse a la nueva condición. En el caso de armar una cavidad extendida (situación en la que el aumento de potencia

de los pulsos que se intenta obtener es significativo), el efecto es difícil de predecir y en la práctica esto requiere diseñar y alinear nuevamente la cavidad; al menos en la región de la misma donde se produce el efecto no lineal.

Resumiendo: se muestra que el efecto de auto-enfoque excesivo, o auto-modulación de amplitud negativa puede producir una inestabilidad en el tren de pulsos. Si existe no-linealidad y ganancia suficientes, el sistema puede sostener un régimen de pulsos con estructura temporal compleja, e incluso un doble pulso (dos pulsos cuya separación temporal es menor o del orden del picosegundo). Tal es el caso de los láseres de Ti:Zafiro. Si, en cambio, la no-linealidad es insuficiente para mantener pulsos de mayor duración (menor potencia pico!), como en los láseres de ancho de banda angosto, el sistema puede pasar a funcionar en modo continuo, o eventualmente a varios pulsos por tránsito, como se observó experimentalmente, y se discutió en la Sección 4.3.

En el último Capítulo de esta Tesis, se verá cómo aprovechar los resultados de este y anteriores Capítulos para generar herramientas que permitan optimizar sistemas láser en general para su funcionamiento en KLM. El objetivo es tratar de obtener nuevas matrices  $2 \times 2$  que describan los efectos no lineales característicos de este tipo de láseres.

## Capítulo 5.

A modo de corolario de los estudios teóricos desarrollados durante esta Tesis, se presentan en este Capítulo una serie de elementos de análisis de cavidades, que aumentan la capacidad de estudio y diseño de sistemas láser mediante, justamente, el formalismo de matrices  $KIJL$ . De esta manera, se busca que esta Tesis transmita no sólo la certeza de que sí es posible obtener Mode-Locking por efecto Kerr en láseres de ancho de banda angosto y las pautas experimentales para conseguirlo, sino que además proporcione herramientas útiles para el diseño de láseres de pulsos cortos y ultracortos en general.

Se obtienen y se discuten matrices temporales que describen la auto-modulación de amplitud (SAM) por efecto absorbente saturable rápido (efecto Kerr + abertura), y la auto-modulación de fase (SPM) en un medio dispersivo.

### 5.1 Matriz temporal de auto-modulación de amplitud.

Según lo visto en la Sección 4.5.1, se cuenta una forma de cuantificar los efectos sobre el pulso de una abertura sobre un haz auto-enfocado (al menos en forma aproximada), que es el parámetro de SAM,  $\gamma$ . La inclusión de este efecto en el formalismo de las matrices de pulsos es algo deseable, ya que de esta manera este método de cálculo de los parámetros temporales del haz sería más versátil al poder tener en cuenta el efecto de la modulación de amplitud no lineal. La transformación de un pulso a través de la modulación de amplitud producida por un absorbente saturable rápido ya se describió en 3.2.2 y es, recordemos:

$$\frac{1}{p'} \approx \frac{1}{p} - i \frac{\gamma U}{\tau^3 k}, \quad (5.1)$$

donde  $p$  es de nuevo el parámetro gaussiano temporal complejo a la entrada del medio y  $p'$  a la salida,  $U$  la energía del pulso,  $\tau$  la duración del pulso y  $k$  el módulo del vector de onda. Usando la relación (3.4), que vincula los parámetros  $p$  y  $p'$  a través de los elementos  $KIJL$  de la matriz de pulso genérica

$$\frac{1}{p'} \equiv \frac{\lambda J + L \frac{1}{p}}{K + I \frac{1}{\lambda} \frac{1}{p}} = \frac{1}{p} - i \frac{\gamma U}{\tau^3 k} \quad (5.2)$$

se obtiene que la matriz temporal que describe la auto-modulación de amplitud es

$$M_{SAM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -i \frac{\gamma U}{2\pi\tau^3} & 1 \end{pmatrix}, \quad (5.3)$$

con el coeficiente no lineal  $\gamma$  como en (3.19) [que se puede calcular explícitamente por medio de (4.10)]. La matriz (5.3) es no lineal en  $\tau$  y además incluye efectos espaciales y dependientes de la potencia a través de  $\gamma$ . En esta matriz se resume el efecto del KLM: haciendo una analogía con las matrices espaciales  $ABCD$ , la matriz temporal de auto-modulación de amplitud es correspondiente con la matriz espacial de una abertura. Esencialmente esto lo que dice es que este elemento recorta las colas del pulso, sin afectar su *chirp*. Un pulso que se propaga por un “absorbente saturable rápido” como este, sufre una variación de sus parámetros temporales dada por:

$$S_2 = S_1 \quad (5.4a)$$

$$\tau_2 = \tau_1 \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\gamma U}{2\tau_1}}} \quad (5.4b)$$

Se puede ver que la matriz de auto modulación de amplitud no afecta la dispersión del pulso, y reduce su duración en un factor  $\approx \gamma U / 2\tau$ . Este factor aumenta en forma proporcional a la energía del pulso e inversamente proporcional a la duración del mismo. O sea que cuanto más corto y/o más intenso sea el pulso, más grande será la reducción del ancho del pulso por pasaje, como se espera de un absorbente rápido.

Para ver cuál puede ser el uso práctico de esta matriz, y qué tipo de resultados se obtienen, se propone a continuación describir los parámetros temporales de estado estacionario en un sistema láser simplificado, en el cual los únicos efectos son la auto-modulación de amplitud y la ganancia del medio amplificador.

El efecto de la ganancia de ancho de banda finito está descrito en la Sección 3.2 y en [Sieg\_c27]. La matriz equivalente es [Martínez]:

$$M_{amplif} = \begin{pmatrix} 1 & i \frac{16\pi g}{\Delta\omega_a^2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (5.5)$$

con  $g$  la ganancia saturada por pasaje, y  $\Delta\omega_a$  el ancho de banda del amplificador. La ganancia del medio tiende a ensanchar el pulso, al recortar el ancho de banda inicial del mismo. Los pulsos más cortos que pueden salir de un medio así están dados por la siguiente expresión:

$$\tau_{\min} = \frac{4\sqrt{g\pi}}{\Delta\omega}. \quad (5.6)$$

Para armar el mapa entonces, se hace el producto de  $M_{SAM} \times M_{amplif}$ . A fin de poder analizar la evolución de las soluciones con distintos parámetros, se supone que tanto la energía del pulso  $U$  como el factor de SAM  $\gamma$  son independientes del ancho temporal del pulso. Esto se puede justificar pensando que la energía del pulso es esencialmente la potencia media del láser (que es constante en el estado estacionario) multiplicada por el tiempo de tránsito  $T_{RT}$ , y suponiendo que se trabaja en una región del espacio de parámetros geométricos de la cavidad en donde  $\gamma$  sea insensible a la potencia pico del pulso. La matriz temporal de la “cavidad” es bien simple;

$$M_{SAM} \times M_{amplif} = \begin{pmatrix} 1 & i \frac{16\pi g}{\Delta\omega_a^2} \\ -i \frac{\gamma U}{2\pi\tau^3} & 1 + \frac{8\gamma U g}{\tau^3 \Delta\omega_a^2} \end{pmatrix}, \quad (5.7)$$

y se llega al siguiente mapa de las variables  $S$  y  $\tau$ :

$$S_{n+1} = \frac{S_n}{\left(1 + \frac{16g}{\tau_n^2 \Delta\omega_a^2}\right)^2 + \left(\frac{8gS_n}{\Delta\omega_a^2}\right)^2} \quad (5.8a)$$

$$\tau_{n+1} = \tau_n \cdot \left[ \frac{\gamma U}{2\tau_n} + \frac{1 + \frac{16g}{\tau_n^2 \Delta\omega_a^2} + \frac{4g}{\Delta\omega_a^2} S_n^2 \tau_n^2}{\left(1 + \frac{16g}{\tau_n^2 \Delta\omega_a^2}\right)^2 + \left(\frac{8gS_n}{\Delta\omega_a^2}\right)^2} \right]^{-1/2} \quad (5.8b)$$

Este mapa tiene solución analítica. Se resuelve primero (5.8a) para obtener  $S$  y luego se reemplaza en (5.8b) para encontrar el punto fijo de la variable  $\tau$ :

$$S = 0, \quad (5.9a)$$

$$\tau = \frac{16g}{\gamma U \Delta\omega_a^2} \left( 1 \pm \sqrt{1 - \frac{\gamma^2 U^2 \Delta\omega_a^2}{16g}} \right). \quad (5.9b)$$

Se puede ver que las soluciones de este mapa no tienen *chirp*. Esto es razonable, dado que ni el medio amplificador ni la auto-modulación de amplitud introducen dispersión en el pulso.

Para la duración de pulso hay dos soluciones posibles. La dependencia de esta variable con los parámetros del sistema –la ganancia, el ancho de banda y el coeficiente de automodulación– se analizan en la serie de gráficos de la figura 5.1.

De las dos soluciones para  $\tau$ , hay una (la que da una duración de pulso menor que el límite de transformada,  $\sim 5ps$ ) que es siempre inestable. La solución estable, da una duración de pulso grande ( $>30ps$ ) para valores del coeficiente de SAM chicos ( $\tau$  diverge para  $\gamma \rightarrow 0$ ) y se acerca al valor de límite de transformada al aumentar la modulación no lineal. Si no existe entonces un mecanismo para aumentar la duración del pulso, como lo es la dispersión en sistemas de femtosegundos o de láseres en fibras, la solución colapsa por exceso de modulación no lineal. Este es un resultado interesante, puesto que fija un límite para la SAM (y para la energía del pulso, ya que la solución (5.9b) escala idénticamente en  $\gamma$  y en  $U$ ). Este límite está dado por la relación

$$(\gamma U)_{\max} \cong \frac{4\sqrt{g}}{\Delta\omega_a}. \quad (5.10)$$

En esta situación extrema, la disminución absoluta del ancho de pulso por pasaje es del orden de la duración misma del pulso:

$$(\Delta\tau)_{\max} \cong \frac{\sqrt{g}}{\Delta\omega_a} \quad (5.11)$$

(ver la definición de disminución del ancho del pulso por pasaje, PSR, en la Sección 3.2). Obviamente, tampoco existe solución para valores del coeficiente de SAM negativos.

El efecto de la ganancia produce un aumento prácticamente lineal de la duración del pulso, y el aumento del ancho de banda  $\Delta\omega_a$  produce una disminución de  $\tau$  inversamente proporcional a aquél.

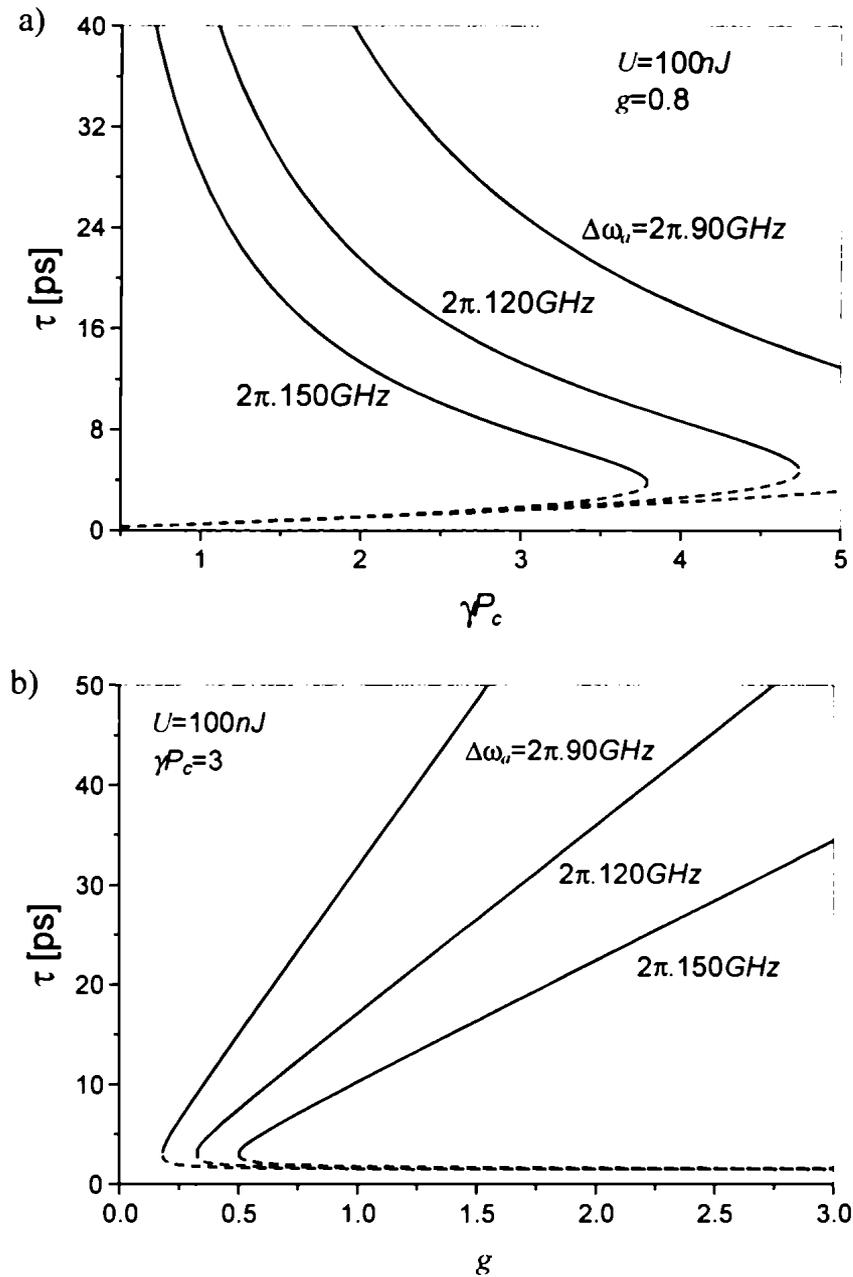


Figura 5.1: Dependencia del valor estacionario de la duración de pulso; a) en función del coeficiente no lineal de modulación de amplitud  $\gamma$ ; b) en función de la ganancia  $g$ , para distintos valores del ancho de banda del amplificador  $\Delta\omega_a$ .

