Biblioteca Digital
F C E N - U B A

BIBLIOTECA CENTRAL LUIS F LELOIR
BIBLIOTECA CENTRAL LELOIR
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES UBA

Tesis de Posgrado

Generación, caracterización y aplicaciones de pulsos láser ultracortos

Libertum, Ariel R.

2002

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

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. 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. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:
Libertum, Ariel R.. (2002). Generación, caracterización y aplicaciones de pulsos láser ultracortos. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3511_Libertum.pdf

Cita tipo Chicago:
Libertum, Ariel R.. "Generación, caracterización y aplicaciones de pulsos láser ultracortos". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 2002.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_3511_Libertum.pdf

EXACTAS UBA
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

UBA
Universidad de Buenos Aires

Dirección: Biblioteca Central Dr. Luis F. Leloir, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires. Intendente Güiraldes 2160 - C1428EGA - Tel. (++54 +11) 4789-9293

Contacto: digital@bl.fcen.uba.ar

UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

Departamento de Física

Generación, caracterización y aplicaciones de pulsos láser ultracortos

Por

Ariel R. Libertun

Director de Tesis: **Mario C. Marconi**

Lugar de Trabajo: Laboratorio de Electrónica Cuántica –

Departamento de Física – FCEyN – UBA

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

Noviembre de 2002

A mi esposa Gisela,
a mis padres Lidia y Carlos,
a mis hermanos Nora y Darío.

Resumen

Se presenta el diseño y construcción de un láser de Titanio-Zafiro de pulsos ultracortos, sus sistemas de monitoreo y se explican los efectos principales que contribuyen a su funcionamiento pulsado. El láser construido emite pulsos de 50 a 100 fs de duración a una frecuencia de repetición de 90 MHz, con un ancho espectral de entre 20 y 50 nm centrado alrededor de los 800 nm y con una potencia media de 400 mW aproximadamente.

Se describe una cavidad láser del Ti:Za modificada que emite pulsos cinco veces más energéticos que la cavidad convencional y a una frecuencia de repetición cinco veces más baja. También se presenta un diseño de un amplificador multipasaje tipo corbata de moño girada para la amplificación de los pulsos de láser de Ti:Za, y se analiza su desempeño a partir de un modelo teórico simple. Se expone el montaje experimental del mismo y se presentan las pruebas realizadas. Asimismo, se detalla la construcción y características de un láser construido para bombear la etapa amplificadora. El mismo consiste en un Nd:YAG, pulsado por la técnica de *modulación de perdidas*, doblado intracavidad que emite pulsos de 25 ns de duración a 4 kHz y con una potencia media de 160 mW a 532 nm.

Se explica un método para introducir variaciones rápidas de camino óptico y un sistema óptico para monitorearlo. Como resultado de la implementación experimental, se muestra la generación de retardos del orden de los 100 ps a una frecuencia de 10 Hz.

Finalmente se presenta una nueva técnica para la caracterización de pulsos ultracortos en fase y amplitud. La técnica, denominada DGDOM, mide en forma directa el retardo de grupo de las componentes de frecuencia de un pulso ultracorto. DGDOM es demostrado a partir de un desarrollo teórico, es probado a partir de simulaciones numéricas y validado en forma experimental.

Lista de Palabras Claves Asociadas

Pulsos ultracortos, pulsos de femtosegundos, láser de Ti:Al_2O_3, láser de Nd:YAG, cavidad extendida, amplificador multipasaje, amplificador tipo corbata de moño girada, doblado intracavidad, caracterización de pulsos ultracortos, retardo de grupo, mediciones ultrarrápidas, variación rápida del camino óptico, DGDOM.

Title:

Generation, characterization and applications of ultrashort laser pulses

Abstract

The design and construction details of an ultrashort pulse Titanium-Sapphire laser with its monitoring systems is presented and the main effects contributing to its pulsed behavior are described. The built laser emits pulses 50 to 100 fs in duration at a repetition rate of 90 MHz, with a bandwidth of 20 to 50 nm centered around 800 nm and an average output power of 400 mW approximately.

A modified Ti:sapphire laser cavity that emits pulses five times as energetic as the standard cavity, at a repetition rate five times lower, is described. A design of the twisted bow tie multipass amplifier for amplifying Ti:sapphire pulses is presented and its performance is analyzed with a simple theoretical model. Its experimental set-up is showed and test results are presented. The construction and characteristics of the laser built for pumping the amplifying stage it is also detailed. The laser is a Q-Switched Nd:YAG intracavity-doubled that emits 25 ns long pulses at 4 kHz and with an average output power of 160 mW at 532 nm.

A method to produce rapid changes in optical path lengths and a system to monitor it are explained. As a result of experimental implementation, 100 ps of optical delays at a repetition rate of 10 Hz is shown.

Finally, a new technique for ultrashort pulse characterization in phase and amplitude is presented. The technique, called DGDOM, directly measures the group delay of the frequency components of an ultrashort pulse. DGDOM is theoretically demonstrated, proved with numerical simulations and experimentally validated.

Keywords:

Ultrashort pulses, femtosecond pulses, Ti:Al_2O_3 laser, Nd:YAG laser, extended cavity, multipass amplifier, twisted bow tie amplifier, intracavity doubling, ultrashort pulse characterization, group delay, ultrafast measurements, fast scanner, fast variation of optical path length, DGDOM.

Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer a Mario Marconi, mi director. Su paciencia y su optimismo inquebrantables, combinados con buen humor y permanente predisposición, hacen que trabajar con él sea un placer.

Mi agradecimiento a Oscar Martínez, una fuente inagotable de ideas e iniciativas que estimula la actividad y el pensamiento de quienes lo conocen.

A Gustavo Sánchez, por las horas nocturnas de trabajo compartido y por el tema del 3. A Alejandro de Falco, Alejandra Ventura, Pablo Bianuchi, Bernardo Suárez, Pablo do Campo y Darío Kunik por las distintas etapas de este trabajo que muy a gusto compartí.

A Santiago Costantino y Hernán Grecco, por las charlas, experiencias y páginas de historias compartidas.

A Andrea Bragas, Carlota González Inchauspe, Sandra Landi y Jorge Torga, la vieja guardia del LEC, por las conversaciones y momentos vividos juntos en el comienzo de este trabajo. A Maxi Lantz, Silvio Ludueña, Gabriela Capeluto y Hernán García, la nueva guardia del LEC, por las conversaciones y momentos vividos juntos en el final de este trabajo.

A José María Cordero Larriera, Maxi Crespo y Eduardo Luzzi, los técnicos del "mejor laboratorio del mundo", por la asistencia general y en electrónica en particular. A Oscar Pagani y Maxi, del taller del departamento, por la enseñanza y los trabajos de tornería.

A Margaret Murnane y Henry Kapteyn, por haberme dejado trabajar en su grupo durante tres meses y por arriesgarse a dejarme hacerlo otra vez.

A las instituciones que con recursos y equipamientos hicieron posible la realización de este trabajo: CONICET, UBA, ANPCYT, FOMEC, Departamento de Física – FCEyN – UBA.

Finalmente, quiero agradecer a mi familia, que en estos últimos años supo expandirse. A Mario y Perla Yerugim, mis suegros, por confiar en mí hasta con su propia hija. A Ariel Duren, mi cuñado, por el interés y curiosidad que siempre demuestra por lo que hago. A mis hermanos, Nora y Darío, con quienes desde mucho antes de empezar esta aventura compartimos momentos y emociones. A mis padres, Carlos y Lidia, por el entusiasmo que me trasmiten y el apoyo que me dan. Y a Gisela, mi esposa y compañera, inspiración y motivación permanente.

Indice General

RESUMEN I

ABSTRACT II

AGRADECIMIENTOS III

INDICE GENERAL IV

INDICE DE FIGURAS VI

INDICE DE TABLAS VIII

INTRODUCCIÓN 1

CAPÍTULO 1: EL LÁSER DE TITANIO ZAFIRO 4

1.1 PRINCIPIO DE FUNCIONAMIENTO 5

1.1.1 El trabado de modos 7

1.1.2 El efecto de Lente Kerr 11

1.1.3 La Automodulación de fase 13

1.1.4 Control de la dispersión del retardo de grupo 14

1.1.5 El funcionamiento pulsado del KLM-Ti:Za 18

1.2 DISEÑO Y ARMADO DEL OSCILADOR DEL LEC 21

1.2.1 El oscilador 21

1.2.2 Sistemas de monitoreo 24

1.2.2.1 Monitoreo del tren de pulsos 25

1.2.2.2 Monitoreo del espectro de emisión 26

1.2.2.3 Potencia media, pico y energía por pulso 28

CAPÍTULO 2: AMPLIFICACIÓN DE PULSOS LÁSER 30

2.1 MODIFICACIÓN DE UNA CAVIDAD DE TI:ZA 31

2.1.1 La idea de la técnica 32

2.1.2 Desarrollo experimental 34

2.2 DISEÑO, MODELADO Y PRUEBAS DE UN SISTEMA DE AMPLIFICACIÓN DE PULSOS 37

2.2.1 El diseño del amplificador 38

2.2.2 Modelo para el cálculo del desempeño del amplificador 39

2.2.2.1 Deducción de las matrices de Jones 41

2.2.3 Resultados del modelo 43

2.3 EL LÁSER DE BOMBEO 45

2.4 PRUEBAS DE AMPLIFICACIÓN 49

CAPÍTULO 3: CARACTERIZACIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS 51

3.1 DESCRIPCIÓN MATEMÁTICA DE UN PULSO DE LUZ 52

3.2 CARACTERIZACIÓN DE PULSOS LÁSER ULTRACORTOS 56

3.2.1 Autocorrelación 56

3.2.2 Método para variar rápidamente el largo de caminos ópticos 59

3.3 MEDICIÓN DIRECTA DEL RETARDO DE GRUPO 64

3.3.1 Desarrollo de la idea 65

3.3.1.1 El filtrado espectral 69

3.3.2 Simulaciones numéricas 71

3.3.3 Montaje experimental y resultados 75

CAPÍTULO 4: CONCLUSIONES Y COMENTARIOS 80

APÉNDICE I: ÓPTICA QUE COMPONE EL LÁSER DE TI:ZA 83

APÉNDICE II: TRABAJOS Y PUBLICACIONES CON EL LÁSER DE TI:ZA CONSTRUIDO. 84

REFERENCIAS 86

Indice de Figuras

Figura 1.1: Simulación numérica de la salida de un láser de 11 modos longitudinales. a) Todos los modos destrabados, b) todos los modos en fase. 6

Figura 1.2: Esquema de la producción de pulsos y su separación temporal 9

Figura 1.3: Curva típica de trasmisión de un absorbente saturable en función de la intensidad incidente. 10

Figura 1.4: Representación del efecto Kerr. a) En un medio delgado se produce un efecto similar al de una lente convergente. b) En un material grueso el enfoque continuo de la lente Kerr se equilibra por la difracción del haz, produciéndose el efecto de autoenfoque. En ambos casos si no existiera el efecto de lente Kerr, el haz no variaría su divergencia natural marcada en líneas punteadas. 13

Figura 1.5: Dispersión de retardo de grupo en función de la longitud de onda para un espesor de 1 mm de material. La línea de guiones cortos corresponde al eje extraordinario del Zafiro, la de guiones largos al extraordinario del cuarzo cristalino y la llena al cuarzo sintético. 16

Figura 1.6: Esquema del doble pasaje por un par de prismas y su efecto sobre el chirp del pulso. Los prismas están dispuestos de manera que la cara de salida del primero es paralela a la cara de entrada del segundo. El pulso entra al sistema con chirp positivo, llega al espejo que lo devuleve por el mismo camino con todas las componentes en fase y sale con un chirp negativo que precompensa la dispersión del resto de la cavidad. 17

Figura 1.7: Ilustración de un *chirped mirror* y del principio de su funcionamiento. 18

Figura 1.8: Esquema de la modulación de las pérdidas por efecto de lente Kerr. 19

Figura 1.9: Diagrama de una cavidad en X de cuatro espejos, típica de un láser de Ti:Za. Los recuadro muestran las características del pulso en distintos lugares de la cavidad. 20

Figura 1.10: Esquema del Ti:Za del LEC. CR: Cristal de Ti:Al_2O_3, EC1: Espejo Curvo 1 (Pump-Through), EC2: Espejo Curvo 2 (Pump-Through), EF: Espejo final, EP1: Espejo Plano 1, EP2: Espejo Plano 2, LB: Lente de enfoque Bombeo, OC: Espejo de Salida, P1: Prisma 1, P2: Prisma 2, BH: Bloquea Haz... 22

Figura 1.11: Foto del láser de Ti:Za del LEC con detalle del camino del haz. 24

Figura 1.12: Esquema del Ti:Za con detalle de los sistemas de monitoreo 25

Figura 1.13: Trazas de pulsos obtenidos del osciloscopio a) Pulsos simples b) Ejemplo de pulsos dobles 26

Figura 1.14: Señal registrada por el monitor de espectro. a) modo continuo, b) Modo pulsado en el régimen de dispersión negativa, c) modo pulsado en el régimen de dispersión positiva y d) Espectro de un pulso doble cuya separación es de 160 fs aproximadamente 27

Figura 2.1: Esquema de un telescopio de aumento -1. 33

Figura 2.2: Esquema de una cavidad del láser de Ti:Za en X típica. 35

Figura 2.3: Esquema de la cavidad modificada para un doble pasaje por el telescopio. 35

Figura 2.4: Espectro obtenido con una cavidad extendida. 36

Figura 2.5: Configuración propuesta para desacoplar la amplificación láser y los efectos no lineales producidos por la alta intensidad pico. El subresonador agregado esta marcado en el recuadro gris. 37

Figura 2.6: Esquema básico de un amplificador tipo *corbata de moño*. El haz de bombeo y el del láser a amplificar están contenidos siempre en el mismo plano. 38

Figura 2.7: Esquema del amplificador tipo "*corbata de moño girado*". 39

Figura 2.8: Cristal de Ti:Za 40

Figura 2.9: Esquema de los elementos que componente la cavidad del amplificador 41

Figura 2.10: Diagrama del diedro rotante y los ejes 43

Figura 2.11: Polarizaciones del campo eléctrico después de distinta cantidad de pasajes por la barra amplificadora y para distintos ángulos entre diedros. Todos los vectores que se muestran están normalizados para permitir su representación en un mismo gráfico. 44

Figura 2.12: Comparación de las ganancias obtenidas con distintos ángulos entre diedros. a) Ganancia relativa a la máxima y b) exponentes de la ganancia. 44

Figura 2.13: Esquema del láser de Nd:YAG armado para bombear el amplificador. 46

Figura 2.14: Gráfico de la dependencia de la energía por pulso en función de la distancia del cristal doblador con el espejo final. 47

Figura 2.15: Foto del láser de Nd:YAG construido para el bombeo de la etapa amplificadora del Ti:Za. 48

Figura 2.16: Montaje experimental para el estudio de la amplificación de un solo pasaje. 49

Figura 3.1: Esquema básico de un autocorrelador. 57

Figura 3.2: Autocorrelación interferencial del láser del LEC. El ancho a mitad de altura es de 41 picos, lo que implica un ancho de correlación de 110 fs. 58

Figura 3.3: Esquema del sistema de espejos rotantes convencional. 60

Figura 3.4: Esquema del sistema de generación de retardos variables con un detalle del transductor de posición. 62

Figura 3.5: Curvas de calibración del sistema de barrido para cuatro frecuencias distintas. 63

Figura 3.6: Retardo máximo obtenido en función de la frecuencia de oscilación. 63

Figura 3.7: Representación de las correlaciones cruzadas, las derivadas y derivadas logarítmica como función de la frecuencia central de filtrado (Ω_i). a) Pulsos filtrados. Los pulsos están corridos temporalmente debido al retardo de grupo correspondiente a cada frecuencia. b) Correlaciones cruzadas de los pulsos filtrados con el pulso de referencia mostrada en a). $\tau_M(\Omega_i)$ es el retardo relativo para el máximo de la correlación. c) Derivadas de las correlaciones cruzadas. d) Derivadas logarítmicas de las correlaciones cruzadas. 66

Figura 3.8: Esquema del filtro espectral con detalle de los parámetros de la descripción. 70

Figura 3.9: Pulso a caracterizar representado en el espacio de las frecuencias. a) Espectro de potencia, b) fase espectral y c) derivada de la fase espectral. 72

Figura 3.10: Perfil temporal de la intensidad de los pulsos filtrados espectralmente. a) Con la ranura angosta y b) con la ancha. 73

Figura 3.11: Gráficos del pulso original (línea llena) y de las reconstrucciones (puntos) obtenidas para dos anchos de ranura. a) espectro de potencia obtenido con la ranura angosta, b) fase con la ranura angosta, c) espectro de potencia obtenido con la ranura ancha y d) fase con la ranura ancha. 75

Figura 3.12: Esquema del montaje experimental del DGDOM. 76

Figura 3.13: Circuito integrador. A la entrada se tiene la señal de la derivada de la correlación cruzada y a la salida la correlación. 77

Figura 3.14: Resultados de las medición de los pulsos del Ti:Za obtenidos mediante las técnicas DGDOM y FDPM. a) Reconstrucción del campo eléctrico de los pulsos a partir de los datos obtenidos por ambos métodos. b) Diferencia entre las reconstrucciones del gráfico a. c) Mediciones de la amplitud espectral y el retardo de grupo. 78

Indice de Tablas

Tabla 1-1: Relación de incerteza para distintas formas de pulsos ($\Delta\nu$ y $\Delta\tau$ se consideran anchos totales a mitad de altura)..... 10

Tabla 1-2: Coeficientes del índice de refracción ($n = n_o + \frac{1}{2}n_2 I$) para distintos cristales..... 11

Tabla 1-3: Distancias entre los elementos de la cavidad del láser de Ti:Za..... 23

Tabla A-1: La óptica que compone el oscilador del Ti:Za del LEC..... 83

Introducción

Los pulsos de femtosegundos han ido aumentando su utilidad y expandiendo su área de influencia a medida que su generación se fue facilitando. La historia de su generación empieza unos pocos años después de la demostración del primer láser en 1960[1]. En esa misma década se lograron generar los primeros pulsos de picosegundos (10^{-12} segundos) de duración a partir de láseres de Nd:YAG[2] y láseres de colorantes[3] pulsados por la técnica del *trabado de modos*[4] (*mode-locking*). En la década de los setenta ya se generaban pulsos de centenas de femtosegundos (10^{-15} segundos) de duración a partir de láseres de colorantes[5], pero recién en los ochenta se contó con métodos más confiables y estables para generarlos a partir del *trabado de modos por pulsos colisionantes*[6] (*Colliding Pulse Mode-Locking* o CPM) y el control de la dispersión intracavidad mediante prismas[7]. En está década, además, surgieron nuevos materiales de estado sólido con amplios espectros de emisión, el Zafiro dopado con iones de Titanio[8] (Ti:Za) entre ellos.

Sin embargo, recién en la década del noventa es cuando estos pulsos lograron aumentar su popularidad gracias al surgimiento del láser de Ti:Za pulsado por *autotrabado de modos*[9] (*self mode-locking*). Por su relativa simplicidad de diseño, este láser se difundió rápidamente[10,11,12], siendo hoy el láser de pulsos ultracortos de estado sólido más popular.

La evolución de la amplificación de los pulsos comenzó en la década del ochenta, utilizando celdas o flujos de colorantes bombeados con láseres pulsados de Nd:YAG o de vapor de cobre[13,14]. Recién a mediados de esta década se desarrolló la técnica de *amplificación de pulsos con barrido en frecuencia*[15] (*chirped pulse amplification*) que iba permitir extraer eficientemente altas energías de cristales amplificadores como el Ti:Za.

A medida que las aplicaciones se iban extendiendo y especializando, una completa caracterización de los pulsos se fue haciendo más necesaria. Los detectores electrónicos más rápidos de la actualidad aun no son suficientemente veloces como para medir los pulsos que se generaban en la década del setenta, por lo que técnicas indirectas se han ido desarrollado con el tiempo. La técnica de la autocorrelación[16,17] fue la primera en usarse, pero pronto resultó insuficiente porque sólo brinda información limitada sobre las características del pulso. A comienzos de la década del noventa recién aparece FDPM[18], el primer método que permitió obtener la fase y la amplitud del espectro de un pulso. Posteriormente, la "fauna" de métodos disponibles se incrementó con técnicas como *FROG*[19], *SPIDER*[20], junto con otras variantes y refinamientos de estas tres más usuales[21,22,23].

Actualmente se producen pulsos de apenas dos ciclos ópticos de duración[24], otros con potencias pico del orden del TeraWatt (10^{12} W)[25] y se cuenta con la posibilidad, gracias a sistemas de conformación de pulsos y los métodos de caracterización, de conformarlos pudiéndoles dar prácticamente el perfil que se quiera[26].

Las aplicaciones que estos pulsos han encontrado, abarcan tanta diversidad de áreas que resulta muy difícil de resumir en una simple introducción. La mayoría de estas aplicaciones aprovechan tres características particulares que distinguen a estos pulsos, la ultracorta duración (10^{-12} – 10^{-14} segundos), su amplio espectro (hasta 600 nm) y la posibilidad que brindan de concentrar densidades de energía extremadamente altas en pequeños volúmenes (densidades del orden de 10^{20} W/cm^2 en el foco).

En el Laboratorio de Electrónica Cuántica de la FCEyN – UBA (LEC) existió siempre interés por las aplicaciones de los pulsos ultracortos. Experimentos de *prueba y sonda* (*pump and probe*) con gran resolución temporal[27], generación de luz blanca para espectroscopía resuelta en el tiempo[28], microscopía de fluorescencia por absorción de dos fotones[29], son algunas de los estudios llevados a cabo en el laboratorio usando pulsos ultracortos. Pero para poder llevar a cabo estas experiencias, fue necesario primeramente tener una fuente que los genere. Es en este contexto que este trabajo de tesis se realizó.

En este trabajo se resumen estudios y desarrollos llevados a cabo principalmente en el LEC, y en una corta pasantía en el Center for Ultrafast Optics de la Universidad de Michigan, EE.UU. La tesis está organizada en cuatro capítulos. En el capítulo 1 se trata el tema de la generación de pulsos ultracortos a través de la explicación del mecanismo del *trabado de modos* (*mode-locking*) y se detallan los efectos que contribuyen a la conformación de pulsos un láser de Ti:Za de femtosegundos. Se detalla el diseño del oscilador que se construyó como parte de este trabajo y se presentan los sistemas de monitoreo con sus registros característicos.