De esta forma, se obtienen las características generales de los pulsos de Mode-Locking por efecto Kerr, cuando el mecanismo no lineal dominante es el de la auto-modulación de amplitud. Los pulsos son libres de *chirp* y son temporalmente más cortos cuanto más

profunda es la modulación. Además existe un límite inferior para esta duración, dado esencialmente por el ancho de banda del amplificador.

Queda claro entonces cómo se puede incluir el concepto de auto-modulación de amplitud en el análisis estándar de las matrices  $2 \times 2$ . Esto se puede extender a sistemas más complejos, e incluso a láseres de femtosegundos, en los que el ancho de banda grande, sumado a mecanismos de modulación de fase no lineal y compensación de la dispersión de la velocidad de grupo dan lugar a una amplia diversidad dinámica. De esta forma sería posible describir en forma más completa la evolución de pulsos de femtosegundos, ya que si bien en estos sistemas la modulación de fase no lineal juega un rol importante, la modulación de amplitud no lineal está siempre presente en láseres con KLM, y es en definitiva la que conforma el pulso, al menos en su etapa inicial.

### **5.2 Auto-modulación de fase en un medio dispersivo. Matriz $KIJL$ equivalente.**

El objetivo del trabajo que se presenta a continuación es estimar el error cometido cuando se calculan, por medio del formalismo de matrices temporales  $2 \times 2$ , los parámetros temporales de un pulso  $(\tau, S)$  que viaja a través de un material no lineal con dispersión normal (positiva) de la velocidad de grupo. Esto tiene aplicaciones inmediatas, como es la de mejorar la capacidad de modelado de sistemas láser con Mode-Locking. También es funcional a describir la evolución de pulsos cortos y ultracortos a través de sistemas ópticos, siempre y cuando se trabaje dentro de los límites de la aproximación cuadrática (despreciando dispersión de tercer orden). Adicionalmente, el formalismo de matrices provee una forma simple de evaluar la estabilidad de las soluciones teóricas predichas para los láseres con auto-ML [Mari].

Los resultados de esta Sección se pueden ver como complementarios al trabajo de Magni *et al* [Magni2], quienes presentaron la matriz espacial no lineal para el auto-enfoque (2.11), descrita en la Sección 2.1.3. Aquí se intenta obtener la contraparte temporal equivalente (pero no idéntica). A pesar de que no es posible una descripción exacta en términos de matrices  $2 \times 2$ , se estudian y se comparan distintas aproximaciones. La auto-modulación de fase designa a una modulación temporal de la fase de un pulso óptico debido a un cambio no lineal – dependiente de la intensidad instantánea de pulso- del índice de refracción. Hasta ahora, la única forma de representar un medio dispersivo no lineal era con dos matrices: una para un medio dispersivo y otra para un

medio no lineal ideal que produce auto-modulación de fase, pero con igual velocidad de grupo para todas las longitudes de onda, es decir que no produce dispersión [Martínez]:

$$M_{GVD} = \begin{pmatrix} 1 & 2\pi\beta''z \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad (5.12)$$

$$M_{SPM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{8Un_2z}{\lambda\pi w^2\tau^3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} & 1 \end{pmatrix}. \quad (5.13)$$

Tal representación resulta a menudo insuficiente, y en el mejor de los casos ambigua, para modelar cavidades de láseres de pulsos cortos.

### 5.2.1 Solución de la ecuación parabólica con modulación de fase no lineal

El campo eléctrico de un haz linealmente polarizado que se propaga en la dirección del eje  $z$  puede ser escrito como

$$E(z,t') = \frac{1}{2} \{ u(z,t') \exp[i(\omega t' - kz)] + c.c. \}, \quad (5.14)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular. La evolución de la envolvente temporal del pulso de (5.14),  $u(z,t')$ , en un medio dispersivo con modulación de fase no lineal se describe, dentro de la aproximación parabólica, por [Haus], [Sieg\_c9]

$$\frac{\partial u}{\partial z} + i \frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t'^2} - i\alpha |u|^2 u = 0, \quad (5.15)$$

que no es otra cosa que la ecuación de Schrödinger no lineal (4.4), sin el término transversal de difracción, y con otra normalización para la amplitud del campo. El factor  $\beta''$  es la derivada segunda de la constante de propagación o dispersión de la velocidad de grupo (GVD),  $\alpha$  es el coeficiente de auto-modulación de fase, que será especificado más adelante, y  $t' = t - z/v_g$  es el tiempo retardado para el pulso que viaja a la velocidad de grupo  $v_g$ , cuyo origen está centrado en el tiempo de llegada del pulso para cada plano  $z=z_0$ .

La analogía entre la ecuación de ondas de la teoría paraxial y la ecuación de ondas en medios dispersivos es clara (ver [Dijai], [Sieg\_c9], [Koln]). De la misma forma, existe una equivalencia formal entre la ecuación no lineal dispersiva (5.15) y la ecuación espacial no lineal que tiene en cuenta el auto-enfoque del haz láser debido al efecto Kerr

(2.8). En este último caso, la segunda derivada respecto del tiempo es reemplazada por el laplaciano transversal, que opera sobre el plano  $x$ - $y$  ortogonal al eje  $z$ . La diferencia esencial con el caso espacial estudiado en la referencia [Magni] y comentado en la Sección 2.1.3 radica en la dimensionalidad de los dos problemas. En el caso espacial, el espacio transversal al eje de propagación es bidimensional (el plano donde está definido el *spot-size* o tamaño del haz), mientras que en el caso temporal éste es unidimensional. Asumiendo que el perfil temporal de la solución se puede modelar con un pulso gaussiano, la envolvente compleja (lentamente variante) del campo se puede escribir de la siguiente forma:

$$u(z,t) = \sqrt{\frac{U}{w^2\tau} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2}} \exp\left[-\frac{ikt^2}{2} - \frac{1}{p} + i\varphi\right], \quad (5.16)$$

donde  $w$  es el tamaño del haz. Con esta normalización,  $U$  corresponde a la energía de pulso. La duración del pulso es  $\tau$ ,  $\varphi$  es un corrimiento de fase lineal y  $p$  es el parámetro gaussiano temporal definido en (3.4b). El *chirp* del pulso,  $S$ , la duración  $t$  y la fase  $\varphi$  son funciones de la posición relativa en el eje de propagación,  $z$ . Para obtener una solución analítica de (5.15), se aproxima el término no lineal  $|u|^2$  por un ajuste parabólico de pulso gaussiano, de manera de minimizar

$$\int_{-\infty}^{\infty} (c_0 + c_2 t^2 - |u|^2)^2 |u|^2 dt. \quad (5.17)$$

De esta manera, se aproxima de manera similar que en la teoría de segundo orden, pero no se utiliza la expansión a segundo orden de  $|u|^2$ , sino una parábola interpolante:

$$|u|^2 = \frac{U}{w^2\tau} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{2t^2}{\tau^2}\right) \cong \frac{5}{2\pi^{3/2}w^2} \frac{U}{\tau} \left(1 - \frac{4t^2}{5\tau^2}\right). \quad (5.18)$$

Al introducir esta aproximación en (5.15), queda una ecuación parabólica con una "fuente" o inhomogeneidad:

$$\frac{\partial u}{\partial z} + i\frac{\beta''}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = i\frac{5}{2\pi^{3/2}w^2} \frac{U\alpha}{\tau} \left(1 - \frac{4t^2}{5\tau^2}\right) u. \quad (5.19)$$

Reemplazando  $u$  por el pulso gaussiano propuesto, esta ecuación no lineal se reduce a una ecuación con un multiplicador constante de (5.16) y un multiplicador  $t^2$ . Si se

igualan individualmente a cero, se obtienen dos ecuaciones complejas, que se pueden dividir a su vez en parte real e imaginaria, ya que los parámetros del haz  $\tau$  y  $S$  son reales. Así se llega a cuatro ecuaciones diferenciales ordinarias, dos de las cuales difieren en una constante, por lo que el problema original se reduce al siguiente:

$$-\frac{1}{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial z} + \beta'' S = 0, \quad (5.20a)$$

$$\frac{\partial S}{\partial z} + S^2 \beta'' - \frac{4}{\pi^{3/2} w^2} \frac{U \alpha}{\tau^3} - \frac{4 \beta''}{\tau^4} = 0, \quad (5.20b)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\beta''}{\tau^2} - \frac{5}{2\pi^{3/2} w^2} \frac{U \alpha}{\tau} = 0. \quad (5.20c)$$

de (5.20a) se obtiene la derivada del *chirp* respecto de  $z$ :

$$\frac{\partial S}{\partial z} = \frac{1}{\beta'' \tau} \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2} - \frac{1}{\beta'' \tau^2} \left( \frac{\partial \tau}{\partial z} \right)^2, \quad (5.21)$$

que combinada con (5.20b) sirve para obtener la evolución de la duración del pulso en un medio no lineal dispersivo:

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2} = \frac{4 \beta''^2}{\tau^3} + \frac{4 U \alpha \beta''}{\pi^{3/2} w^2 \tau^2}. \quad (5.22)$$

Esta ecuación tiene solución analítica, dada por

$$z = \frac{+(-)\sqrt{C\tau^2 - 4\beta''^2 - 8U\alpha\beta''\tau/\pi^{3/2}w^2} - \tau_0^2 S_0 \beta''}{C} + (-) \quad (5.23)$$

$$+(-) \frac{4U\alpha\beta''}{\pi^{3/2}w^2 C^{3/2}} \cdot \ln \left[ \frac{\sqrt{C} \left( \tau - \frac{4U\alpha\beta''}{\pi^{3/2}w^2 C} \right) + \sqrt{C\tau^2 - 4\beta''^2 - 8U\alpha\beta''\tau/\pi^{3/2}w^2}}{\sqrt{C} \left( \tau_0 - \frac{4U\alpha\beta''}{\pi^{3/2}w^2 C} \right) + (-)\tau_0^2 S_0 \beta''} \right]$$

donde  $C$  es

$$C = \frac{4\beta''^2}{\tau_0^2} + \tau_0^2 S_0^2 \beta''^2 + \frac{8U\alpha\beta''}{\pi^{3/2}w^2 \tau_0}, \quad (5.24)$$

y  $\tau_0$  y  $S_0$  son la duración del pulso y el *chirp* en  $z=0$ . Desgraciadamente, la expresión (5.23) no se puede invertir de manera de obtener explícitamente  $\tau$  en función de  $z$ . Sin

embargo, se puede calcular numéricamente y sirve como referencia para las distintas aproximaciones adicionales que se puedan hacer al problema. El *chirp* se puede obtener en función de  $\tau$ , usando (5.20a) y (5.23), que llevan a

$$S = +(-) \frac{\sqrt{C\tau^2 - 4\beta''^2 - 8U\alpha\beta''\tau/\pi^{3/2}w^2}}{\tau^2\beta''}. \quad (5.25)$$

En ausencia de auto-modulación de fase (sería el caso de un haz de baja potencia,  $\alpha=0$ ) las ecuaciones (5.23) y (5.25) se reducen a las expresiones para la propagación de un pulso en un medio dispersivo con una GVD por unidad de longitud  $\beta''$ . En cambio, si suponemos que el medio no tiene dispersión ( $\beta'' = 0$ ), a partir de las ecuaciones (5.20) se obtiene que la propagación es según la siguiente regla:

$$\tau = \tau_0, \quad (5.26a)$$

$$S = S_0 + \frac{4U\alpha z}{\pi^{3/2}w^2\tau_0^3}. \quad (5.26b)$$

Esta es la evolución de un pulso a través de un medio que tiene una matriz  $KILL$  definida por  $K = L = 1$ ,  $I = 0$ ,  $J = 2U\alpha z/\pi^{5/2}w^2\tau_0^3$ ; esto es, una “lente temporal” en la notación de [Dijai]. Para facilitar la comparación entre distintos resultados, se define ahora el coeficiente no lineal  $\alpha$  de manera que el elemento de matriz  $J$  de la lente temporal coincida (en este límite de  $\beta'' = 0$ ) con el de la matriz (5.13) de auto-modulación de fase de [Martínez]. De esta manera,  $\alpha$  queda:

$$\alpha \equiv 2^{3/2} k n_2; \quad (5.27)$$

como corresponde, el término no lineal de la ecuación (5.15) es proporcional al índice no lineal,  $n_2$ .

Desafortunadamente, no es posible reescribir la solución obtenida de forma consistente con la ecuación (3.4b), o dicho de otra forma, no hay una matriz temporal que describa la evolución de los parámetros del pulso dictada por las ecuaciones (5.23)-(5.25). De todas maneras, esta solución es útil para evaluar la precisión de las predicciones de expresiones aproximadas.

### 5.2.2 Matrices aproximadas

Según se mencionó más arriba, las matrices más simples que representan un material con GVD y SPM son los dos productos conmutados de las matrices (5.12) y (5.13) que describen cada uno de estos efectos por separado. Si el pulso a la entrada del medio se propaga primero a través de un medio no lineal y después a través de un medio dispersivo se obtiene una matriz que, usando la transformación bilineal (3.4b), permite obtener la duración del pulso a la salida del material:

$$\tau_{SPM \times GVD}^2 = \tau_0^2 \left[ \left( 1 + \frac{4Un_2 k \beta'' z^2}{(\sqrt{\pi} \tau_0)^3} + \beta'' S_0 z \right)^2 + \left( \frac{2\beta'' z}{\tau_0^2} \right)^2 \right]. \quad (5.28)$$

Si, en cambio, el medio se representa según el producto conmutado (primero pasando por un medio dispersivo y luego por un medio no lineal), la duración de pulso pasa a ser:

$$\tau_{GVD \times SPM}^2 = \tau_0^2 \left[ (1 + \beta'' S_0 z)^2 + \left( \frac{2\beta'' z}{\tau_0^2} \right)^2 \right]. \quad (5.29)$$

Nótese que (5.29) no muestra ningún efecto no lineal. Esto se puede entender fácilmente siguiendo la analogía entre las formulaciones de matrices espacial y temporal: (5.29) es equivalente espacialmente a la evolución del tamaño de un haz que se propaga una cierta distancia y luego cruza una lente (divergente). El efecto de (des)enfoque no se percibe inmediatamente después de la lente. Alguna propagación (en el caso temporal, un medio dispersivo) es necesaria.

Ninguna de las dos descripciones de arriba parecen adecuadas para modelar un elemento no lineal dispersivo, debido a que ambos efectos afectan al pulso simultánea y continuamente mientras éste atraviesa el material.

Para obtener una descripción matricial más adecuada, se puede entonces modelar el medio como un producto de  $m$ -términos del producto de las dos matrices de GVD y SPM, donde cada uno de estos  $m$  productos representa la propagación a través de una distancia  $z/m$  en el medio. Se puede encontrar una expresión cerrada para la matriz  $m$ -producto, haciendo un poco de álgebra lineal: ya que en este caso es posible, se aplica la transformación unitaria de cambio de base, que reduce la matriz original a la forma diagonal. En esta nueva base, es fácil hacer el producto  $m$ -ésimo de matrices.

Finalmente se aplica la transformación inversa y se obtiene la matriz producto de  $m$ -términos, que representa la propagación a lo largo de  $m$  secciones de largo  $z/m$  de un medio no lineal tras un medio dispersivo, o viceversa: si  $A$  es el producto de las dos matrices de GVD y SPM, se puede encontrar  $D$  tal que

$$A = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} = D \cdot \begin{pmatrix} \tilde{A}_1 & 0 \\ 0 & \tilde{A}_2 \end{pmatrix} \cdot D^{-1} \quad (5.30)$$

y  $D \cdot D^\dagger = I$ . Entonces  $A_m$  se calcula

$$B_m \equiv A^m = D \cdot \tilde{A} \cdot D^{-1} \cdot \dots \cdot D \cdot \tilde{A} \cdot D^{-1} = D \cdot \tilde{A}^m \cdot D^{-1} = D \cdot \begin{pmatrix} (\tilde{A}_1)^m & 0 \\ 0 & (\tilde{A}_2)^m \end{pmatrix} \cdot D^{-1}. \quad (5.31)$$

Cada coeficiente de la nueva matriz es entonces función de  $m$ , y los valores límite para  $m \rightarrow \infty$  se pueden calcular sin mayor dificultad. Se obtiene así una matriz  $M_H$ , cuyos elementos son funciones hiperbólicas. Siguiendo la analogía espacio-temporal, es equivalente al efecto sobre el tamaño del haz al propagarse en una región con variación cuadrática y negativa del índice de refracción:

$$M_H = \begin{pmatrix} \cosh(a) & b \cdot \sinh(a) \\ \frac{1}{b} \cdot \sinh(a) & \cosh(a) \end{pmatrix}, \quad (5.32)$$

con  $a$  y  $b$  definidos a través de las siguientes expresiones:

$$a = \frac{4z}{w} \sqrt{\frac{Un_2\beta''}{\lambda\tau_0^3}} \sqrt{\frac{2}{\pi}}; \quad (5.33)$$

$$b = \frac{2}{\pi w} \sqrt{\frac{Un_2}{\lambda\tau_0^3\beta''}} \sqrt{\frac{2}{\pi}}. \quad (5.34)$$

La matriz  $M_H$  es simétrica (*i.e.*  $K=L$ ), lo que significa que se obtiene el mismo resultado sin importar el orden del producto inicial entre las matrices de GVD y SPM, que es una propiedad deseada para la solución. Además, su determinante es 1. La matriz  $M_H$  resulta poco práctica si se desea tratar de obtener la solución analítica de la forma temporal del pulso (es el caso del estudio de láseres de femtosegundos a partir de mapas de Poincaré basados en matrices  $2 \times 2$ ), ya que incluyen funciones hiperbólicas. Además, para trabajar dentro del rango de validez de la ecuación (5.32) hay que prestar atención a los

siguientes dos puntos: primero, el parámetro confocal (largo de Rayleigh) debe ser más largo que el medio no lineal, para evitar agregar un error sistemático generado por la variación del tamaño del pulso. Segundo, esta matriz sigue siendo una aproximación dada por una sucesión de elementos delgados, por lo que la siguiente condición debe ser mantenida:

$$z \cdot \mu \equiv z \cdot \frac{4}{w} \sqrt{\frac{U\beta'' n_2}{\lambda \tau_0^3}} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \ll 1 \quad (5.35)$$

Este es el límite práctico del modelo. Es por esto que es más adecuado, y además práctico, aproximar (5.32) a primer orden en el coeficiente no lineal:

$$M_H \equiv M_L = \begin{pmatrix} 1 + \frac{8U\beta'' n_2 z^2}{\lambda w^2 \tau_0^3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} & 2\pi\beta'' z \\ \frac{8Un_2 z}{\lambda \pi w^2 \tau_0^3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} & 1 + \frac{8U\beta'' z^2 n_2}{\lambda w^2 \tau_0^3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \end{pmatrix} \quad (5.36)$$

Esta expresión es más fácil de usar que (5.32), ya que no hay funciones trascendentes. En (5.36) sin embargo, los términos despreciados son del orden de  $(z\mu)^2/6$  ó menores. Esto significa que, por ejemplo, usando esta matriz para representar una sección de Ti:Zafiro de 3mm por la que pasa un pulso de 70fs de duración y 70nJ de energía enfocado a  $w=60\mu m$  ( $9GW/cm^2$ ) a la entrada, el error relativo de los coeficientes de la matriz es del 10% comparado con la matriz de funciones hiperbólicas. Para idénticas condiciones pero con 30fs de duración a la entrada, el error es de cerca del 50%.

A continuación se compara la evolución de los parámetros temporales de un pulso, al atravesar un medio no lineal, dados por las distintas aproximaciones al problema desarrolladas arriba; o sea (5.23)-(5.25), (5.29) y (5.28) con sus respectivas expresiones para el *chirp*, y (5.36). Para hacer esta comparación, se eligen dos situaciones de interés práctico: un haz que se propaga a través de 10mm de vidrio intracavidad en un láser de Nd:YAG pulsado (duración de los pulsos: 4ps), y un pulso de Ti:Zafiro de 65fs enfocado sobre 5mm de vidrio. El ejemplo del Nd:YAG se elige porque la mayoría de los diseños de láseres de neodimio en matriz cristalina requieren un elemento adicional intracavidad que provea la no-linealidad suficiente para sostener el régimen pulsado. Es el caso del láser desarrollado en esta tesis!. El caso del láser de Ti:Zafiro es útil como un modelo para diseño de cavidades, conformación de pulsos fuera de la cavidad, y

experimentos de tipo *z-scan* ultrarrápidos. La constante de dispersión o GVD del vidrio (SF57) es  $\beta'' = 1.46 \times 10^{-3} \text{ ps}^2 / \text{cm}$  y el coeficiente no lineal es  $n_2 = 4.1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2 / \text{W}$ . Otros parámetros se resumen en la tabla 5.1.

Tabla 5.1: Parámetros relevantes para los dos ejemplos considerados

Parámetro	Situación	
	Nd:YAG, intracavidad	Ti:Zafiro, externo
Energía del pulso; $U$ [ $nJ$ ]	120	5
Tamaño del haz; $w$ [ $mm$ ]	0.03	0.02
Longitud de onda; $\lambda$ [ $mm$ ]	$1.064 \times 10^{-3}$	$0.82 \times 10^{-3}$
Parámetro confocal; $z_0$ [ $mm$ ]	4.8	2.7
Duración inicial del pulso; $\tau_0$ [ $ps$ ]	4	0.065
<i>Chirp</i> inicial del pulso; $S_0$ [ $ps^{-2}$ ]	0	0

Las comparaciones para el primer ejemplo se muestran en la figura 5.2. El pulso de  $4ps$  (energía:  $120nJ$ ) inicialmente no tiene *chirp* y se comienza a dispersar. Debido a la (relativamente) larga duración el pulso, la modulación de fase no lineal y la dispersión alteran al pulso sólo ligeramente. La diferencia máxima entre pulsos después de viajar a través de  $10mm$  de vidrio denso como es el SF57 entre los distintos modelos es de menos de  $1fs$  para el pulso de  $4ps$  (una diferencia relativa de menos del 0.1%). La evolución de la duración del pulso descrita por la expresión (5.29) no tiene en cuenta la auto-modulación de fase, y el ensanchamiento del pulso predicho es sólo debido a la dispersión. La evolución del pulso obtenida a partir de la matriz conmutada (5.28) sobreestima el efecto no lineal, mientras que la aproximación a primer orden del límite de pequeños incrementos  $M_L$ , (5.36) muestra un acuerdo excelente con la solución de las ecuaciones diferenciales obtenida a través de la inversión de (5.23). Estas dos últimas curvas se superponen, mostrando un ajuste perfecto para el ejemplo considerado.

El parámetro de *chirp* es una magnitud menos sensible, y en consecuencia todas las aproximaciones ajustan a la solución (5.23) perfectamente. El *chirp* varía en forma prácticamente lineal con  $z$ , y al cabo de recorrer los  $10mm$  de material éste es de  $0.1ps^{-2}$ ;

esto significa que el pulso emerge del vidrio con un producto duración de pulso-ancho

de banda normalizado de  $\sqrt{1 + \frac{S^2 \tau^4}{4}} \approx 1.3$ .

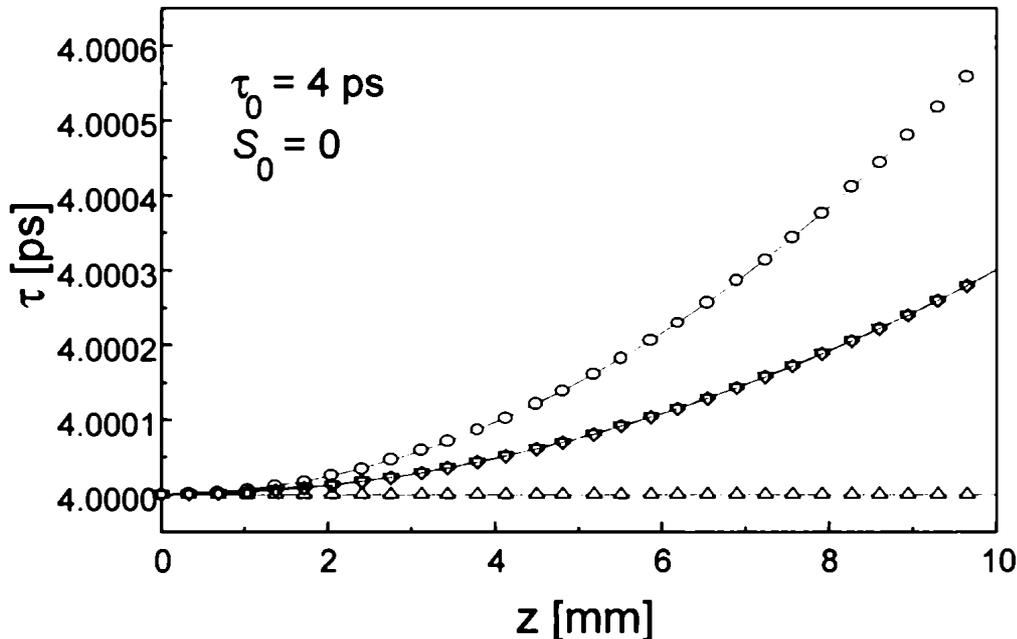


Figura 5.2: Evolución de la duración del pulso de 1064nm a través de los 10mm de vidrio en los distintos enfoques. La duración inicial del pulso incidente es de 4ps y el *chirp* inicial es  $S_0=0$ . —: solución de la ecuación diferencial, (5.23); -O- : GVD seguida por SPM; -Δ- : SPM seguida por GVD; -◊- : matriz  $M_L$  (5.36).

Las figuras 5.3 y 5.4 muestran la duración del pulso y el *chirp* para el caso del pulso de Ti:Zafiro, inicialmente de 65fs limitado por transformada (libre de *chirp*). Su energía es de 5nJ. A pesar de su baja energía, genera un efecto no lineal más de  $10^4$  veces mayor que el pulso de picosegundos del ejemplo anterior gracias a la dependencia del término no lineal con  $\tau^3$ . Para pulsos de femtosegundos, el efecto combinado de SPM y dispersión de la velocidad de grupo genera un ensanchamiento del pulso significativo. De nuevo, los productos simples entre las matrices de “sólo GVD” y “solo SPM” dan una descripción insatisfactoria del proceso, especialmente para el caso de la duración del pulso. Como en el ejemplo anterior, uno de ellos sólo tiene en cuenta la dispersión y el otro sobrestima la auto-modulación de fase. El *chirp* en este caso no es lineal con la distancia recorrida, y la matriz ML de nuevo muestra una buena correspondencia con la solución obtenida a partir de (5.23) y (5.25).

En los dos ejemplos estudiados se vio que la matriz obtenida a partir de un “medio continuo” de pequeños incrementos de dispersión y modulación no lineal de fase ajusta

en forma adecuada a la solución obtenida resolviendo la ecuación (5.15) en la aproximación parabólica, es decir, aproximando al pulso en su parte central por un ajuste cuadrático. Sin embargo, podría cuestionarse la validez de esta solución. Por lo tanto, como una comprobación adicional, se calculó numéricamente la solución de esta ecuación directamente, a través de métodos estándar\*. De esta manera, se puede controlar el error cometido en la aproximación cuadrática (5.18). El resultado de esta simulación se muestra para la duración de pulso en el ejemplo del pulso de femtosegundos: la duración del pulso obtenida se ajustó con una función gaussiana, y el ancho característico de esta función se muestra para distintos largos de propagación, en la figura 5.3. Se puede apreciar que la solución (5.23)-(5.25) reproduce satisfactoriamente los resultados de este cálculo, aún para potencias pico del orden de  $3.6GW/cm^2$ .