En el capítulo 2 se aborda el problema de la amplificación de los pulsos presentando dos métodos para conseguir distintos niveles de amplificación. Primero se muestra un método para lograr incrementos moderados (de un orden de magnitud aproximadamente) mediante la modificación del largo del propio oscilador, y luego se presenta un amplificador multipasaje, junto con el láser construido para su bombeo, para amplificaciones mayores. Se presentan los resultados de un modelo acerca de los incrementos que se conseguirían y los ensayos de alineación y de amplificación de un pasaje.

El capítulo 3 introduce la cuestión de la caracterización de los pulsos ultracortos con una reseña de la descripción matemática de este tipo de los mismos. Luego explica rápidamente el método de la autocorrelación, con un detalle particular sobre un método para generar variaciones rápidas del camino óptico. Finalmente se explica un método para la medición directa del retardo de grupo con el que se pueden caracterizar los pulsos en fase y amplitud. Se muestran resultados numéricos, el montaje experimental y una medición obtenida con el sistema.

Por último, en el capítulo 4, se presentan las conclusiones y comentarios del trabajo presentado en esta tesis.

Capítulo 1: El láser de Titanio Zafiro

Desde su desarrollo en la década de los ochenta, el cristal de Zafiro (Al_3O_2) dopado con iones de Titanio (Ti^{3+}) resultó un material muy atrayente para ser usado como medio activo de láseres debido a sus amplios espectros de emisión y absorción[30,31,32]. Su espectro de absorción, entre 400 y 600 nm, hace que este cristal sea apto para ser bombeado con diversas fuentes de luz, mientras que su espectro de fluorescencia, que se extiende entre los 600 y los 1050 nm[32], permite sintonizar la salida en un amplio rango de longitudes de onda.

Otra aplicación para el que resulta muy conveniente su amplio espectro de emisión es como medio activo en láseres pulsados por *trabado de modos* (*mode locking*). En la literatura se pueden encontrar diversas técnicas con las que se ha logrado el trabado de modos con este medio activo[33,34,35,36], pero por el que ha ganado un lugar preponderante entre los láseres pulsados es por su característica de funcionamiento por *autotrabado de modos* (*Self Mode-locking*).

Desde el punto de vista histórico, este modo de funcionamiento fue observado por primera vez en forma accidental a principios de la década del 90 por Spence, Kean y Sibbett[9,37]. Su primera denominación, *"trabado mágico de modos"* (*"magic mode-*

locking"), reflejaba lo inesperado del hallazgo[38]. Sin embargo, una variedad de trabajos experimentales[11,12, 34] y teóricos[39,40,41] que no tardaron en aparecer, permitieron conocer que este láser pulsaba debido al denominado *trabado de modos por efecto de lente Kerr* (*Kerr Lens Mode-Locking* o KLM). La sencillez y versatilidad de este láser hizo que se volviera el más popular en el ámbito de los pulsos ultracortos (de duración menor al picosegundo). El láser de Titanio - Zafiro pulsado por efecto de lente Kerr (también denominado Ti:Al_3O_2, KLM-Ti:Za, o más simplemente Ti:Za en castellano) fue el primer, y por varios años el único, láser de estado sólido capaz de generar los pulsos de femtosegundos que hasta ese momento sólo producían los láseres de colorantes.

El funcionamiento de este láser y las características del oscilador construido en el Laboratorio de Electrónica Cuántica (LEC) son los temas principales de este capítulo. En **Principio de funcionamiento** (sección 1.1) se trata el principio general del trabado de modos (sección 1.1.1). Seguidamente se describe los efectos de lente Kerr (sección 1.1.2), automodulación de fase (sección 1.1.3) y control de la dispersión de la velocidad de grupo (sección 1.1.4). Luego, en la sección 1.1.5, se comenta cómo se combinan estos tres mecanismos para mantener el funcionamiento pulsado en los láseres de Ti:Za y se describe las características del pulso en distintas partes de la cavidad.

El capitulo termina con **Diseño y armado del oscilador del LEC** (sección 1.2), donde se presenta en detalle el diseño y las características del oscilador de Ti:Za que se armó en el LEC. Se incluye también un detalle de los sistemas de monitoreo del funcionamiento del láser.

1.1 Principio de funcionamiento

El láser KLM-Ti:Za tiene dos modos de funcionamiento principales, el continuo (CW) y el pulsado. La generación de pulsos ultracortos se debe al mecanismo de *trabado de modos*, una manifestación particular del fenómeno de batido. Descripto por primera vez a

mediados de la década del sesenta[42,43,44], se trata de la oscilación simultánea y coherente de los modos longitudinales de un láser multimodo.

Para que este fenómeno se produzca es necesario primeramente tener un medio activo que permita la existencia simultánea de múltiples modos longitudinales de la cavidad con ganancia por arriba de la de umbral. En general, estos modos son independientes y no tienen una relación de fase fija entre sí. La intensidad de la salida continua que se obtiene entonces es semejante a un ruido térmico, una distribución de picos de intensidad que varía al azar en el tiempo, tal como se esquematiza a modo de ejemplo para once modos en la Figura 1.1–a. Si se aumenta el número de modos la duración de las fluctuaciones disminuye, ya que el ancho temporal promedio de las fluctuaciones cumple que $\Delta t \sim 1/N$. De esta manera, a la salida se obtiene una intensidad de salida más "pareja".

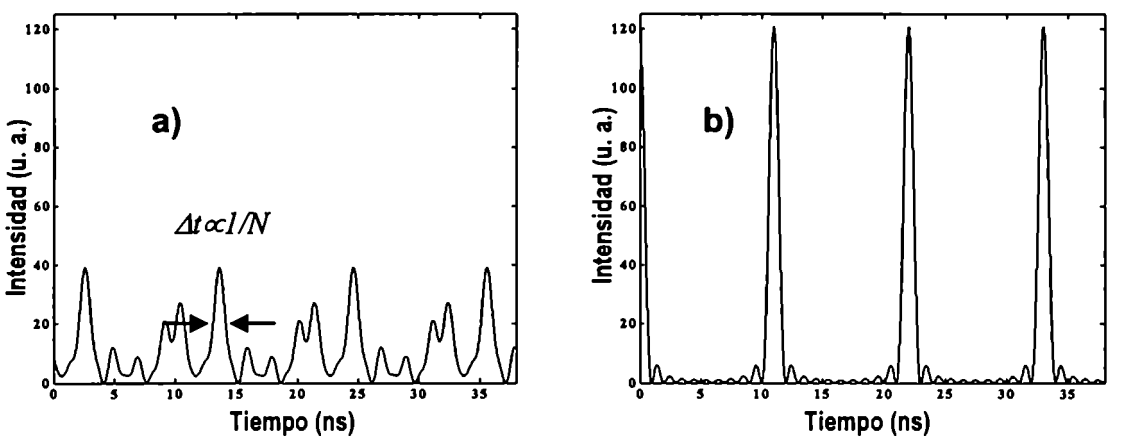

Figura 1.1: Simulación numérica de la salida de un láser de 11 modos longitudinales. a) Todos los modos destrabados, b) todos los modos en fase.

El propósito de trabar los modos es organizar la competencia entre ellos de manera que las fases relativas permanezcan constantes. Así se consigue que la emisión de salida continua, que resulta de la suma incoherente de cada modo, se convierta en pulsada debido al batido entre los mismos. Otra visión del fenómeno, análoga a través de la transformada de Fourier, es que la organización se produce de manera que la intensidad de salida del oscilador se transforma en una serie periódica de pulsos resultantes del ida y vuelta de un paquete de ondas dentro de la cavidad.

En la Figura 1.1-b se representa la situación del trabado de once modos longitudinales. Se puede apreciar como la oscilación sincronizada (es decir en fase) de los distintos modos produce una interferencia constructiva que dura sólo unos instantes, el resto

del tiempo la intensidad de salida resulta prácticamente nula. El resultado final es que la totalidad de la energía saliente se concentra en el pequeño intervalo de tiempo en que todos los modos interfieren constructivamente. Esto ocurre con una periodicidad igual al tiempo de viaje dentro de la cavidad (*round-trip*, T_R) que resulta ser el mismo para todos los modos.

La técnicas para producir el trabado de modos se pueden dividir en dos clases principales: las activas y las pasivas. En la literatura se las puede encontrar extensamente tratadas[45], por lo que acá sólo se explicará brevemente el principio de funcionamiento de las técnicas pasivas. En las siguientes secciones se tratará este tema y los mecanismos en genral que contribuyen a la conformación de pulsos en el láser de Ti:Za.

1.1.1 El trabado de modos

Parándose en un punto fijo del oscilador, el espejo de salida por ejemplo, el campo eléctrico del n-ésimo modo de la cavidad (E_n) se puede expresar matemáticamente como

$$E_n = E_{on} e^{i(\omega_n t + \varphi_n)} \tag{1.1}$$

donde ω_n es la frecuencia angular del modo, φ_n la fase y E_{on} la amplitud. Debido a que las frecuencias de los modos están equiespaciadas es posible considerar a las distintas ω_n como frecuencias distribuidas alrededor de una frecuencia central ω_o cumpliendo con la siguiente relación

$$\omega_n = \omega_o + \Delta\omega \tag{1.2}$$

donde en una cavidad de largo L la diferencia de frecuencia entre modos longitudinales sucesivos, $\Delta\omega$, viene dado por

$$\Delta\omega = \frac{\pi c}{L} \tag{1.3}$$

siendo c la velocidad de la luz.

Si se supone, sin pérdida de generalidad y por simplicidad matemática, que existen 2N+1 modos con ganancia por arriba del umbral, la suma de todos estos modos, que es el campo eléctrico total resultante a la salida del oscilador, E_{sal}, puede ser expresado como

$$E_{sal}(t) = e^{i\omega_o t} \sum_{n=-N}^{N} E_{on} e^{i(n\Delta\omega t + \varphi_n)} \tag{1.4}$$

A partir de esta expresión se puede interpretar el campo de salida como una onda portadora de frecuencia angular ω_0 modulada por una función variable en el tiempo que es la sumatoria que aparece a la derecha en la ecuación (1.4).

Lo que se muestra en el gráfico de la Figura 1.1-a (página 6) es el cuadrado de esta suma para 11 modos longitudinales (N = 5) de igual amplitud (E_{on} = 1, ∀ n). La aproximación de amplitudes iguales se realiza para simplificar la descripción cualitativa del mecanismo de acoplamiento de modos. La situación real es que cada modo longitudinal tiene una amplitud distinta que depende de la ganancia de dicha modo. Se presenta el cuadrado ya que lo que físicamente se detecta es la intensidad del campo de salida ($I = |E_{sal}|^2$). Para los cálculos se tomó $\omega_o = 3\pi/4\times10^{15}$ Hz (correspondiente a una longitud de onda de 800 nm), $\Delta\omega$ = 0,571 GHz (acorde a una cavidad de 165 cm de largo) y φ_n con valores asignados al azar.

Al trabar las fases de todos los modos igualándolos a cero la expresión de la ecuación (1.4) queda

$$E_{sal}(t) = e^{i\omega_o t} \sum_{n=-N}^{N} e^{in\Delta\omega t} = e^{i\omega_o t} \frac{sen\left(\frac{(2N+1)\Delta\omega t}{2}\right)}{sen\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)} \tag{1.5}$$

En la Figura 1.1-b (página 6) se representa el cuadrado del campo eléctrico saliente, que viene dado por

$$I_{sal}(t) = \left(\frac{\text{sen}\left(\frac{(2N+1)\Delta\omega t}{2}\right)}{\text{sen}\left(\frac{\Delta\omega t}{2}\right)} \right)^2 \tag{1.6}$$

Los máximos de intensidad se producen cuando el argumento de la función seno del denominador de la ecuación (1.6) resulta múltiplo entero de π. Teniendo en cuenta la ecuación (1.3), se puede ver que la periodicidad de los pulsos resulta

$$\frac{\Delta\omega t}{2} = m\pi \quad \Rightarrow \Delta t = t_m - t_{m-1} = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{2L}{c} = T_R \tag{1.7}$$

es decir que la separación entre pulsos es igual al tiempo que le lleva a la luz hacer un "ida y vuelta" dentro de la cavidad, como se esquematiza en la Figura 1.2.