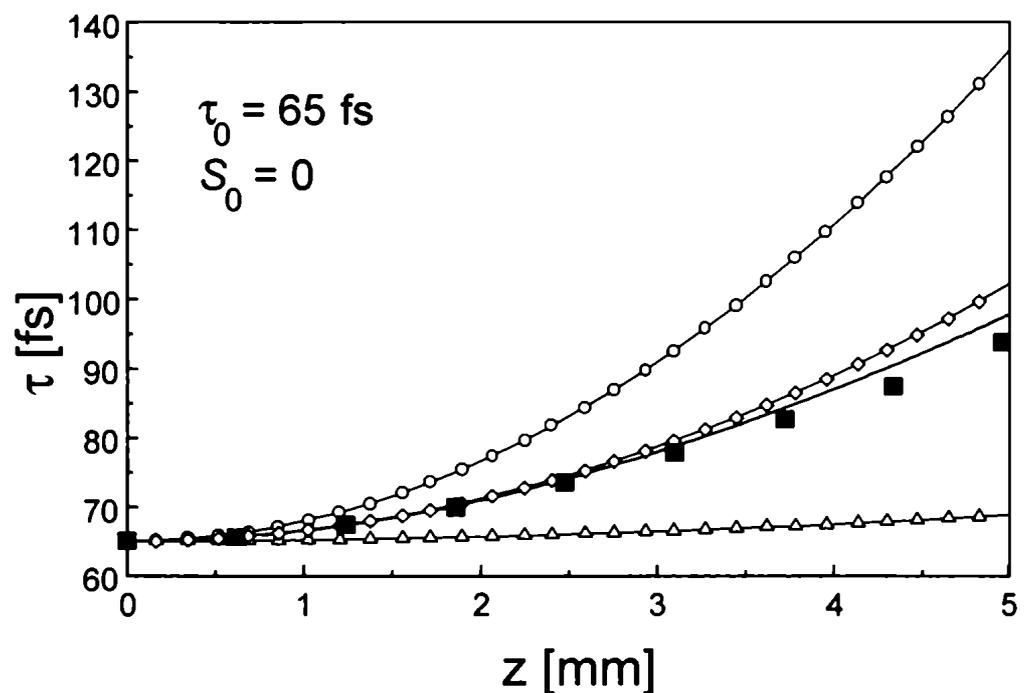


Figura 5.3: Evolución de la duración del pulso de  $820nm$  a través de  $5mm$  de vidrio. El pulso incidente está limitado por transformada, en  $65fs$ . —: solución de la ecuación diferencial, (5.23); —○— : GVD seguida por SPM; —△— : SPM seguida por GVD; —◇— : matriz  $M_l$  (5.36); ■ solución numérica de la ecuación diferencial original.

\* Algoritmo de Runge-Kutta-Fehlberg (RKF-45). [Fehl]

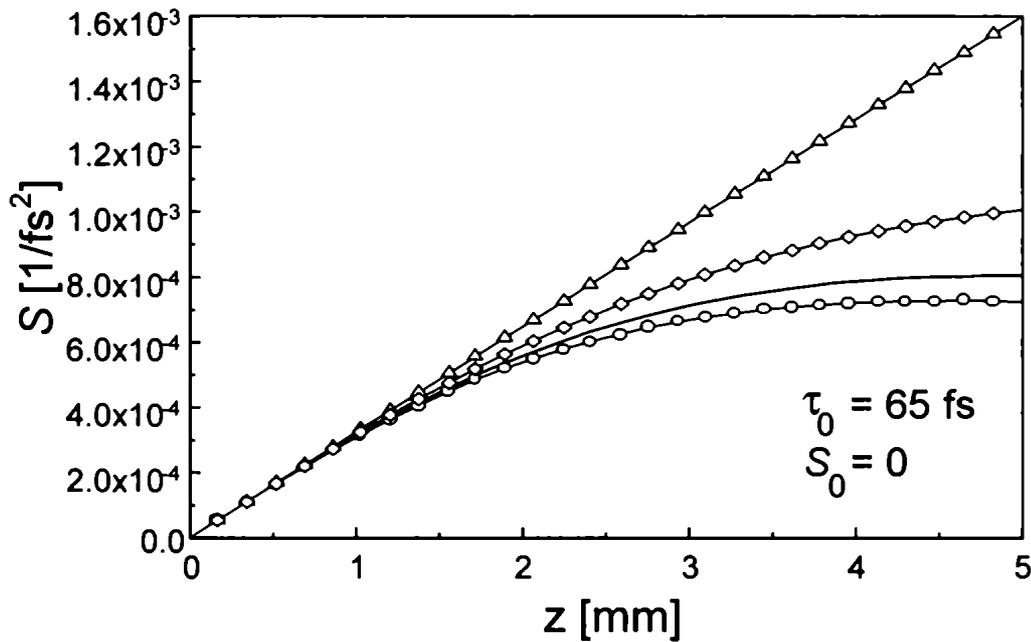


Figura 5.4: Evolución del parámetro de *chirp* del pulso de  $820\text{nm}$  y  $65\text{fs}$  de duración inicial; las referencias de las curvas son como las de la figura 5.2.

Un modelo preciso de los efectos de modulación de fase no lineal y dispersión usando el formalismo de matrices tiene interés práctico. Se presentó aquí una solución al problema basado en la solución de la ecuación no lineal, y se la comparó con distintas descripciones aproximadas, compatibles éstas con la representación matricial. La matriz  $M_L$ , obtenida linealizando el límite de pequeños incrementos de GVD y SPM muestra una caracterización adecuada de ambos efectos combinados, al menos para pulsos no mucho menores de  $100\text{fs}$ . Este es, aparentemente, el mejor compromiso entre la simplicidad de la descripción matricial junto con expresiones compactas para los elementos de la matriz y la precisión numérica. La matriz de auto-enfoque y auto-acortamiento de la referencia [Magni2], para la parte espacial del haz, y la matriz (5.36) para la parte temporal se pueden combinar en un modelo de matrices espacio-temporales de  $4 \times 4$  para obtener una descripción precisa y completa, sin embargo aún simple, de las variaciones del haz y del pulso en un sistema óptico complejo que incluya un medio no lineal [Martínez], [Kosten]. Así se podría calcular en forma relativamente directa y con mayor acierto un mapa no lineal de retorno autoconsistente para diseño y análisis de cavidades de láseres de pulsos cortos.

## Capítulo 6. Conclusiones y Perspectivas

Así se llega al final de este trabajo de Doctorado. A lo largo de esta Tesis, se estudiaron distintos aspectos experimentales y teóricos de los láseres de pulsos cortos, mostrando éxitos y fracasos (más éxitos que fracasos, pero sólo por cuestiones de espacio, ya que de los últimos también hubo) obtenidos a lo largo de estos casi cinco años de trabajo.

El objetivo primario que se fijó al comienzo de esta historia se cumplió. Este consistía en intentar obtener Mode-Locking por efecto Kerr en un láser de Nd:YAG bombeado por diodos. No era claro en un principio que esto fuera factible, debido principalmente a la pobre calidad espacial del haz de bombeo. Como valor agregado de este logro, de por sí trascendente y original, se ganó experiencia en el diseño y construcción de uno de los tipos de láseres más sofisticados y complejos que existen. La respuesta a la pregunta: es posible poner en práctica el KLM en un láser como el de Nd:YAG y además bombear al sistema con diodos láser? es: sí.

También se construyó confianza sobre la teoría que predice una de las características fundamentales de los láseres KLM, como es la capacidad del sistema de discriminar entre regímenes pulsado y continuo, cuantificada a través del parámetro  $\delta$  (la variación relativa del tamaño del haz con la potencia). Este parámetro está fuertemente vinculado a la condición de auto-arranque del láser en modo pulsado. Se hizo una caracterización íntegra de los pulsos de Mode-Locking, lo que llevó a determinar que este láser emite pulsos aproximadamente limitados por transformada de  $4.5ps$ , a una frecuencia de  $100MHz$  y con una potencia media de  $800mW$ . De esta forma, se obtiene una fuente compacta, eficiente, durable y relativamente económica de pulsos cortos. La clave del resultado consiste en resolver el problema de la pobre calidad espacial de los diodos de bombeo. Así, se combina la fuente de bombeo óptica más eficiente con uno de los láseres más versátiles existentes en la actualidad. Hasta ahora, la manera de obtener un láser de Nd:YAG con KLM era bombearlo con un Ti:Zafiro continuo, que a su vez era bombeado por un láser de argón o por la segunda armónica de otro láser de neodimio. El costo y la complejidad de tal equipo se elimina por completo ahora, y este hecho justifica por sí solo el trabajo encarado.

Quisiera remarcar que el trabajo experimental de esta Tesis fue para mí, sin dudas, el más relevante de la misma. Fundamentalmente lograr el funcionamiento buscado del

láser. Pero desgraciadamente –es sabido- es más fácil decir que hacer, y lo que me llevó dos años de trabajo, cambiando diseños, cambiando elementos y probando distintas configuraciones metódica y sistemáticamente (y con mucha paciencia), se resume sucintamente en el párrafo de arriba. Incluso en el cuerpo del texto de esta Tesis, la extensión dedicada a este logro es corta para mi gusto; no quisiera que se confunda brevedad con ligereza. Repito, es para mí el logro más trascendente de esta Tesis de Doctorado.

Este láser con KLM podría complementarse con otra técnica para obtener pulsos de Mode-Locking, como un espejo no lineal basado en un cristal generador de segunda armónica sumado a un espejo dicróico (ver 1.5.2). De esta manera se puede estudiar cuánto se gana en estabilidad y robustez de los pulsos.

Actualmente en el Laboratorio de láseres sólidos del CEILAP se está experimentando con un arreglo lineal de diodos, que emite  $20W$  de potencia en  $808nm$ , con vistas a su uso como bombeo en láseres sólidos. Entre los diseños que se estudian para acoplar este diodo a un láser figura el bombeo transversal de un medio activo cilíndrico de  $1.2mm$  de diámetro y un dopaje de  $0.4\%$  atm de neodimio. Con esta disposición, todo el medio activo estaría bombeado en forma homogénea, y la barra misma de Nd:YAG funcionaría como abertura. De disponer de esta potencia depositada en forma eficiente sobre el Nd:YAG para bombear efectivamente la barra, se puede escalar este láser a un sistema multiwatts de picosegundos.

También se avanzó en la comprensión y síntesis de varios aspectos teóricos asociados a este experimento. Al explorar el espacio de parámetros del sistema, se observó un régimen de varios pulsos por tránsito, en los que el retardo entre pulsos sucesivos estaba fijo en tiempos del orden de algunos nanosegundos. Se estudió este fenómeno y se descubrió que los distintos pulsos tenían un punto de cruce entre sí dentro del vidrio SF57, y que la cantidad de pulsos por tránsito aumentaba al aumentar la potencia intracavidad. Todo esto llevó a proponer que el mismo efecto Kerr podía dar lugar a estas inestabilidades. Mediante métodos numéricos, se simuló la variación del parámetro  $\delta$  con el punto de cruce entre pulsos, y se comprobó que esta posición de “colisión” influye dramáticamente en la capacidad del sistema de privilegiar al modo pulsado frente al continuo. La alta localización de la región favorable al ML dentro del vidrio SF57 determina que el tiempo entre pulsos consecutivos esté fijo. Este resultado

se utilizó para construir, a partir de un simple cambio de longitud de uno de los brazos de la cavidad, un láser de picosegundos de alta repetición: al fijar el largo de la cavidad en un múltiplo de la distancia entre pulsos, se pudo hacer funcionar al láser pulsado a una frecuencia de repetición de alrededor de  $400\text{MHz}$ .

En el plano estrictamente teórico, queda en el debe un estudio más profundo de la interacción entre los pulsos sobre el medio no lineal que da origen a este régimen de múltiples pulsos. Si bien la interferencia entre pulsos puede promediarse en un valor medio (suma de intensidades) para pulsos de picosegundos, en pulsos de femtosegundos hay que tener en cuenta la modulación de los efectos no lineales debida a esta interferencia.

Otro de los objetivos era encontrar una explicación de hipótesis mínimas para este tipo de láseres. Se sabe que las características de pulsos de tipo solitón se pueden describir correctamente con modelos de 5 variables. Estos modelos son, sin embargo, bastante complejos aún cuando no incluyen efectos de aberturas espaciales ni espectrales. La aplicación de los mismos a láseres de ancho de banda angosto, en donde estos efectos son relevantes, se vislumbraba como inmanejable. Aprovechando que en estos sistemas los pulsos son largos comparados con los largos característicos de dispersión, justamente por tener pequeño ancho de banda, se desarrolló un modelo simple para pulsos de picosegundos en láseres con efecto Kerr. El modelo describe correctamente las características de los pulsos observadas experimentalmente, y sólo tiene en cuenta el efecto de la ganancia en el medio activo, las pérdidas en la abertura dependientes de la potencia (el efecto de absorbente saturable) y las pérdidas lineales. Es la síntesis del Mode-Locking por efecto Kerr. Las únicas dos variables del problema son la duración del pulso y la potencia de pico del mismo. Este modelo también permite predecir que, de acuerdo con lo observado, este láser no es susceptible de sufrir duplicaciones de período ni de entrar en regímenes caóticos o multiestables, para variaciones razonables de los parámetros relevantes. Esto es coherente con la menor dimensionalidad necesaria para describir a estos sistemas de ancho de banda angosto. Por el contrario, en los láseres de femtosegundos todos estos comportamientos complejos están presentes. Una adaptación de este modelo se mostró también capaz de predecir varias de las características de los regímenes de varios pulsos por tránsito. Se pudo modelar este tipo

de salida del láser al acoplar varios mapas (uno por cada pulso) entre sí por medio del efecto no lineal del medio Kerr sobre la abertura.