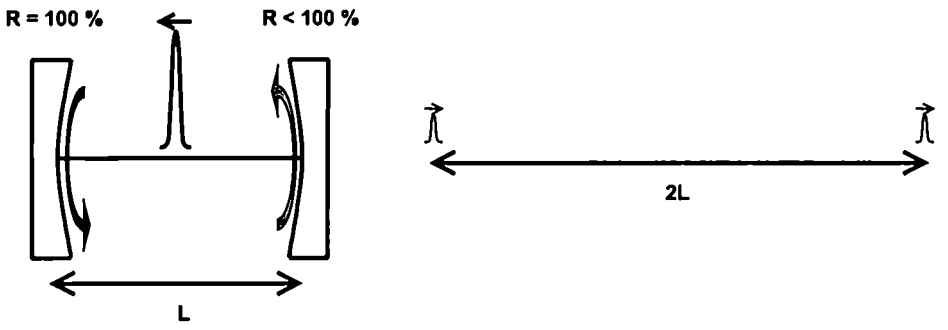

Figura 1.2: Esquema de la producción de pulsos y su separación temporal.

Una estimación de la duración de estos pulsos se puede sacar a partir de hallar el tiempo en que $I(t_{min})$ vale cero por primera vez. El primer cero se da cuando el seno del numerador de (1.6) vale π, de donde

$$\frac{(2N+1)\Delta\omega t_{min}}{2} = \pi \quad \Rightarrow \tau \approx t_{min} = \frac{2\pi}{(2N+1)\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\omega_o} \tag{1.8}$$

donde $\Delta\omega_o$ es el ancho de banda total de la emisión de salida. De esta ecuación se puede ver que cuando los modos están acoplados la duración del pulso, τ, y el ancho de banda cumplen una relación de incerteza.

Efectivamente, la transformada de Fourier que relaciona la descripción en el tiempo y en la frecuencia de los pulsos* implica una relación de incerteza entre el ancho espectral y la duración de los pulsos. En la Tabla 1-1[46] se presenta la relación entre ambas cantidades consideradas como anchos totales a mitad de altura para distintos perfiles temporales de pulso**.

* Una descripción matemática más rigurosa del tema se presenta en el capítulo 3.

** Para el ancho espectral medido en longitud de onda la relación queda $\Delta\lambda\, \Delta T = \lambda^2 K_\nu / c$

Tabla 1-1: Relación de incerteza para distintas formas de pulsos ($\Delta\nu$ y $\Delta\tau$ se consideran anchos totales a mitad de altura).

Forma	$\varepsilon(t)$	$K_\nu = \Delta\nu\,\Delta t$	$K_\omega = \Delta\omega\,\Delta t = 2\pi K_\nu$
Gausiana	$e^{-((t/t_o)^2/2)}$	0,441	2,771
Exponencial	$e^{-(t/2t_o)}$	0,140	0,880
Secante hiperbólica	$1/\cosh(t/t_o)$	0,315	1,979
Rectangular	1 si $\lvert t/t_o\rvert<1$ 0 en otro caso	0,892	5,605
Seno cardinal	$sen^2(t/t_o)/(t/t_o)$	0,336	2,111
Lorenciana	$\frac{1}{1+(t/t_o)^2}$	0,142	0,892

Los métodos pasivos para establecer el trabado de modos en forma experimental se basan generalmente en la inserción de un absorbente saturable dentro de la cavidad láser. Un absorbente saturable es un elemento que presenta una transmisividad dependiente de la intensidad del haz incidente, para bajas intensidades la transmisividad es baja, pero si la intensidad supera un nivel de umbral, denominada intensidad de saturación I_{sat}, el medio se vuelve transparente. En la Figura 1.3 se muestra un curva típica de trasmisión de un absorbente saturable.

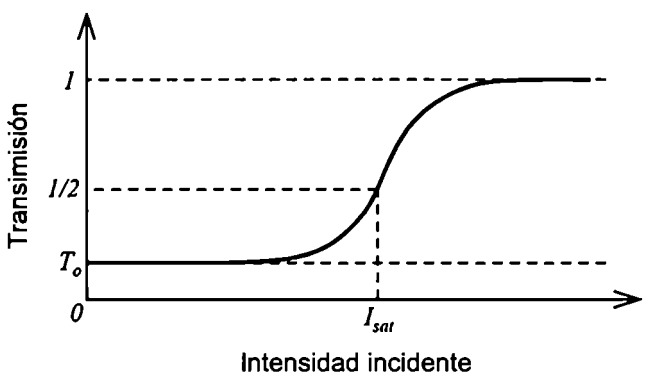

Figura 1.3: Curva típica de trasmisión de un absorbente saturable en función de la intensidad incidente.

El efecto que produce la inserción de un medio de este tipo dentro de una cavidad láser es favorecer las oscilaciones de alta intensidad frente a las de baja. De esta manera, si se genera una fluctuación dentro de la cavidad al pasar por el absorbente saturable se verá

favorecido por la mayor transmisividad del medio. Al pasar esta fluctuación por el medio activo resultará amplificada por lo que otra vez encontrará un absorbente más transparente, con lo que luego de varios recorridos dentro de la cavidad está fluctuación inicial será el pulso dominante. A través de esta modulación de las pérdidas dependiente de la intensidad el absorbente saturable facilita la formación y mantenimiento de pulsos.

1.1.2 El efecto de Lente Kerr

En general se suele presentar el índice de refracción de los materiales como independiente de la intensidad de la luz incidente, pero esto no es estrictamente cierto para un campo eléctrico de gran intensidad. En ciertas situaciones se puede observar que cuando una onda electromagnética incide en un medio, su respuesta dieléctrica, y por ende su índice de refracción, se ve afectada por el mismo campo incidente. Esta dependencia del índice de refracción, n, con la intensidad se suele representar como

$$n = n_o + \frac{1}{2} n_2 I \tag{1.9}$$

donde I es la intensidad de la luz incidente, n_2 es el coeficiente de dependencia con la intensidad y n_o es la parte independiente del índice. En la Tabla 1-2 se presentan valores típicos para un par de materiales muy utilizados en láseres de femtosegundos.

Tabla 1-2: Coeficientes del índice de refracción ($n = n_o + ½n_2I$) para distintos cristales

Cristal	n_o	n_2 ($\times 10^{-16}$ cm^2/W)
Ti:Za	1,76 @ 790 nm	3,2
Cr:LiSAF	1,41 @ 850 nm	1,5

De los datos de la Tabla 1-2 se ve que con densidades de potencias del orden de 10^{15} W/cm^2 ya se obtiene un término de variable con la intensidad comparable al término constante.

Una explicación cualitativa del origen de este efecto se puede presentar en términos de interacción de la radiación con las nubes electrónicas que rodean los núcleos. Como

resultado de la presencia del intenso campo eléctrico, las nubes electrónicas resultan distorsionadas provocando un cambio en la susceptibilidad del material, y por lo tanto el índice de refracción. Dicha variación persiste mientras persista el campo perturbador, desaparece al volver a la configuración de equilibrio y presenta la misma distribución espacio-temporal.

Este fenómeno ocurre, por ejemplo, cuando un haz de un láser incide sobre un cristal como el Ti:Za. La distribución radial de la intensidad del haz provoca una variación radial del índice de refracción que al mismo tiempo lo afecta al propagarse por el medio. Este fenómeno no lineal de generación de una distribución no uniforme del índice de refracción se conoce como *Efecto de Lente Kerr* (*Kerr-Lens Effect*).

Considerando un perfil gausiano de intensidad entonces la dependencia radial del índice de refracción del material estará dado por

$$I(r) = e^{-gr^2} \Rightarrow n = n_o + \frac{1}{2} n_2 I(r) = n_o + \frac{1}{2} n_2 e^{-gr^2} \qquad (1.10)$$

Con un coeficiente n_2 positivo, como el que presenta el cristal de Ti:Za, el índice de refracción del centro resulta mayor que el de la periferia, lo que provoca un efecto de lente convergente. Si el material que atraviesa el haz intenso es delgado, la radiación sufrirá una alteración similar a la que sufriría al pasar por una lente, es decir será un poco más convergente que lo que era al entrar al material. En cambio, si el material es suficientemente largo, el proceso de enfoque se verá acrecentado por el incremento del poder de la lente dinámica que el enfoque del mismo haz provoca. Este proceso de enfoque del haz, que se suele conocer como *autoenfoque* (*self-focusing*) aumentará hasta que el fenómeno de difracción lo balancee y estabilice el tamaño del haz. En la Figura 1.4 se muestra una ilustración del efecto.

Si se asume que la longitud focal de la lente que se forma por efecto Kerr es mucho mayor que la longitud del medio Kerr, y se considera una variación parabólica del índice de refracción, se puede estimar como primera aproximación que el foco de la lente Kerr estará dada por[47]

$$f = \frac{\omega^2}{4n_2 I_o L} \tag{1.11}$$

donde ω es la cintura del haz, n_2 es el índice no lineal, $I_o = P_{pico}/\pi\omega^4$ es la intensidad pico y L es el largo del medio Kerr. Para valores típicos de ω = 50 μm, L= 4,75 mm y P_{pico} = 100kW se tiene que la lente de Kerr es del orden de 30 cm de distancia focal.

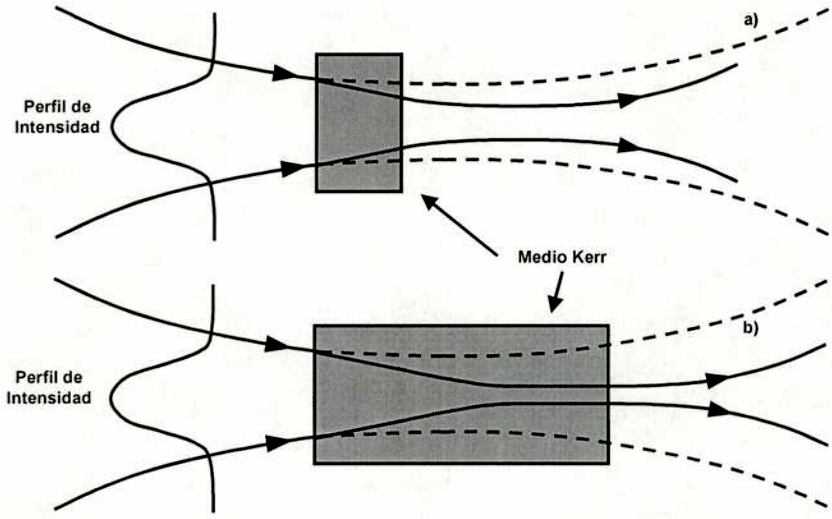

Figura 1.4: Representación del efecto Kerr. a) En un medio delgado se produce un efecto similar al de una lente convergente. b) En un material grueso el enfoque continuo de la lente Kerr se equilibra por la difracción del haz, produciéndose el efecto de autoenfoque. En ambos casos si no existiera el efecto de lente Kerr, el haz no variaría su divergencia natural marcada en líneas punteadas.