Asimismo se abordó el tema de la pérdida de estabilidad del régimen de único pulso, que llevaba a la aparición de los “modos superiores” de varios pulsos por tránsito. En tal sentido, se mostró por medio de simulaciones cómo un pulso corto extremadamente intenso puede, al atravesar un material transparente, por efecto de la difracción y la dispersión sumado al efecto no lineal, adquirir una envolvente bimodal e incluso dividirse en dos. Sin embargo, para las potencias y duraciones de pulso del láser de Nd:YAG esta explicación resulta insatisfactoria, aunque sí puede ser pertinente al analizar la división de pulsos en láseres de femtosegundos.

La hipótesis propuesta para explicar la inestabilidad observada en el láser de Nd:YAG es que, siendo el efecto Kerr sumado a una abertura intracavidad un poderoso mecanismo formador del pulso, al contrario de lo que se esperaría de un absorbente saturable rápido ideal, al aumentar la potencia del pulso –y por lo tanto el efecto no lineal- este “absorbente saturable real” puede perder eficacia y hasta volverse perjudicial al punto de desestabilizar el Mode-Locking. En láseres con Mode-Locking por efecto Kerr, la auto-modulación de amplitud necesaria para sostener los pulsos está provocada por un efecto no lineal sobre las variables espaciales (el tamaño del haz y su radio de curvatura). Si este efecto es excesivo, la auto-modulación de amplitud invierte su efecto y pasa a introducir más pérdidas al pulso en el centro que en las colas. Se produce entonces una auto-modulación de amplitud negativa por exceso de potencia.

Para cuantificar este efecto, a partir de las variables espaciales, la potencia intracavidad y las condiciones geométricas del sistema, se definió el coeficiente de auto-modulación de amplitud,  $\gamma$ , que mide la curvatura de la forma temporal del pulso. Se mostró también, mediante simulaciones, que en zonas en principio propicias para obtener KLM con auto-arranque definidas mediante el estudio del parámetro  $\delta$ , una alta potencia de pico puede inhibir fuertemente la formación del pulso. Esto quiere decir que al estudiar el parámetro  $\gamma$  se cuenta con otra herramienta útil para el diseño de este tipo de láseres: la variación relativa del tamaño del haz con la potencia ( $\delta$ ) mide cuánto más eficiente es el láser funcionando en modo pulsado que en continuo, mientras que el coeficiente de auto-modulación de amplitud ( $\gamma$ ) estima cuán eficaz es el mecanismo formador del pulso, y cuáles son las regiones geométricas más favorables para obtener una buena reducción de la duración de pulso por pasaje. El resultado destacable de este estudio

particular es que se pudo asociar un efecto netamente espacial a la conformación temporal del pulso, lo que fija ideas sobre el concepto de auto-Mode-Locking por modulación no lineal de amplitud y a la vez ayuda a la comprensión y el estudio de este tipo de sistemas. Restaría entonces para completar el análisis tratar de obtener la solución autoconsistente de las variables espacio-temporales del haz, que tenga en cuenta la auto-modulación de amplitud a través del parámetro  $\gamma$ . Este cálculo podría dar información útil en lo que respecta a la sobre- o sub-estimación del parámetro  $\gamma$ , directamente sobre las variables del pulso. De la misma forma, se puede tratar de validar este resultado con mediciones; un láser de femtosegundos sería el sistema más apropiado para estudiar experimentalmente este efecto de auto-modulación de amplitud y su variación con la potencia intracavidad, sobre la duración y estabilidad de los pulsos.

Con el propósito de desarrollar métodos que faciliten el diseño de láseres con KLM, en la última etapa de esta Tesis se encaró la tarea de sistematizar los conocimientos adquiridos, buscando una forma simple y práctica de incluir las manifestaciones temporales del efecto Kerr óptico en el análisis de cavidades: la auto-modulación de amplitud y la auto-modulación de fase.

Con respecto a la SAM, se obtuvo la matriz temporal de modulación de amplitud, y se agregó la dependencia no lineal de la misma. En la analogía espacio-temporal entre matrices, se puede identificar a la matriz de SAM con una abertura espacial gaussiana. Se combinó esta matriz con la matriz característica de un medio con ganancia en un ancho de banda finito, y se obtuvo un mapa que a pesar de su simpleza predice pulsos sin *chirp* y un límite superior para el producto de la energía del pulso por el coeficiente de SAM,  $\gamma U$ . Esto último indica que los pulsos pueden perder estabilidad por exceso de modulación no lineal, y que escalar estos láseres en potencia no es trivial.

También se trabajó en los efectos no lineales sobre la fase o frecuencia del pulso. Se obtuvo la solución para las variables  $\tau$ ,  $S$  de un pulso que atraviesa un medio no lineal y dispersivo, es decir que sufre una distorsión no lineal de la fase a la vez que las distintas frecuencias del pulso se dispersan al viajar con distintas velocidades dadas por la relación de dispersión del material. Descripciones anteriores eran incompletas en el sentido de que tenían en cuenta al medio como un medio “sólo no lineal” más un medio “sólo dispersivo”. La solución hallada no es compatible con la descripción matricial, por

lo que se obtuvo una aproximación que, dentro del formalismo de matrices  $KIJ$  mostró un muy buen acuerdo con los valores esperados, y una mejor aproximación que los otros modelos.

## Apéndice A

### La lente térmica inducida por el bombeo

El proceso de bombeo óptico en un material láser de estado sólido está asociado a la generación de calor por varias razones; entre ellas, la diferencia de energía entre los fotones de bombeo y los de emisión láser, que se traduce en transferencia de calor a la red cristalina, y la eficiencia cuántica del proceso de fluorescencia que produce calor debido a procesos de *quenching*. Si el bombeo es de banda ancha, como por ejemplo el de una lámpara flash, la absorción de radiación de fotones que no bombean la transición radiativa es grande y la cantidad de calor depositada en el material es aún mayor. Es por esto que una de las ventajas del bombeo con diodos láser radica en que el calor disipado en el medio láser se reduce considerablemente por la alta eficiencia del proceso de bombeo.

En un cristal de Nd:YAG, la carga térmica varía si el sistema está emitiendo luz láser o no. La razón de este comportamiento es que la potencia absorbida de bombeo que se convierte en calor depende de si la población del nivel superior es extraída por emisión estimulada (láser) o si se vacía por fluorescencia. En un Nd:YAG bombeado por diodos, alrededor del 43% de la potencia absorbida se transforma en calor bajo condiciones de no-laseo, mientras que este número se reduce al 32% si el láser funciona. Esto es porque alrededor del 10% de los decaimientos del nivel superior son no-radiativos, por lo tanto contribuyentes a la generación de calor. El 90% restante es emisión espontánea. Entonces, sin láser el 10% de la potencia **almacenada** termina como calor, pero con láser sólo el 10% de la potencia **no extraída** genera calor [Fan].

Esta generación de calor no uniforme genera un gradiente de temperatura en el cristal, que se traduce, entre otras cosas, en un gradiente de índice de refracción, ya que el mismo varía con la temperatura. Si se considera el caso del calor generado en una barra cilíndrica por una fuente de calor uniforme, y con una condición de contorno que fija la temperatura en la superficie cilíndrica (un baño térmico refrigerante), se encuentra que la distribución de temperaturas es parabólica. Esto a su vez genera un perfil parabólico del índice de refracción.

El problema real, sin embargo, es un poco más complicado, ya que la fuente de calor es el foco intenso de un haz no gaussiano, cuya intensidad se atenúa desde la cara de

entrada hacia el interior del material. Para obtener un resultado cuantitativo o una “ley de escala” de la dependencia de la lente térmica con la potencia de bombeo y otros parámetros relevantes, se puede resolver el problema simplificado de encontrar la distribución radial de temperatura en una barra cilíndrica, producida por un haz intenso de perfil gaussiano, y colimado. Puesto en términos más formales, se trata de encontrar la solución a la siguiente ecuación de difusión inhomogénea:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = -\frac{P}{\pi w_b^2 d \Lambda} \exp\left(-\frac{r^2}{w_b^2}\right); \quad (\text{A.1})$$

donde  $T$  es la temperatura del medio,  $P$  la potencia del haz de bombeo,  $d$  la longitud de penetración de la radiación del bombeo en el material y  $w_b$  el radio a  $1/e$  de la intensidad del haz.  $\Lambda$  es la conductividad térmica del material.

Para resolver (A.1) se propone  $T(r)$  como una serie de potencias:

$$T(r) = \sum_{i=0}^{\infty} A_i r^i \quad (\text{A.2})$$

y se resuelve igualando coeficientes. Salvo el término constante, los coeficientes de las potencias impares son todos nulos. La solución tiene la forma

$$T(r) = A_0 + \frac{P}{4\pi d \Lambda} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i^2 (i-1)!} \left(\frac{r}{w_b}\right)^{2i}. \quad (\text{A.3})$$

De la condición de contorno, que especifica que la temperatura en el borde de la barra ( $r=r_0$ ) es  $T(r_0)=T_0$  se obtiene la constante de integración

$$A_0 = T_0 - \frac{P}{4\pi d \Lambda} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i}{i^2 (i-1)!} \left(\frac{r_0}{w_b}\right)^{2i}. \quad (\text{A.4})$$

La expresión (A.3) se puede escribir de forma más práctica y compacta, si se usa la siguiente relación:

$$\frac{\partial}{\partial u} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i u^i}{i^2 (i-1)!} = \frac{1}{u} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{(-1)^i u^i}{i!} = \frac{1}{u} (e^{-u} - 1), \quad (\text{A.5})$$

que permite escribir a  $T(r)$  como

$$T(r) = A_0 + \frac{P}{4\pi d\Lambda} \int_0^{(r/w_b)^2} \left( \frac{e^{-x}}{x} - \frac{1}{x} \right) dx. \quad (\text{A.6})$$

La integral de (A.6) no es analítica, pero se puede escribir en términos de integrales exponenciales, que son funciones tabuladas;

$$\text{Ei}(n, x) \equiv \int_1^{\infty} \frac{e^{-xt}}{t^n} dt. \quad (\text{A.7})$$

Teniendo en cuenta la condición de contorno, se reescribe la variación radial de temperatura de la barra como

$$T(r) - T_0 = \frac{P}{4\pi d\Lambda} \left[ \text{Ei} \left( 1, \frac{r_0^2}{w_b^2} \right) - \text{Ei} \left( 1, \frac{r^2}{w_b^2} \right) - \ln \left( \frac{r^2}{r_0^2} \right) \right]. \quad (\text{A.8})$$

Esta dependencia radial de la temperatura es la que produce, en el centro del haz, un efecto equivalente a una lente convergente, al variar el índice de refracción en forma aproximadamente proporcional a la temperatura. Por otra parte, es interesante notar que la dependencia radial de la temperatura es independiente de la temperatura del baño térmico ( $T_0$ ), por lo que este efecto térmico no se puede neutralizar refrigerando la barra láser: es producido exclusivamente por el flujo de calor del bombeo. En los bordes de la barra, la dependencia radial de la temperatura es logarítmica. Cerca de  $r=0$  en cambio, (A.8) es de la forma

$$T(r) - T_0 = -\frac{P}{4\pi d\Lambda} \frac{r^2}{w_b^2} + O(r^4), \quad (\text{A.9})$$

(ver figura A.1), lo que se traduce entonces en una variación cuadrática del índice de refracción: suponiendo una variación del índice lineal con la temperatura,

$$n(r) \equiv n_0 - \frac{\partial n}{\partial T} \frac{P}{4\pi d\Lambda} \frac{r^2}{w_b^2}, \quad (\text{A.10})$$

que entonces genera un medio con gradiente de índice. Si se supone que esto es así durante toda la longitud de penetración de la radiación del bombeo en el material, el efecto se puede aproximar por una lente convergente cuya distancia focal varía en forma inversamente proporcional a la intensidad del haz de bombeo [Sieg\_c15]:

$$f_{LT} \propto \frac{2\Lambda \pi w_b^2}{P} \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)^{-1}. \quad (\text{A.11})$$

Los términos de orden superior ( $r^4$ ,  $r^6$ , etc) hacen que el perfil de gradiente de índice se aparte del ideal, y producen el efecto equivalente a aberraciones de la lente. Estas funcionan como una apertura para el haz láser, ya que lejos del eje óptico la distorsión del frente de onda es grande.

Si se ponen valores reales en la expresión (A.11), se puede tener una idea del orden de magnitud de la lente térmica que se espera encontrar en un medio activo con bombeo longitudinal. A temperatura ambiente la conductividad térmica del Nd:YAG,  $\Lambda$ , es de  $0.14 \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$  y la variación del índice de refracción con la temperatura  $\partial n / \partial T$  es de  $7.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [Koe\_c2]. Para un tamaño del haz de bombeo (promedio, en todo el largo de penetración) de  $90 \mu\text{m}$  y una potencia efectivamente convertida en calor por el material de  $1 \text{ W}$ , (A.11) predice una distancia focal de la lente térmica de  $10 \text{ cm}$ , lo que constituye una muy buena estimación a priori de esta magnitud (comparar con los valores medidos en 2.1.1, aprox.  $15 \text{ cm}$ ).

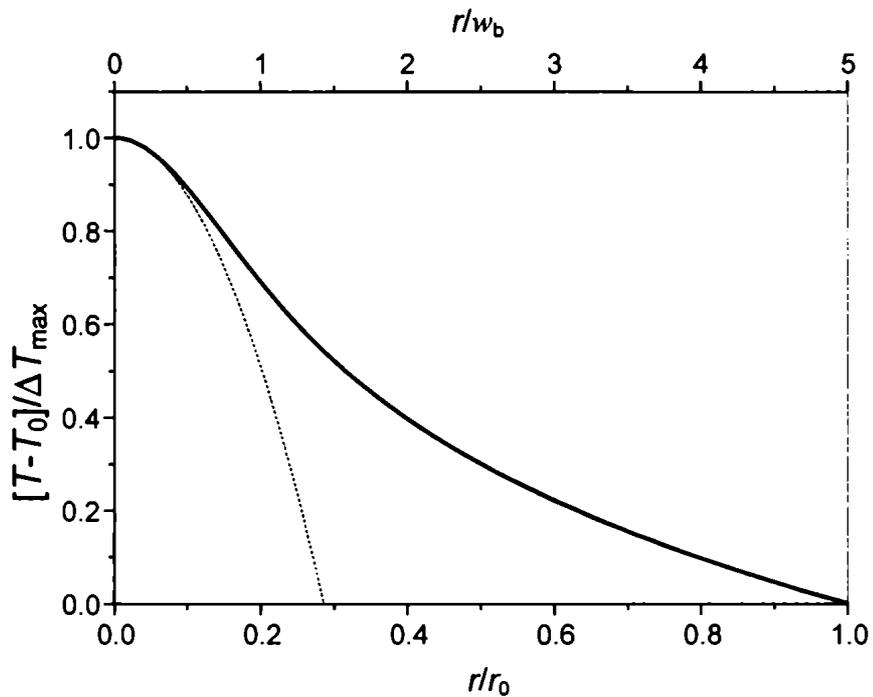


Figura A.1: Variación radial de la temperatura en una barra cilíndrica infinita de radio  $r_0$ , suponiendo un bombeo gaussiano de ancho característico  $w_b$ .  $T_0$  es la temperatura del baño térmico de la barra. En línea punteada se muestra el término cuadrático del desarrollo en serie de (A.8).

## Apéndice B

### Fabry-Perot de barrido.

Si se desea obtener pulsos cortos con la técnica de Mode-Locking, es indispensable previamente obtener un buen ancho de banda en el láser en funcionamiento continuo. Por otra parte, la forma espectral del pulso es, junto con su autocorrelación, una de las variables críticas que permiten controlar y optimizar al láser pulsado.

En el Laboratorio de Láseres Sólidos del CEILAP se contaba inicialmente con un autocorrelador, armado para medir los pulsos del láser con Mode-Locking activo por modulación de fase [semin]. Para tener un mejor control del diseño del láser, y para caracterizar el espectro de los pulsos, era necesario entonces construir un sistema de medición del espectro del láser. En láseres de femtosegundos, la solución tradicional para este problema es utilizar una red de difracción combinada con un *array* de fotodiodos, o incluso un monocromador de red. Los anchos de banda típicos de estos láseres varían desde algunos nanómetros a algunos cientos de nanómetros. En un sistema de ancho de banda relativamente angosto como el Nd:YAG, en cambio, la resolución de las redes es insuficiente, por lo que hay que utilizar otro tipo de instrumento.

El ancho de línea completo de la transición láser del Nd:YAG es de alrededor de 5Å [Koe\_c2], o sea que hay que buscar algún método de medición que tenga una resolución del orden de la décima de nanómetro o mejor. A partir de esta consigna, se decidió armar un interferómetro de Fabry-Perot, que permitiera hacer un barrido en frecuencias de manera de obtener una visualización del espectro en tiempo real. De esta forma se podría alinear el láser y ajustar los parámetros críticos del sistema, de manera de maximizar el ancho de banda de emisión.

El Fabry-Perot es un interferómetro simple que se basa en la interferencia de reflexiones múltiples de haces de luz. La luz incidente sufre varias reflexiones entre dos superficies parcialmente reflectantes que definen la cavidad. La luz refractada emerge de la cavidad luego de haber sido reflejada un número par de veces. Si la diferencia de fase entre los frentes de onda refractados es  $2N\pi$  ( $N=0,1,2,\dots,\infty$ ), la interferencia entre ellos es constructiva y se produce un máximo de transmisión. Esto ocurre entonces cuando la diferencia efectiva del camino óptico es un múltiplo de la longitud de onda, es decir

$$N\lambda = 2t_{\text{opt}} \cos(\theta) + \delta, \quad (\text{B.12})$$

donde  $N$  es un entero,  $t_{\text{opt}}$  es el espesor óptico de la cavidad,  $\theta$  el ángulo de incidencia en el *etalón* y  $\delta$  es el cambio de fase en la reflexión (esto es constante y se puede ignorar sin perder generalidad). A otras longitudes de onda la interferencia destructiva de los frentes de onda emergentes reduce la intensidad transmitida hasta anularla.

Los picos de transmisión se pueden hacer muy agudos aumentando la reflectividad de los espejos. Si se varía la separación entre los espejos, típicamente con un voltaje aplicado a transductores piezoeléctricos, cambia  $t_{\text{opt}}$  y el pico de transmisión se desplaza sobre lo que se denomina rango espectral libre (FSR), o la separación en frecuencia entre picos de transmisión adyacentes. El cociente entre el FSR y el ancho medio de los picos se denomina la Fineza, o resolución del instrumento.

Para una cavidad de un interferómetro de Fabry-Perot plana y luz de incidencia normal, cada componente espectral de la radiación incidente produce un pico de transmisión cuando un número exacto de su longitud de onda entra en un tránsito completo de la cavidad. Esto significa que los picos de transmisión ocurren cuando

$$t_{\text{opt}} = N\lambda / 2. \quad (\text{B.13})$$

Por lo tanto, en un sistema con barrido, una longitud de onda dada tendrá un pico de transmisión cada vez que  $t_{\text{opt}}$  satisfaga (B.13). Siempre para una cavidad plana, el rango espectral libre es función de la separación entre espejos, y según se exprese en longitud de onda o en frecuencia es:

$$\text{FSR}_{(\lambda)} = \frac{\lambda^2}{2nt_{\text{opt}}}, \quad \text{FSR}_{(\nu)} = \frac{c}{2nt_{\text{opt}}}. \quad (\text{B.14})$$

Y en principio, la Fineza ideal (de reflectancia,  $F_r$ ) del sistema se puede estimar con la expresión

$$F_r = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}, \quad (\text{B.15})$$

donde  $R$  es la reflectividad de los espejos del interferómetro [B&W]. En la práctica, la Fineza es menor que este número debido principalmente a que las caras de los espejos no son perfectamente planos ni el paralelismo de los espejos puede ser perfecto.

Para una Fineza efectiva dada, se puede aumentar la resolución del Fabry-Perot disminuyendo el rango espectral libre, de manera de “estirar” el espectro a medir en todo el rango. El límite de esto es cuando se comienzan a superponer los distintos órdenes de interferencia. En esta situación el espectro resultante es de difícil interpretación. Por lo tanto, para trabajar con comodidad el FSR deberá ser mayor (o a lo sumo igual) que el ancho de banda del haz a estudiar.

El Fabry-Perot armado, entonces, permite variar la separación entre espejos de forma grosera por medio de tres tornillos micrométricos marca *New Focus* (PN 9302-K). La alineación se realiza con estos mismos tornillos (ver figura B.2). El material elegido es acero inoxidable (SAE 1010).

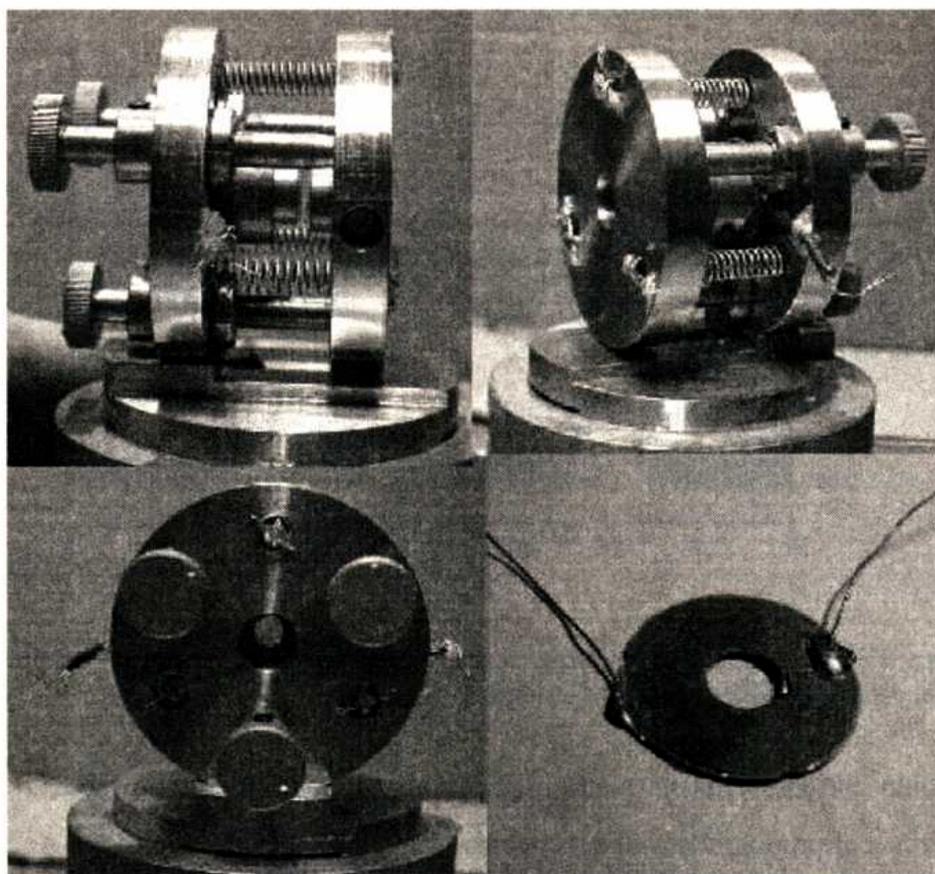


Figura B.2: Imágenes del interferómetro Fabry-Perot de barrido. Abajo, derecha: detalle del piezoeléctrico en forma de corona circular.

El barrido del interferómetro se realiza con una oblea piezoeléctrica. Tradicionalmente, estos piezoeléctricos necesitan grandes voltajes para mover los espejos a lo largo de un rango espectral libre, lo que complica el diseño de la fuente controladora de los mismos. Es por esto que se utilizó un piezoeléctrico de parlante de alta frecuencia o *tweeter*, con un orificio en el centro. Uno de los espejos se monta fijo al marco del interferómetro. El

otro se monta sobre el citado piezoeléctrico, que a su vez se pega al cuerpo del Fabry-Perot, como se puede ver en la figura B.2. Estos piezoeléctricos están optimizados para generar una onda acústica intensa en la normal al plano de los mismos, por lo que el desplazamiento que se consigue con poca tensión aplicada es grande. Con una fuente de 50Hz, variable en tensión hasta 100V rms se obtiene un desplazamiento de hasta cuatro rangos espectrales. La fuente se completa con un control de *offset*, para poder variar la separación de los espejos en el rango de los sub-Å. En la figura B.3 se puede apreciar el espectro del láser continuo cerca del umbral. La tensión aplicada, de 74V<sub>p-p</sub> (26V rms) muestra un rango espectral libre completo.

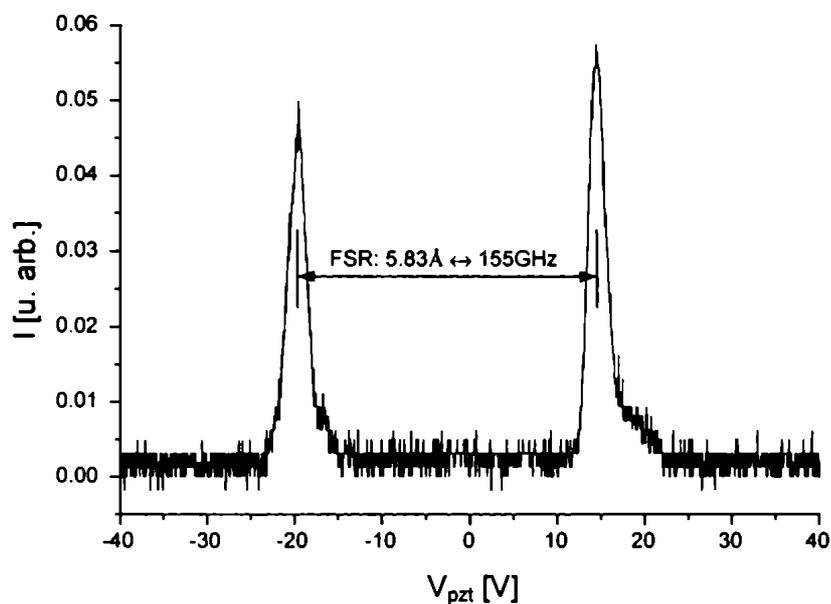


Figura B.3: Barrido del Fabry-Perot, mostrando un rango espectral libre completo, con el espectro del láser cerca del umbral.

La separación entre espejos se puede medir con métodos ópticos o directos, por medio de espesores calibrados. Para los espectros que se muestran en este Apéndice, la separación entre espejos es  $t_{opt}=(970\pm 20)\mu m$ , lo que da un FSR de  $(5.83\pm 0.10)\text{Å}$ , o  $(155\pm 3)\text{GHz}$ . En esta condición, el ancho mínimo FWHM resoluble es de  $0.5\text{Å}$ , lo que da una Fineza de más de 10.

Una vez calibrado el instrumento, se puede reducir la excursión de tensión para barrer sólo un orden del espectro. En la figura B.4 se pueden ver los espectros del láser de Nd:YAG cerca del umbral y para una potencia de salida de 30mW. En el último se aprecia una estructura de modos compleja, dada por el *spatial hole burning* en el medio activo.

Este interferómetro se muestra como un instrumento útil y muy versátil. Los espejos son fácilmente intercambiables, de manera que se puede utilizar con fuentes de luz de otras longitudes de onda. La fuente de tensión para el barrido del piezoeléctrico es extremadamente simple y es posible de ser mejorada, usando una señal triangular para asegurar mayor linealidad en el barrido, e incluso permitiendo cambiar la frecuencia de barrido.