Con pulsos de suficiente intensidad este efecto de autoenfoque se puede producir en cualquier medio material, incluso en el aire. En este caso el efecto se lo conoce como *autoguiado* (*self-guiding)*, ya que el mismo haz forma un gradiente de índice de refracción que lo mantiene confinado como en una guía de ondas o fibra óptica.

1.1.3 La Automodulación de fase

Como se señaló en el punto anterior, el índice de refracción presenta una dependencia con la intensidad del campo eléctrico con el que interactúa. En el caso de un haz láser, la distribución radial de la intensidad provoca la variación radial del índice de refracción, lo que termina provocando el fenómeno de autoenfoque. Ahora cuando la radiación láser es pulsada, la variación temporal de la intensidad del campo eléctrico

también provoca una variación temporal del índice de refracción, generando en este caso lo que se conoce como *automodulación de fase* (*Self-Phase-Modulation* o SPM). El origen de este efecto es análogo al de autoenfoque, pero su efecto ocurre en el dominio de las frecuencias y no del espacio.

Para ver la consecuencia de este efecto, consideremos una onda plana en el medio material. La onda plana se expresa como

$$E(t,x) = E_o e^{i(\omega_o t - kx)}, \qquad k = \frac{\omega_o}{c} n(t) \tag{1.12}$$

Teniendo en cuenta que la frecuencia instantánea es la derivada temporal de la fase, resulta que

$$\omega(t) = \frac{\partial \phi(t)}{\partial t} = \frac{\partial(\omega_o t - k(t)x)}{\partial t} = \omega_o - \frac{\omega_o}{c}\frac{\partial n(t)}{\partial t} x = \omega_o - \frac{\omega_o n_2}{2c} x \frac{\partial I(t)}{\partial t} \tag{1.13}$$

de donde la variación de la frecuencia es

$$\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_o = -\frac{\omega_o n_2}{2c} x\alpha(t), \qquad \alpha(t) = \frac{\partial I(t)}{\partial t} \tag{1.14}$$

Aplicado este resultado a un pulso de luz implica que en el frente del pulso, en donde $\alpha(t)>0$, se produce una variación hacia las frecuencias menores, es decir un corrimiento al rojo. Por el otro lado, en la cola del pulso, donde $\alpha(t)<0$, lo que se genera son frecuencias mayores, es decir un corrimiento al azul.

En cierto sentido este efecto es similar al efecto de corrimiento Doppler. En el efecto Doppler la frecuencia de la onda varía debido a la velocidad relativa entre emisor y receptor, pero la velocidad de la onda en el medio resulta constante. En la automodulación de fase el corrimiento de la frecuencia se produce justamente por la variación de la velocidad de la onda en el medio.

1.1.4 Control de la dispersión del retardo de grupo

La envolvente de un pulso de luz tardará en pasar por un medio trasparente de largo L un tiempo T dado por

$$T = \frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{d(kL)}{d\omega} = L\frac{dk}{d\omega} = \frac{L}{v_g}; \qquad v_g = \frac{1}{\frac{dk}{d\omega}} = \frac{1}{\frac{1}{c}\left(n(\omega) + \omega\frac{dn}{d\omega}\right)} \tag{1.15}$$

donde φ es la fase en el dominio de la frecuencia. A T se la conoce como *retardo de grupo* y a v_g como velocidad de grupo*. A esta velocidad no se la debe confundir con la velocidad de fase dada por

$$v_{fase} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{n(\omega)} \tag{1.16}$$

ya que esta describe la velocidad de una onda plana e infinita.

Como se mencionó anteriormente, para la generación de pulsos por trabado de modos, el tiempo de viaje dentro de la cavidad (T_R) debe ser el mismo para todas las componentes de frecuencia del pulso, es decir que todas deben tener el mismo retardo de grupo. De otra manera se tendría que algunas componentes irían acumulando fase en las sucesivas vueltas dentro de la cavidad y ya no aportarían constructivamente al pulso.

La condición que el retardo de grupo sea igual para todas las componentes es equivalente a que se cumple que la dispersión del *dispersión en el retardo de grupo* (*GDD* por *Group Delay Dispersion*), dada por

$$GDD = \left.\frac{dT}{d\omega}\right|_{\omega_o} = \left.\frac{d^2\varphi}{d\omega^2}\right|_{\omega_o} = L\frac{\lambda^3}{2\pi c}\frac{d^2n}{d\lambda^2} \tag{1.17}$$

sea nula. Cuando esto no ocurre, debido a que algunas componentes se adelantan respecto de otras en el viaje dentro de la cavidad, entonces el pulso se irá distorsionando presentando un barrido de la frecuencia instantánea o *chirp*. Cuando un pulso limitado por transformada de ancho temporal τ atraviesa un medio material, se puede ver que su ancho temporal a la salida estará dado por

$$\tau_s = \sqrt{\tau^2 + GDD^2\,\Delta\omega^2} \tag{1.18}$$

Si se considera, a modo de ejemplo, un pulso de 30 fs de duración, con ancho espectral de 30 nm centrado en 800 nm, que atraviesa 5 mm de cuarzo sintético. Según los

* En realidad solo en una dimensión coincide con el concepto de velocidad aunque verdaderamente ésta no es una magnitud vectorial.

datos del gráfico* de la Figura 1.5, su ancho temporal a la salida será de $\tau_s = 32$ fs, pero si el pulso a la entrada es de 15 fs, a la salida tendrá 26 fs debido a la dispersión.

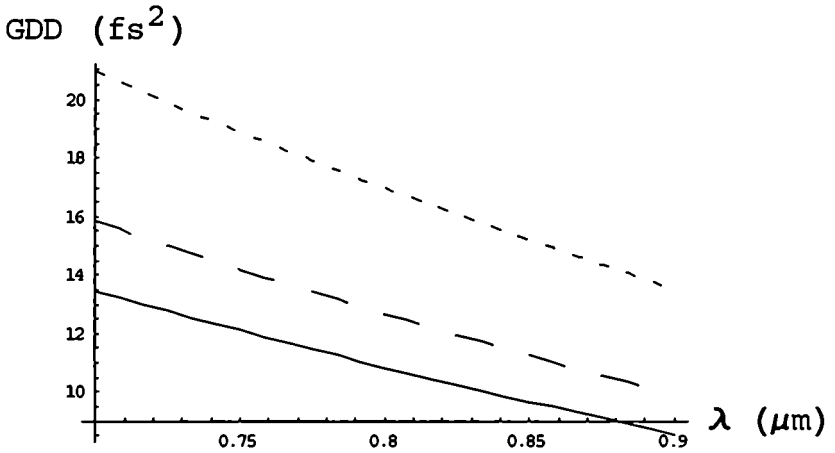

Figura 1.5: Dispersión de retardo de grupo en función de la longitud de onda para un espesor de 1 mm de material. La línea de guiones cortos corresponde al eje extraordinario del Zafiro, la de guiones largos al extraordinario del cuarzo cristalino y la llena al cuarzo sintético.

En el láser de Ti:Za una fuente de barrido en frecuencia positiva es la automodulación de fase que se produce en el propio cristal. Cuando un pulso que viene con un barrido de frecuencia positivo o nulo sufre SPM, las nuevas frecuencias más rojas se producen en el flanco ascendente (adelante) y las más azules detrás, es decir que el barrido aumenta. Cabe destacar que en este caso solamente varía el espectro del pulso, pero su duración no se ve afectada.

La otra fuente importante de barrido en frecuencia en este láser es la que ocurre normalmente al atravesar los medios materiales. La *dispersión del retardo de grupo*, $dT/d\omega$, o equivalentemente la *dispersión de la velocidad de grupo* (GVD por *Group Velocity Dispersion*), $d^2k/d\omega^2$, ocurre en todos los medios transparentes y se debe a la dependencia del índice de refracción con la frecuencia. Para la mayoría de los medios, la dispersión es positiva, por lo que ambos efectos contribuyen al adelantamiento de las frecuencias más bajas respecto de las más altas. Para mantener el pulso formado en un ida y vuelta se necesita de un sistema que introduzca GDD negativo de manera de compensar.

* Las curvas fueron realizadas a partir de las expresiones y los datos del sitio web de la compañía CVI: http://www.cvilaser.com/static/tech_dispersion.asp#2.

Como resulta inevitable la existencia de dispersión positiva en una cavidad láser (por ejemplo en el material del medio activo), para que pueda generar pulsos ultracortos es necesario incluir dentro de la misma algún sistema que la compense. El método más usado para generar GDD negativo intracavidad es el doble pasaje por un par de prismas[48] (Figura 1.6). La dispersión angular y la separación de los prismas controlan la dispersión total del sistema, por lo que eligiendo correctamente estos parámetros es posible introducir el GDD negativo necesario para compensar el positivo que produce el resto de la cavidad y el mismo material de los prismas.

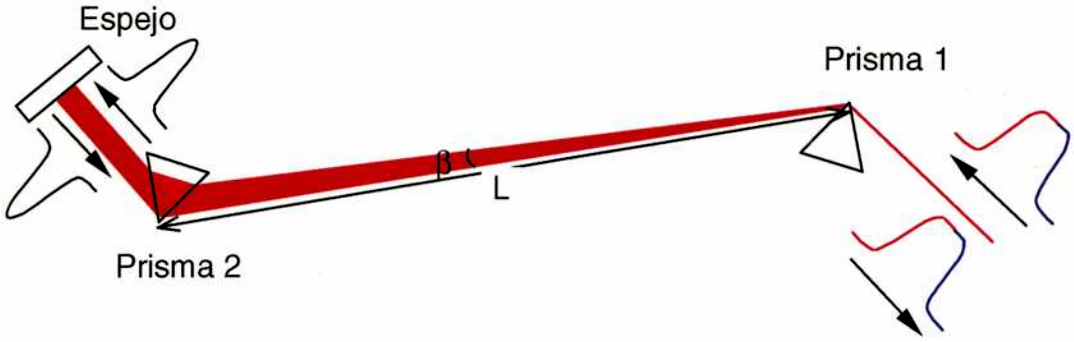

Figura 1.6: Esquema del doble pasaje por un par de prismas y su efecto sobre el chirp del pulso. Los prismas están dispuestos de manera que la cara de salida del primero es paralela a la cara de entrada del segundo. El pulso entra al sistema con chirp positivo, llega al espejo que lo devuleve por el mismo camino con todas las componentes en fase y sale con un chirp negativo que precompensa la dispersión del resto de la cavidad.

Otro método existente para introducir GDD negativo es la utilización dentro de la cavidad de espejos con recubrimiento dieléctrico especialmente diseñados para introducir este tipo de dispersión[49]. Los *chirped mirrors*, como se conocen a estos espejos, se diseñan especialmente para la cavidad en donde han de ser usados. Estos espejos están constituidos por capas dieléctricas de distinto espesor e índice de refracción que hacen que las distintas componentes de frecuencia del pulso sean reflejadas a distintas profundidades del recubrimiento (Figura 1.7). Con una periodicidad que aumenta con la profundidad se consigue que las longitudes de onda mas largas deban recorrer un camino más largo dentro del espejo antes de reflejarse, produciendo como efecto final que se retrasen respecto de las más cortas, es decir generando un barrido en frecuencia negativo. La reflexión se produce como resultado de la interferencia constructiva de las ondas que se reflejan parcialmente en cada interfase entre medios de alto y bajo índice de refracción. Estos espejos tienen la ventaja que por construcción se conoce con precisión el GDD que introducen en cada

reflexión, pero el hecho que este sea fijo requiere de algún otro elemento extra dentro de la cavidad si se desea variar la dispersión total intracavidad.