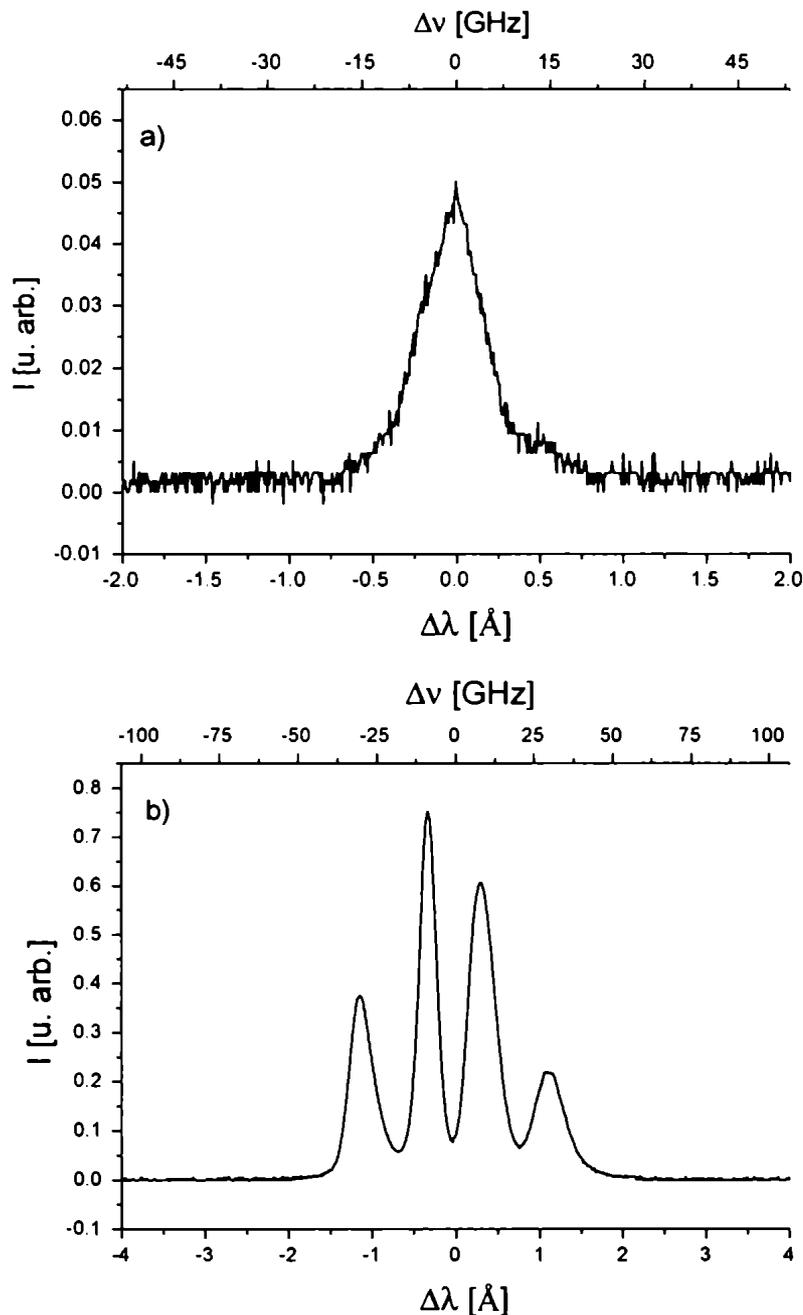


Figura B.4: Espectros del láser de Nd:YAG registrados con el Fabry-Perot de barrido: a) en el umbral de laseo; b) para 30mW de potencia de salida.

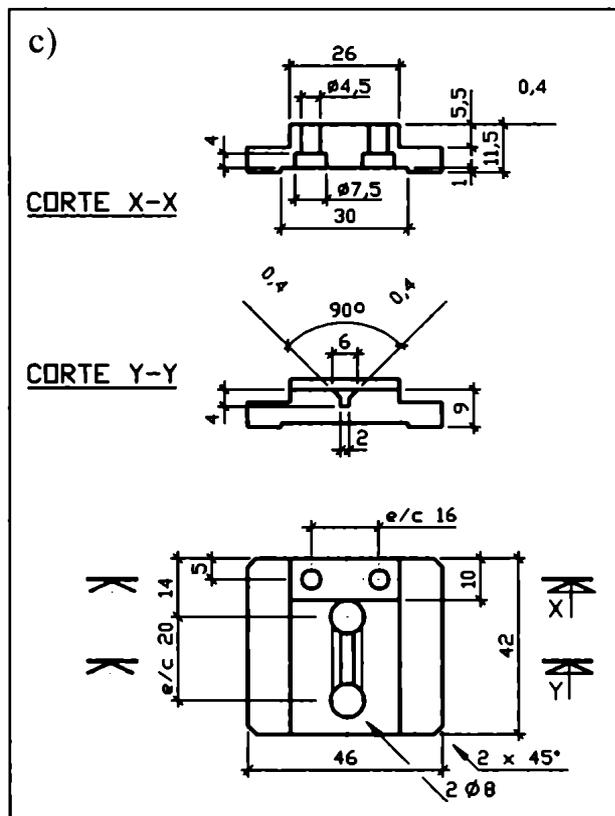
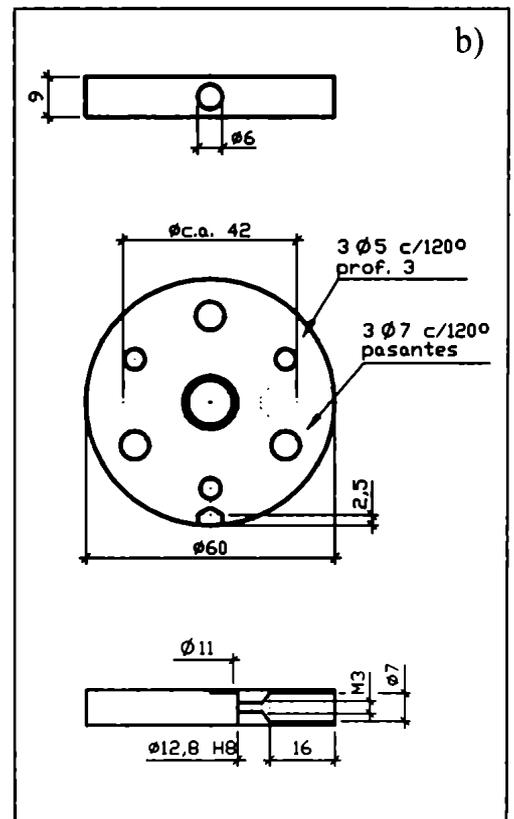
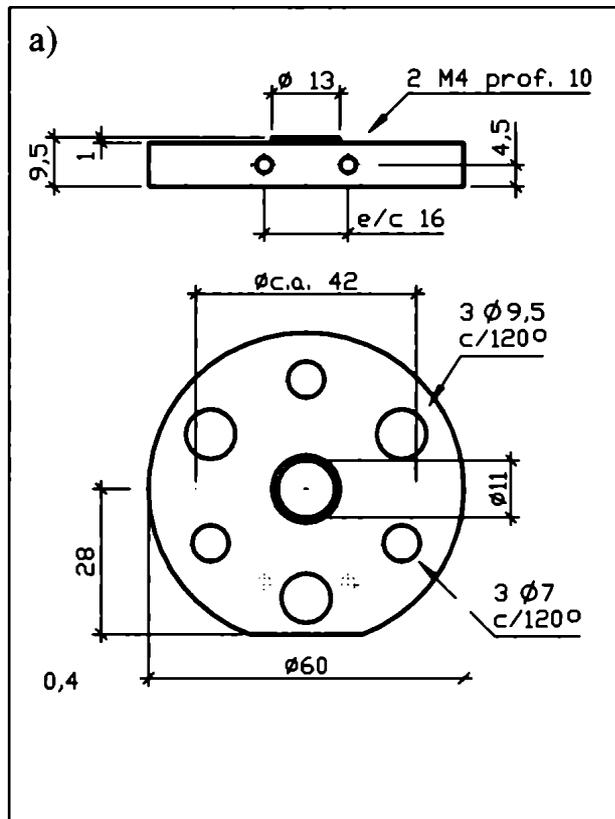


Figura B.5: Planos mecánicos de las piezas del interferómetro: a) placa fija; b) placa móvil; c) base.

## Referencias

- [abcd] Ver, por ejemplo: A.E. Siegman, “*Lasers*” (University Science Books, California, 1986 ) capítulo 15; A. Yariv, “*Quantum Electronics*” (J. Wiley & sons, New York, 1989) capítulo 6.
- [afa98] M.A. Larotonda, A.A. Hnilo, Presentación mural, 83ª Reunión Anual de la AFA, La Plata, 1998.
- [afa96] M.A. Larotonda, A.A. Hnilo, *Anales AFA* **8**, 27 (1996).
- [Akhm] S.A. Akhmanov, R.V. Khokholov, and A.P. Sukhorukov, en *Laser Handbook*, editado por F.T. Arecchi and E.O. Schulz-Dubois (North-Holland, Amsterdam, 1972).
- [Bern] J.E. Bernard, A.J. Alcock, *Opt. Lett.* **19**, 1861 (1994).
- [Bloem] N. Bloembergen, *Opt. Commun.* **8**, 285 (1973).
- [Bolt] S.R. Bolton and M.R. Acton, *Phys. Rev. A* **62**, 063803 (2000).
- [B&W] M. Born and E. Wolf, “*Principles of Optics*”, *Sexta Edic.* (Cambridge University Press, Cambridge, 1999) capítulo 7.
- [Cerul] G. Cerullo, M.B. Danailov, S. De Silvestri, P. Laporta, V. Magni, D. Segala, and S. Taccheo, *Appl. Phys. Lett.* **65**, 2392 (1994).
- [Cerul2] G. Cerullo, S. De Silvestri, and V. Magni, *Opt. Lett.* **19**, 1040 (1994).
- [Curl] P.F. Curley, Ch. Spielmann, T. Brabec, F. Krausz, E. Wintner, A.J. Schmidt, *Opt. Lett.* **18**, 54 (1993).
- [Chern] P. Chernev and V. Petrov, *Opt. Lett.* **17**, 172 (1992); *Opt. Commun.* **87**, 28 (1992).
- [Chiao] R.Y. Chiao, E. Garmire, and C.H. Townes, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 479 (1964).
- [DeMar] A.J. DeMaria, D.A. Stetsen, H. Heyman, *Appl. Phys. Lett.* **8**, 22 (1966).
- [Diels] J.-C.M. Diels, J.J. Fontaine, I. McMichael, and F. Simoni, *Appl. Opt.* **24**, 1270 (1995).
- [Dijai] S.P. Dijaili, A. Dienes, and J.S. Smith, *IEEE J. QE-26*, 1158 (1990).
- [Dunl] A.M. Dunlop, W.J. Firth, E.M. Wright, *Opt. Commun.* **138**, 211 (1997).
- [Fan] T.Y. Fan, *IEEE J. QE-29*, 1457 (1993).
- [Fehl] E. Fehlberg, *NASA-TR-R-315* (1969).
- [Feit] M.D. Feit and J. Fleck, Jr., *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 633 (1988).

- [Fork] R.L. Fork, B.I. Greene, C.V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 617 (1981).
- [Fork2] R.L. Fork, C.V. Shank, C. Hirlimann, and R. Yen *Opt. Lett.* **8**, 1 (1983).
- [FoxLi] A.G. Fox, T. Li, *Bell Sys. Tech. J.* **40**, 453 (1961).
- [Good] J. Goodberlet, J. Wang, J. Fujimoto, P. Schultz, *Opt. Lett.* **14**, 1125 (1989).
- [Haus] H.A. Haus, J.G. Fujimoto, E.P. Ippen, *IEEE J. QE-28*, 2086 (1992).
- [Henr] B. Henrich, R. Beigang, *Opt. Commun.* **135**, 300 (1997).
- [Hnilo] A.A. Hnilo, *J. Opt. Soc. Am B* **12**, 718 (1995).
- [Hnilo2] A.A. Hnilo and M.A. Larotonda, *JOSA B* **18**, 1451 (2001).
- [Hofer] M. Hofer, M.H. Ober, F. Haberl, M.E. Fermann, *IEEE J. QE-28*, 720 (1992).
- [Ippen] E.P. Ippen, C.V. Shank, A. Dienes, *Appl. Phys. Lett.* **21**, 348 (1972).
- [Ippen2] E.P. Ippen, L.Y. Liu, H.A. Haus, *Opt. Lett.* **16**, 183 (1991).
- [Ippen3] E.P. Ippen, C.V. Shank: en “*Ultrashort Light Pulses*”, editado por S.L. Shapiro (Springer-Verlag, Berlín 1977) capítulo 3.
- [Ippen4] E.P. Ippen, *Appl. Phys. B* **58**, 159 (1994).
- [JohNas] L.F. Johnson, L. Nassau, *Proc. IRE*, 1704 (1961).
- [Kala] V.L. Kalashnikov, I.G. Poloyko, V.P. Mikhailov, and D. von der Linde, *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, 2691 (1997).
- [Kean] P.N. Kean, X. Zhu, D.W. Crust, R.S. Grant, N. Langford, W. Sibbett, *Opt. Lett.* **14**, 39 (1989).
- [Keller] U. Keller, D.A.B. Miller, G.D. Boyd, T.H. Chiu, J.F. Ferguson, M.T. Asom, *Opt. Lett.* **17**, 505 (1992).
- [Keller2] U. Keller, *Appl. Phys. B* **58**, 347 (1994).
- [KLMotr] Ver, por ejemplo: G.P.A. Malcolm, A.I. Ferguson, *Opt. Lett.* **16**, 1967 (1991); A. Miller, P. Li Kam Wa, B.H.T. Chai, E.W. Van Stryland, *Opt. Lett.* **17**, 195 (1992); A. Seas, V. Petricevic, R.R. Alfano, *Opt. Lett.* **17**, 937 (1992).
- [KLMteo] Ver, por ejemplo: O.E. Martinez, J.L.A. Chilla, *Opt. Lett.* **17**, 1210 (1992); T. Brabec, C. Spielmann, P.F. Curley, F. Krausz: *Opt. Lett.* **17**, 1292 (1992).
- [KLMtiza] Ver, por ejemplo: D.E. Spence, J.M. Evans, W.E. Sleat, W. Sibbett, *Opt. Lett.* **16**, 1762 (1991), J. Squier, F. Salin, G. Mourou, D. Harter, *Opt. Lett.* **16**, 324 (1991).
- [Koe\_c2] W. Koechner, “*Solid State Laser Engineering*” (Springer-Verlag, New York, 1998) capítulo 2.
- [Koln] B.H. Kolner and M. Nazarathy, *Opt. Lett.* **14**, 630 (1989).