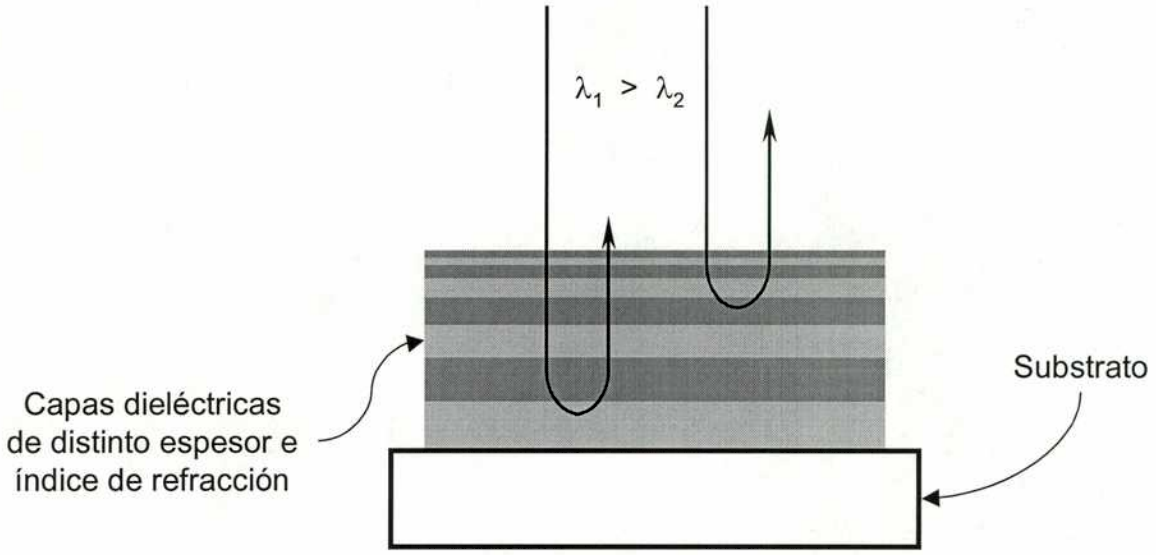

Figura 1.7: Ilustración de un *chirped mirror* y del principio de su funcionamiento.

Los pulsos de menor duración y mayor ancho espectral obtenidos directamente del oscilador hasta el momento se han logrado utilizando estos espejos en combinación con un par de prismas intracavidad[50]. La duración de estos pulsos es de tan solo 5 fs, lo que para una longitud de onda de 800 nm representa apenas 2 oscilaciones del campo eléctrico, y el ancho de banda que presentan se extiende una octava, desde los 600 a los 1200 nm.

1.1.5 El funcionamiento pulsado del KLM-Ti:Za

Como ya se mencionó anteriormente, este láser puede funcionar en forma continua o pulsada. El mecanismo que discrimina entre uno y otro modo de funcionamiento en el Ti:Za surge a partir del efecto de autoenfoque en combinación con una apertura intracavidad, y es similar a la acción de un absorbente saturable de gran velocidad de respuesta. Como consecuencia de la mayor potencia pico, el efecto de lente Kerr en el cristal de Ti:Za es más acentuado en el modo pulsado que en el continuo, produciendo que el diámetro del haz continuo sea mayor. Esta diferencia de diámetro hace que, con una apertura dentro de la cavidad, se genere un efecto de modulación de pérdidas dependiente de la intensidad similar al efecto de un absorbente saturable[51]. El efecto, que se muestra esquemáticamente en la

Figura 1.8, se denomina *automodulación de amplitud* (SAM por *Self Amplitude Modulation*) ya que son los mismos pulsos los que provocan la modulación de amplitud y ganancia que traba los modos.

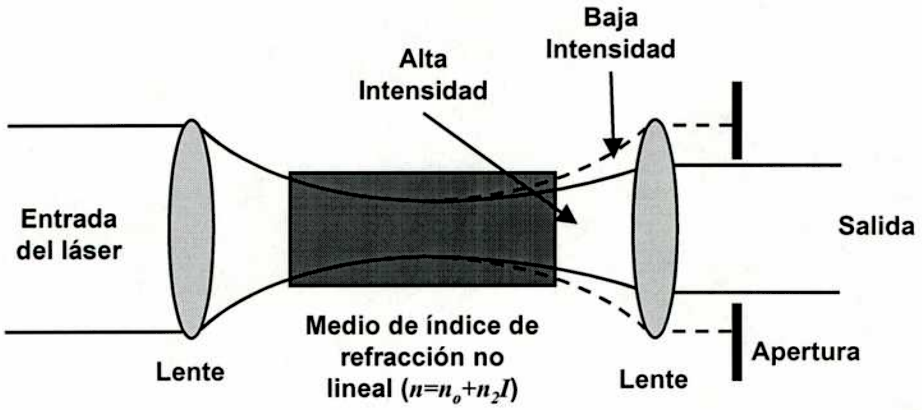

Figura 1.8: Esquema de la modulación de las pérdidas por efecto de lente Kerr.

La apertura puede ser una apertura sólida, es decir un verdadero iris intracavidad, o lo que se denomina una *apertura suave*, que es la que produce el modo del bombeo en el cristal. En este último caso, si el láser se encuentra apropiadamente alineado, la cintura del haz de bombeo funcionará como la apertura que transforma la modulación del haz del láser en modulación de las pérdidas. La discriminación entre regímenes que este efecto produce puede hacer que la potencia media de salida llegue a ser un 50% más que la de continua[52].

Este efecto permite seleccionar un régimen sobre el otro pero no resulta suficiente para conformar los pulsos dentro de la cavidad. La acción combinada y sucesiva de la automodulación de fase en el cristal, la GDD positiva de los materiales y la GDD negativa del doble pasaje por el par de prismas es la responsable de la conformación tipo solitón[53] del pulso dentro de la cavidad.

La Figura 1.9 es un esquema de una cavidad de cuatro espejos en equis (denominada así por el cruce existente entre ambas ramas del oscilador) típica de un láser KLM-Ti:Za. Si bien la GDD acumulada en un ida y vuelta dentro de la cavidad debe ser cercana a cero, no ocurre así con la dispersión producida por cada elemento individual. Los pequeños recuadros a lo largo de la cavidad muestran cualitativamente como varían las características del pulso en su recorrido dentro del oscilador[54,55,56].

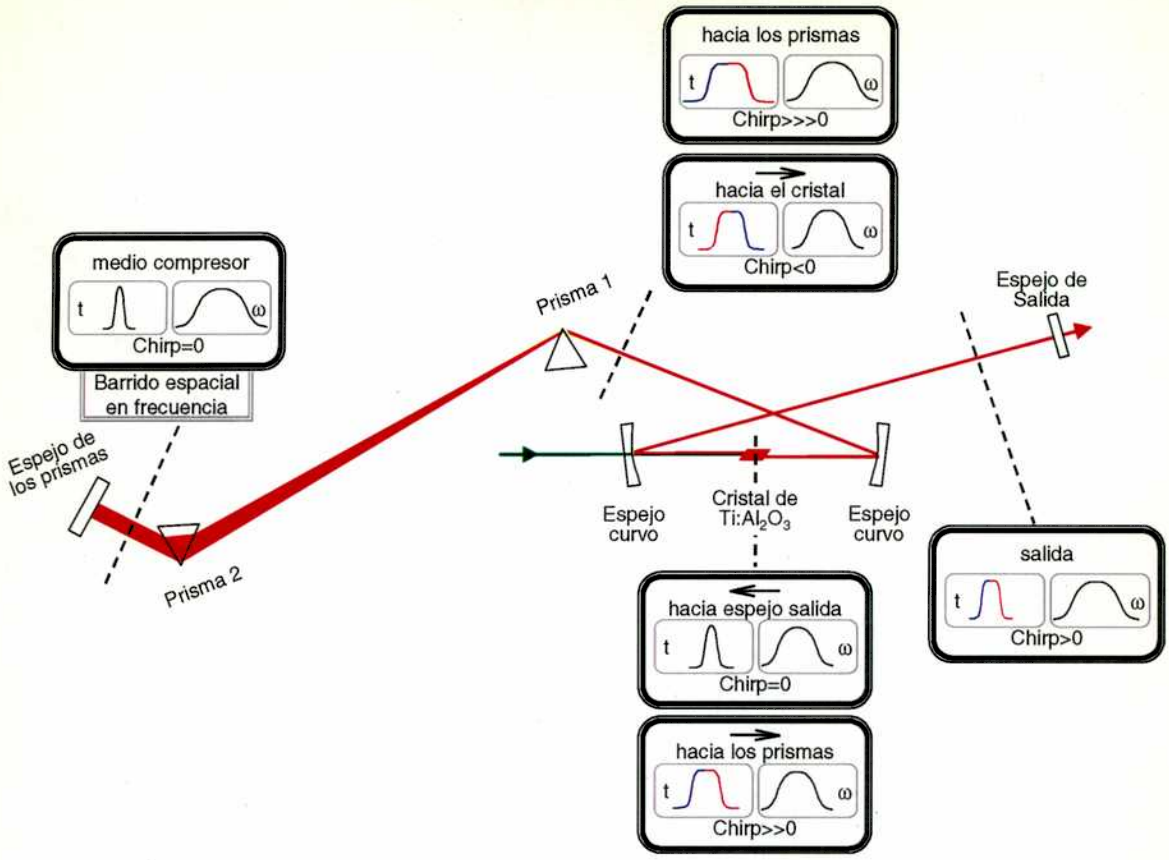

Figura 1.9: Diagrama de una cavidad en X de cuatro espejos, típica de un láser de Ti:Za. Los recuadro muestran las características del pulso en distintos lugares de la cavidad.

La disposición del par de prismas en una sola de las ramas del oscilador provoca que el pulso no sea igual en su pasaje de ida y de vuelta por el cristal, lo que implica que los efectos no lineales que en él se producen son de distinta intensidad. En el esquema se puede ver que el pulso está limitado por transformada (i.e. su duración es mínima) en dos lugares de su recorrido, dentro del cristal y en un plano intermedio del sistema de dos prismas. Por esto algunas configuraciones, aunque resulte necesario la utilización de otro par de prismas extracavidad para compensar el corrimiento espacial que presentan los modos en dicha posición, emplean el espejo de la rama de los prismas como espejo de salida. Cabe recordar que la SPM modifica el espectro pero no la duración del pulso, mientras que la GDD modifica la duración del pulso pero no el espectro. Un desarrollo más detallado del funcionamiento de este tipo de láseres excede el marco de este trabajo, pero formalismos y modelos específicos se pueden encontrar en la literatura[39,54,57,58].

El modo más usual de utilización de este láser es con un GDD total negativo pero cercano a cero, ya que de esta manera se generan directo del oscilador los pulsos más cortos

y con menor barrido de frecuencia. Sin embargo, aunque no se use muy habitualmente, este láser también puede funcionar con GDD total positivo[59]. En este caso la conformación de pulsos se produce por un mecanismo un poco diferente[60]. La *ganancia dispersiva* (*dispersive gain*) actúa como mecanismo de acortamiento de pulsos con barrido de frecuencia al recortar los extremos de alta y baja frecuencia de los mismos. Este efecto se ve balanceado por el ensanchamiento que produce la GDD positiva. En el dominio de las frecuencias, lo que provoca la ganancia dispersiva es que el ancho espectral del pulso se reduzca, pero esto se compensa con SPM, igual que en el otro régimen. Los pulsos resultantes a la salida del oscilador son en este caso mucho más largos y con un gran barrido en frecuencia. Otra diferencia notable entre ambos funcionamientos pulsados reside en el espectro de emisión. Mientras que en el caso de GDD negativo el perfil del espectro es bastante suave y su ancho aumenta al aumentar el GDD, en el caso de GDD positivo el perfil del espectro presenta unos flancos muy abruptos y su ancho disminuye al incrementarse el GDD intracavidad.

1.2 Diseño y armado del oscilador del LEC

El Laboratorio de Electrónica Cuántica cuenta con el único láser de Ti:Za-KLM existente hasta la fecha en el país. Parte del presente trabajo consistió en rediseñar y reconstruir la cavidad del láser de manera de mejorar la estabilidad y la facilidad de funcionamiento respecto al diseño existente previamente (antes del año 1998).

1.2.1 El oscilador

El diseño de la cavidad, que se muestra en la Figura 1.10, está inspirado en el modelo de oscilador de Murnane y Kapteyn[61]. El oscilador es básicamente una cavidad de cuatro espejos en X, con dos espejos adicionales, EP1 y EP2, para "plegar la cavidad" y reducir así la superficie total ocupada por la plantilla del oscilador. La lente de bombeo (LB) enfoca

sobre el cristal de Ti:Za el haz proveniente de un láser comercial (Verdi de Coherent) de Nd:Vanadato continuo doblado intracavidad de 5 W de potencia en 532 nm*.

Tanto el espejo EC1 como EC2 son cóncavos de 10 cm de radio de curvatura y poseen un recubrimiento dieléctrico de alta reflectividad para longitudes de onda cercanas a los 800 nm y de baja para los 500 nm (son los denominados *pump-through mirrors*). El cristal de Ti:Za es de 4,75 mm de largo y sus caras están cortadas en ángulo de Brewster para reducir las pérdidas por reflexión. El soporte de la barrita está refrigerado por un circuito cerrado de agua de manera de estabilizar la temperatura del cristal.

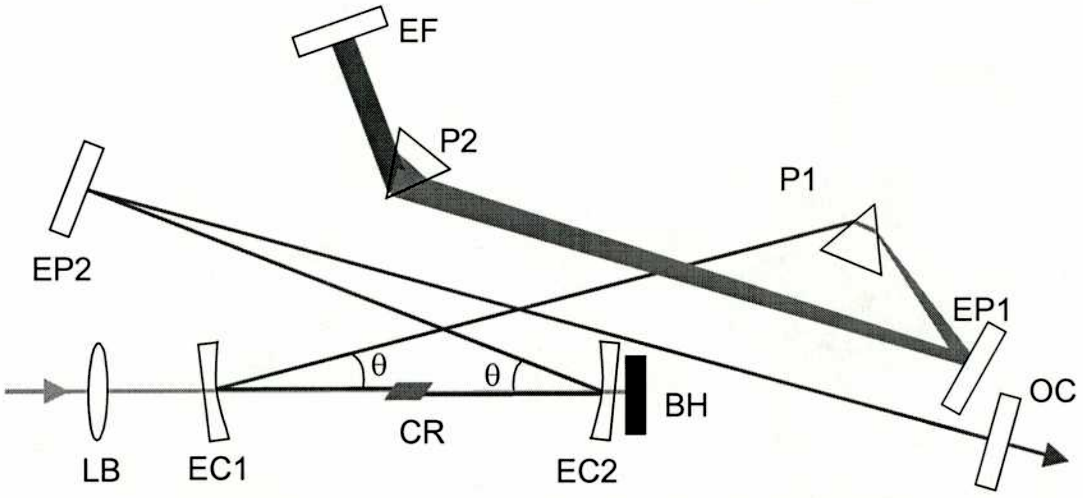

Figura 1.10: Esquema del Ti:Za del LEC. CR: Cristal de Ti:Al_2O_3, EC1: Espejo Curvo 1 (Pump-Through), EC2: Espejo Curvo 2 (Pump-Through), EF: Espejo final, EP1: Espejo Plano 1, EP2: Espejo Plano 2, LB: Lente de enfoque Bombeo, OC: Espejo de Salida, P1: Prisma 1, P2: Prisma 2, BH: Bloquea Haz

Tal como se puede apreciar a partir del esquema de la Figura 1.10, a ambos lados del cristal de Ti:Za se extienden dos ramas. La rama que contiene los dos prismas utilizados para la compensación de dispersión es más larga que la rama del acoplador de salida. Esta asimetría es importante para la estabilidad del funcionamiento pulsado del láser[52,62]. El ángulo θ que forma el haz al reflejarse en los espejos curvos EC1 y EC2 (Figura 1.10), se elige de manera compensar el astigmatismo introducido por el pasaje del haz por el cristal de caras cortadas en de Brewster. Este ángulo se puede determinar a partir de la siguiente expresión[63]

* En el esquema no se muestra, pero previo a pasar por la lente el haz de bombeo pasa por un periscopio rotador de polarización, con espejos a 90°, que además de ajustar la altura del haz, rota el plano de polarización haciéndolo paralelo a la mesa óptica.

$$\theta = 2\arccos\left[-\frac{C}{2}+\sqrt{\left(\frac{C}{2}\right)^2+1}\right], \qquad C=\frac{t\left(n^2-1\right)\sqrt{n^2+1}}{n^4 R} \tag{1.19}$$

donde t es el largo del cristal, n el índice de refracción y R es el radio de curvatura del espejo curvo. Con un largo de t = 4,75 mm y un índice de refracción de 1,76, como es el caso de los elementos del láser armado, se encuentra que θ = 16,58°.

Los prismas de la cavidad son de cuarzo sintético (fused silica) con ángulo de refringencia de 69,3° para que el ángulo de incidencia para desviación mínima coincida con el ángulo de Brewster y minimizar así las pérdidas por reflexión. Finalmente los espejos EF, EP1 y EP2 son espejos dieléctricos de alta reflectividad en los 800 nm, mientras que el acople de salida, el espejo OC, tiene una reflectividad del 88 % a esa longitud de onda. En el Apéndice I se presenta un cuadro con un detalle de toda la óptica usada para construir el oscilador. La Tabla 1-3 resume en un cuadro las principales distancias entres los elementos que componen la cavidad (denominadas de igual manera que en la Figura 1.10).

Tabla 1-3: Distancias entre los elementos de la cavidad del láser de Ti:Za.

Elementos	Distancia (mm)	Elementos	Distancia (mm)
LB-CR	110	P1-EP1	198
EC1-CR	50	EP1-P2	415
EC2-CR	50	P2-EF	109
EC1-EC2	105	EC2-EP2	140
EC1-P1	297	EP2-OC	465

De estos datos surge que el largo total de la cavidad es de 1,73 m, mientras que la distancia entre prismas es de 613 mm aproximadamente.

En la Figura 1.11 se muestra una foto actual del láser construido. Sobre la misma foto se ha dibujado el camino que sigue el haz dentro de la cavidad para hacerla más ilustrativa. La caja que contiene al láser ocupa una superficie rectangular de 70 cm × 45 cm y tiene una altura de unos 25 cm. Sus funciones principales son minimizar el movimiento de aire en el camino del haz, lo que mejora notablemente la estabilidad de funcionamiento del láser, y reducir el depósito del polvo ambiente sobre los componentes ópticos del sistema.

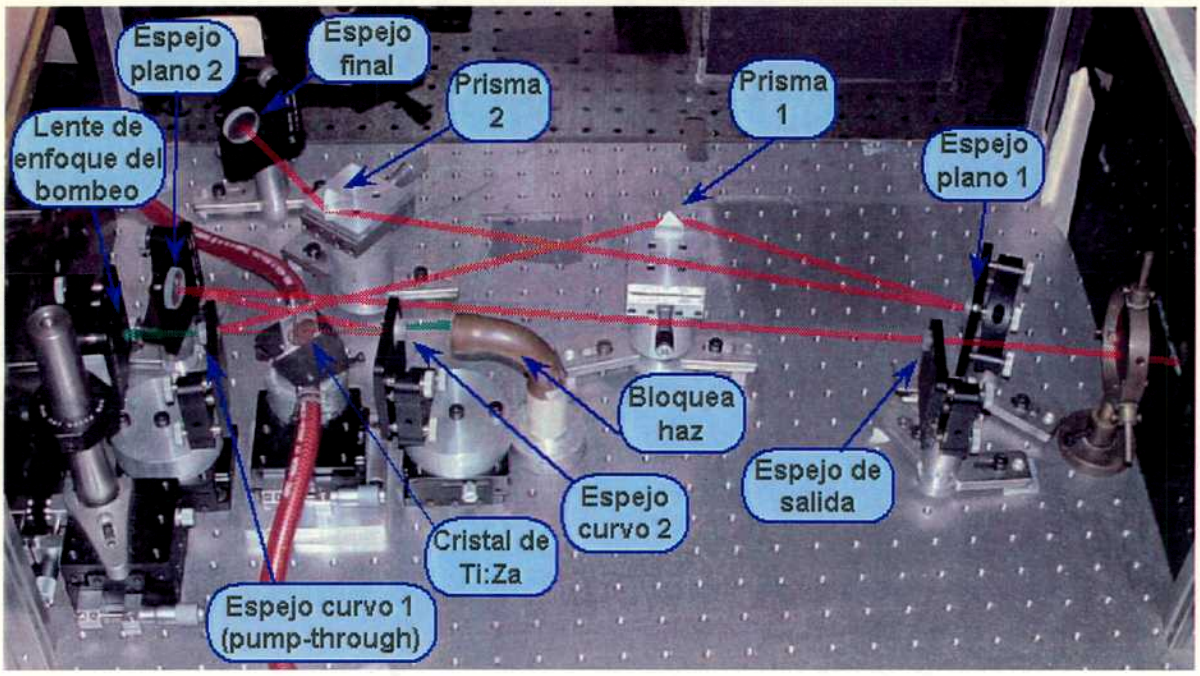

Figura 1.11: Foto del láser de Ti:Za del LEC con detalle del camino del haz.

1.2.2 Sistemas de monitoreo

Para controlar el funcionamiento del láser resulta conveniente disponer de sistemas para monitorear en forma permanente la emisión de la salida. Para el láser del LEC se han armado dos sistemas, un monitor de pulsos y un monitor de espectro, que toman la señal de distintas pérdidas de los espejos del oscilador (Figura 1.12). El monitor de pulsos resulta útil para verificar que el láser esté emitiendo pulsos simples y de intensidad uniforme, mientras que el monitoreo del espectro brinda información acerca del ancho y la forma del espectro de emisión.

Cabe destacar que además de estos sistemas de monitoreo existen mediciones que permiten caracterizar la emisión de salida del láser, como ser la medición de la potencia media de salida o la determinación de la duración de los pulsos. En este apartado se tratarán los dos sistemas de monitoreo y la medición de la potencia de salida. La caracterización temporal de los pulsos es el tema sobre el que se centra el capítulo 3, por lo que esta característica del láser construido se presenta en la sección 3.2.1 (página 56).