- [Kosten] A.G. Kostenbauder, *IEEE J. QE-26*, 1148 (1990).
- [Koval] M.G. Kovalsky, A.A. Hnilo, *Opt. Commun.* **186**, 155 (2000).
- [Koval2] M.G. Kovalsky, A.A. Hnilo, A. Libertun, M.C. Marconi, *Opt. Commun.* **192**, 333 (2001).
- [Koval3] M. Kovalski, A. Hnilo, and C. Gonzalez Inchauspe, *Opt. Lett.* **24**, 1638 (1999).
- [Krau] F. Krausz, Ch. Spielmann, T. Brabec, E. Wintner, A.J. Schmidt, *Opt. Lett.* **15**, 737 (1990).
- [Krau2] K. Krausz, T. Brabec, Ch. Spielman, *Opt. Lett.* **16**, 135 (1991).
- [Krau3] K. Krausz, T. Brabec, *Opt. Lett.* **18**, 888 (1993).
- [Kuiz] D.J. Kuizenga and A.E. Siegman, *J. Quant. Elect. QE-6*, 694 (1970).
- [Lai] M. Lai, J. Nicholson, W. Rudolph, *Opt. Commun.* **142**, 45 (1997).
- [Larot] M.A. Larotonda, A.A. Hnilo and F.P. Diodati, *Opt. Commun.* **183**, 485 (2000).
- [Larot2] M.A. Larotonda, A.A. Hnilo, *Opt. Commun.* **183**, 207 (2000).
- [LarYac] M.A. Larotonda, A.M. Yacomotti, O.E. Martínez, *Opt. Commun.* **169**, 149 (1999).
- [lenter] Ver: W. Koechner, "Solid State Laser Engineering" 5ª edición, (Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1999), capítulo 7 y artículos en *IEEE J. QE-28*, 1046 (1992).
- [Libert] A.R. Libertun, R. Shelton, H.C. Kapteyn and M.M. Murnane, CLEO/QELS, 1999 OSA Technical Digest Series, (1999).
- [Liu] L.Y. Liu, J.M. Huxley, E.P. Ippen, H.A. Haus *Opt. Lett.* **15**, 553 (1990).
- [Loy] M.M.T. Loy and Y.R. Shen, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 994 (1969).
- [Luth] G.G. Luther, A.C. Newell, J.V. Moloney, and E.M. Wright, *Opt. Lett.* **19**, 789 (1994); G.G. Luther, J.V. Moloney, A.C. Newell, and E.M. Wright, *Opt. Lett.* **19**, 862 (1994).
- [Magni] V. Magni, *J. Opt. Soc. Am. A* **4** 1962, (1987); y V. Magni, S. De Silvestri and A. Cybo-Ottone, *Opt. Commun.* **82**, 137 (1991).
- [Magni2] V. Magni, G. Cerullo and S. De Silvestri, *Opt. Commun.* **96**, 348 (1993).
- [Magni3] V. Magni, G. Cerullo and S. De Silvestri, *Opt. Commun.* **101**, 365 (1993).
- [Maim] T.H. Maiman, *Nature* **187**, 493 (1960).
- [Malc] G.P.A. Malcolm, P.F. Curley, A.I. Ferguson, *Opt. Lett.* **15**, 1303 (1990).
- [Marc] M.C. Marconi, O.E. Martínez, F.P. Diodati, *Opt. Commun.* **63**, 211 (1987).

- [MarcDoc] M.C. Marconi, "Tesis de Doctorado" FCEyN, UBA (1985).
- [Mari] M. Marioni and A.A. Hnilo, *Opt. Commun.* **147**, 89 (1998).
- [Marb] J.H. Marburger and E.L. Dawes, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 556 (1968).
- [Marb2] J.H. Marburger and W.G. Wagner, *IEEE J. QE-3*, 415 (1967).
- [Martínez] O.E. Martínez and J.L.A. Chilla, *Opt. Lett.* **17**, 1210 (1992).
- [Martínez2] O.E. Martínez, R.L. Fork and J.P. Gordon, *J. Opt. Soc. Am B* **2**, 753 (1985).
- [MLpas] Ver artículos en *Appl. Phys. B* **58**, (1994) y en *IEEE J. QE-28* (1992).
- [mocvd] W. Streifer, D.R. Scifres, G.L. Harnagel, D.F. Welch, J. Berger, M. Sakamoto, *IEEE J. QE-24*, 883 (1988).
- [Mollen] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, *Opt. Lett.* **9**, 13 (1984).
- [Owyo] A. Owyong, R.W. Hellwarth, N. George, *Phys. Rev. B* **5**, 628 (1972).
- [Piché] M. Piché, *Opt. Commun.* **86**, 156 (1991).
- [psphen] E.P. Ippen, D.J. Eilenberger, R.W. Dixon: en "*Picosecond Phenomena II*", editado por R.W. Hochstrasser, W.Kaiser, C.V.Shank, Springer Ser. Chem. Phys. Vol 14 (Springer, Berlín, Heidelberg 1980).
- [Ranka] J.K. Ranka, R.W. Schirmer, and A.L. Gaeta, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3783 (1996).
- [Rigr] A.E. Siegman "*Lasers*", (University Science Books, California, 1986 ) capítulo 12, y W.W. Rigrod, *IEEE JQE-14*, 377 (1978).
- [SchTow] A.L. Schawlow and C.H. Townes, *Phys. Rev.* **112**, 1940 (1958).
- [semin] M.A. Larotonda, "*Tesis de Licenciatura en Cs. Físicas*", FCEyN, UBA (1996).
- [SESAMs] Ver, por ejemplo, U. Keller, T.H. Chiu, J.F. Ferguson, *Opt. Lett.* **18**, 217 (1993); D. Kopf, A. Prasad, G. Zhang, M. Moser, and U. Keller, *Opt. Lett.* **22**, 621 (1997); X. Liu, L. Qian, and F. Wise, *Opt. Lett.* **23**, 129 (1998).
- [Shank] C.V. Shank, E.P. Ippen, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 373 (1974).
- [Sieg] A.E. Siegman and D.J. Kuizenga, *Appl. Phys. Letters* **14**, 181 (1969).
- [Sieg\_c7] A.E. Siegman, "*Lasers*", (University Science Books, California, 1986) capítulo 7.
- [Sieg\_c9] A.E. Siegman, "*Lasers*", (University Science Books, California, 1986) capítulo 9.
- [Sieg\_c15] A.E. Siegman, "*Lasers*", (University Science Books, California, 1986) capítulo 15.
- [Sieg\_c27] A.E. Siegman, "*Lasers*", (University Science Books, California, 1986) capítulo 27.

- [slabs] Ver, por ejemplo: A. Mandl, A. Zavriyev, and D. E. Klimek *IEEE J. QE-34*, 1992 (1998); J.M.Eggleston, T.J.Kane, T.Unternahrer, R.L. Byer, *Opt. Lett.* **9**, 405 (1982); T.J. Kane, R.C. Eckardt, R.L. Byer, *IEEE J.QE-19* (1983).
- [Spine] L. Spinelli, B. Couillaud, N. Goldblat, D.K. Negus: CLEO Digest, Opt. Soc. Amer. (Washington 1991) paper PDP7.
- [Stank] K.A. Stankov, *Appl. Phys. B*, **45**, 191 (1988).
- [Tamu] K. Tamura, E.P. Ippen, H.A. Haus, L. Nelson, *Opt.Lett.* **18**, 1080 (1993).
- [teoselfoc] ver, por ejemplo: J.E. Rothenberg, *Opt. Lett.* **17**, 583 (1992); X.D. Cao, G.P. Agrawal, and C.J. McKinstrie, *Phys. Rev. A* **49**, 4085 (1994); A.T. Ryan and G.P. Agrawal, *Opt. Lett.* **20**, 306 (1995); L.Bergé, J.J. Rasmussen, E.A. Kuznetsov, E. Shapiro, and S.K. Turitsyn, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 1879 (1996).
- [Tsang] T. Tsang, *Opt. Lett.* **18**, 293 (1993).
- [Vanher] H. Vanherzeele, J. L. VanEck, and A.E. Siegman, *Appl.Opt.* **20**, 3484 (1981).
- [Walkr] K.X. Liu, C.J. Flood, D.R. Walker, H.M. van Driel, *Opt. Lett.* **17**, 1361 (1992).
- [Wigg] S. Wiggins, "Introduction to Applied Nonlinear Dynamical Systems and Chaos" (Springer-Verlag New York, Berlin, Heidelberg, 1990) capítulo 1.
- [Wigg2] S. Wiggins, "Introduction to Applied Nonlinear Dynamical Systems and Chaos" (Springer-Verlag New York, Berlin, Heidelberg, 1990) capítulo 3.
- [Xing] Q. Xing, L. Chai, W. Zhang, C. Wang, *Opt. Commun.* **162**, 71 (1999).
- [Yariv] A. Yariv "Quantum Electronics" (J. Wiley & sons, New York, 1989) capítulo 8.
- [Yariv2] A. Yariv, *J. Appl. Phys.* **36**, 388 (1965).

## Índice

- aberraciones térmicas, 25, 128
- abertura, 33, 57, 68, 91, 128
- absorbente saturable, 13, 89, 94
  - lento, 13, 53
  - rápido, 14, 53, 54
- A-FPSA, 19
- aproximación paraxial, 32
- arrays* de diodos, 5
- astigmatismo, 6, 31
- auto-arranque, 18, 24, 34
- autocorrelación, 40, 71
- auto-enfoque, 31, 32, 68, 84, 85, 107
- bifurcación transcítica, 66
- bombeo, 1
  - longitudinal, 6
  - transversal, 6
- colimación de LD, 24
- colisión de pulsos, 77, 78
- Cr
  - forsterita, 18, 20, 44
  - LiSAF, 18, 19, 20, 44
- CW, 7, 12, 31, 61, 79
- diodos láser, 2, 4
- distancia de penetración, 25
- doble pulso, 70, 96
- DPSSL, v, 18, 20
- duplicación de período, 61, 64, 69
- duración del pulso, 9, 71
- ecuación de Schrödinger no lineal, 84, 107
- efecto Kerr, v, 28, 76, 93, 101, 107
- eficiencia cuántica, 36
- Er
  - YAG, 44
- erbio, 3
- espejo no lineal, 16
- etalón*, 24, 130
- Fabry-Perot, 38, 129
- fibras ópticas, 3
- Fineza, 130
- fluorescencia, 1
- fotodiodo, 36
- FSR, 38, 130, 131
- GaAlAs, 7
- granates, 2
- GVD, 43, 84, 106
- hard-aperture*, 17
- haz de bombeo, 24
- heterojuntura, 5
- hole burning*, 18, 38
- juntura, 5
- KLM, v, 17, 55, 106
- lámparas, 4
- LD, v, 24
- lente térmica, 24, 35, 126
- lentes cilíndricas, 24
- límite de transformada, 41, 43
- límite de transformada, 9
- mapa iterativo, 47, 48, 55
- master equation*, 47
- matrices
  - ABCD*, 26, 29, 31, 47, 77, 92
  - KJL*, 47, 101, 106
- microlentes, 6
- ML, v, 7, 12
  - activo, 11, 23
    - modulación de amplitud, 11
    - modulación de fase, 11
  - alta repetición, 75
  - pasivo, 12
    - Additive pulse*, 16, 77
    - Colliding pulse*, 13, 77
    - Fabry-Perot anti-resonante. *Ver* A-FPSA
    - por efecto Kerr. *Ver* KLM
    - por reconversión de  $2\omega$ , 16
- MOCVD, 5
- mode-locking*. *Ver* ML

modos longitudinales, 7  
 modulación  
     acusto-óptica, 11  
     electro-óptica, 11  
 multiestabilidad, 69  
 $n_2$ , 44, 55, 85, 110  
 Nd  
     vidrio, 5, 16  
     YAG, v, 2, 5, 14, 16, 19, 23, 44, 56  
     YLF, 16, 19, 23, 44  
     YVO<sub>4</sub>, 44  
 parámetro gaussiano  
     espacial,  $q$ , 26, 49  
     temporal,  $p$ , 49, 101  
 pérdidas, 58, 66  
 piezoeléctrico, 131  
 portadores, 6  
 potencia crítica, 32, 56, 85, 94  
 potencia pico, 78  
 PSR, 50, 52, 54, 64, 71, 89, 104  
*pulse shortening rate*. Ver PSR  
*pulse splitting*, 83  
 pulso gaussiano, 49  
 pulsos, 9  
  
*Q-Switch*, v, 14, 15  
 rango espectral libre. Ver FSR  
 receptor, 1  
*round-trip time*. Ver RTT  
 RTT, 9, 11, 48, 69, 91  
 rubí, 2  
 SAM, 44, 54, 89, 92, 94, 101, 104  
 saturación de la ganancia, 59, 61  
 segunda armónica, 16  
*self phase modulation*. Ver SPM  
*self-amplitude modulation*. Ver SAM  
 SESAM, 19  
 SF57, 28, 31, 36, 79  
*soft-aperture*, 18  
 solitón, 44, 69  
 SPM, 44, 54, 106, 110  
 tierras raras, 3  
 titanio, 2  
 Ti-Zafiro, 19, 23, 29, 34, 44, 55  
 vidrios, 2  
 zafiro, 2  
 $\delta$ , 33, 35, 56, 77, 96  
 $\gamma$ , 91, 93, 95, 101, 104