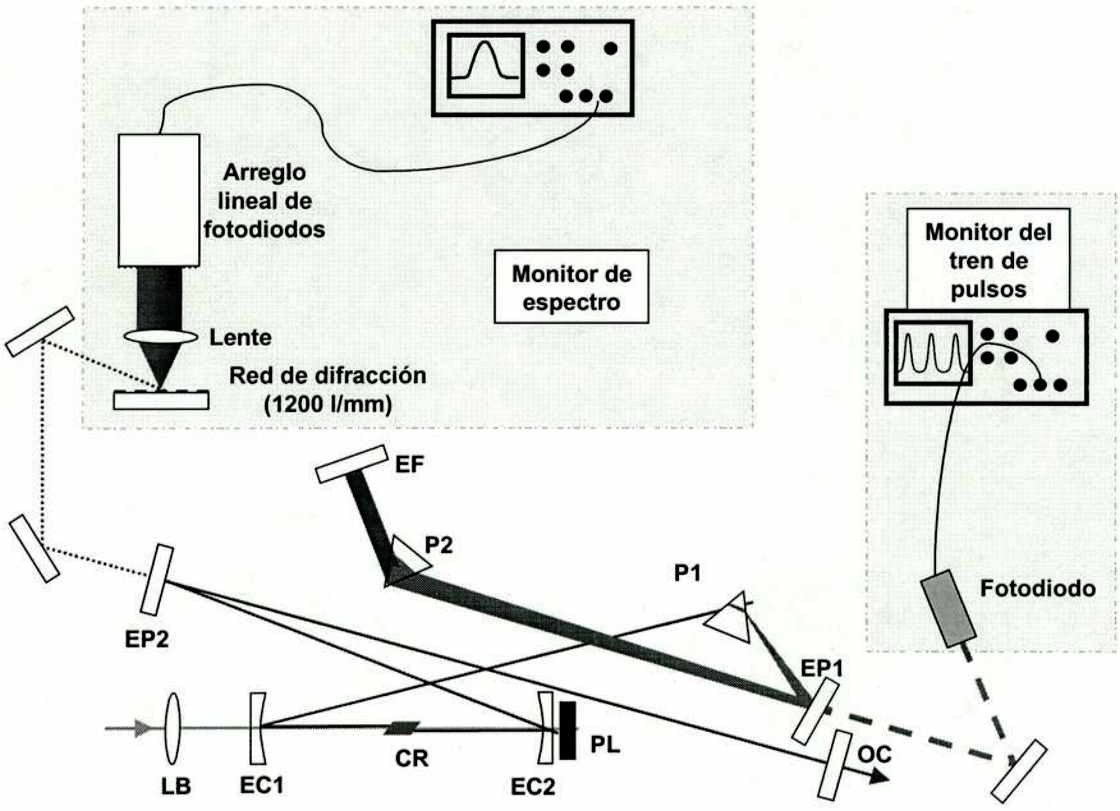

Figura 1.12: Esquema del Ti:Za con detalle de los sistemas de monitoreo

1.2.2.1 Monitoreo del tren de pulsos

Para monitorear los pulsos, una pérdida del espejo EP1 es dirigida hacia un fotodiodo rápido (2 ns de tiempo de trepada), siendo su señal registrada en un osciloscopio de 400 MHz y 5 Gs/seg en modo *sampling* (LeCroy modelo 9400A). De esta manera es posible distinguir entre el funcionamiento pulsado y continuo del láser y, dentro del funcionamiento pulsado, si es de pulsos simples (Figura 1.13-a), dobles* (Figura 1.13-b) o con alguna modulación adicional de amplitud.

La muestra de la emisión para este monitoreo puede ser tomada de la pérdida de cualquier espejo de la cavidad, ya que el pulso a lo largo de todo su recorrido dentro del oscilador es mucho más corto que el tiempo de respuesta del fotodiodo.

---

* La presencia de pulsos dobles, o de doble pico, puede deberse a la existencia de términos de dispersión de orden mayor a los lineales[58]. Si este es el caso una prueba que podría realizarse sería variar la distancia entre prismas y verificar si se reduce la frecuencia de aparición de este régimen.

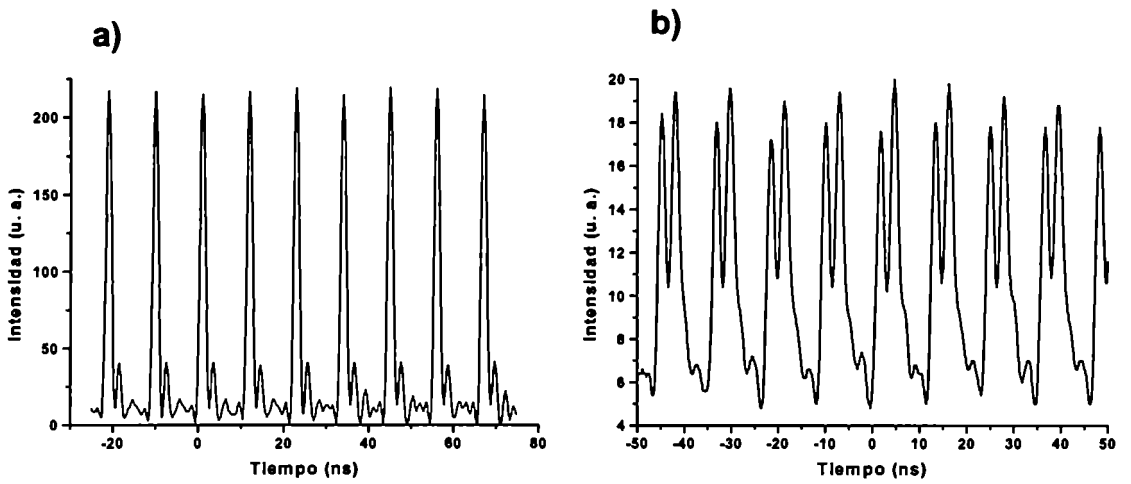

Figura 1.13: Trazas de pulsos obtenidos del osciloscopio a) Pulsos simples b) Ejemplo de pulsos dobles

En la Figura 1.13 se puede apreciar que el período del tren de pulsos que emite el láser (T_R) es de unos 11 ns, lo que resulta del mismo orden de lo que surge de la ecuación (1.7) para una cavidad 1,73 m largo como la armada.

1.2.2.2 Monitoreo del espectro de emisión

Para monitorear el espectro, una pérdida del espejo EP2 es dirigida hacia una red de difracción de 1200 líneas/mm, incidiendo de manera que el primer orden de salida sea perpendicular a la red. La luz proveniente de la red es colectada por una lente de 30 cm de distancia focal y detectada por un arreglo lineal de 2048 fotodiodos situado a una distancia de la lente igual a la distancia focal de la misma. El arreglo de fotodiodos genera una señal registrable en un osciloscopio en la que el barrido temporal corresponde a la posición del fotodiodo y la tensión a la intensidad detectada. La traza oscilográfica así obtenida resulta indicadora del ancho y la forma del espectro de emisión de los pulsos. En la Figura 1.14 se muestran espectros típicos obtenidos en distintos regímenes de funcionamiento del láser.

Para este monitoreo no resulta indistinto la selección del lugar dentro de la cavidad de donde se tome la muestra, ya que, según se explicó en el punto 1.1.5 (página 18), el espectro del pulso varía a lo largo de su recorrido en la cavidad. En el caso del oscilador construido se ha tomado la muestra de una pérdida del espejo EP2, ya que, según el análisis realizado, el espectro en ese lugar es el mismo que a la salida del oscilador.

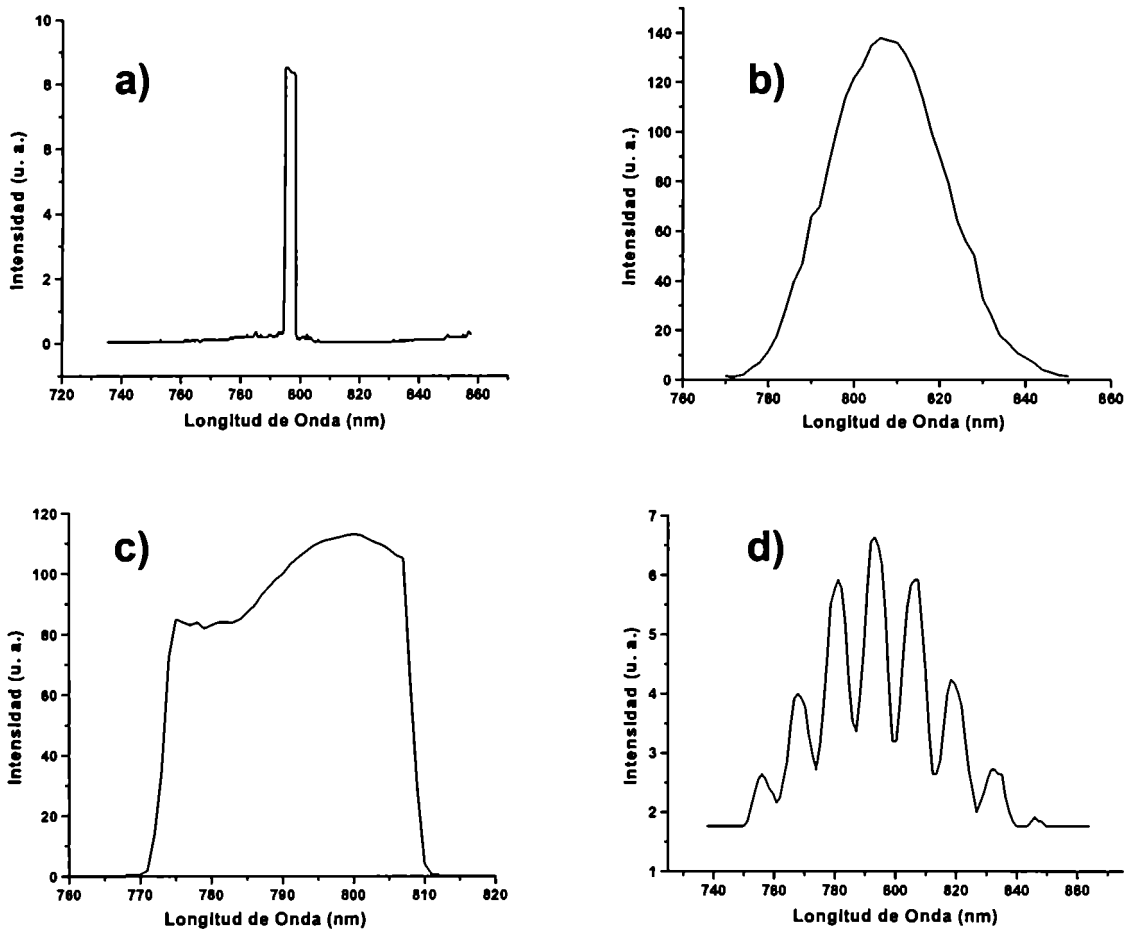

Figura 1.14: Señal registrada por el monitor de espectro*. a) modo continuo, b) Modo pulsado en el régimen de dispersión negativa, c) modo pulsado en el régimen de dispersión positiva y d) Espectro de un pulso doble cuya separación es de 160 fs aproximadamente.

El espectro angosto y saturado del la Figura 1.14-a) corresponde al funcionamiento continuo del láser, mientras que las Figura 1.14-b), c) y d) muestran el espectro de emisión cuando el láser funciona con sus modos trabados. El espectro del caso b), que se caracteriza por tener un perfil suave y por ensancharse al aumentar la cantidad de vidrio dentro de la cavidad, por lo que corresponde a la situación en que la dispersión total del retardo de grupo es negativa. El caso c) es un ejemplo de espectro con dispersión total positiva, caracterizado por sus flancos abruptos y por su reducción del ancho frente a aumentos de la cantidad de vidrio dentro de la cavidad. Cabe mencionar que si bien el Ti:Za puede operar en ambos regímenes de dispersión, el modo de dispersión negativa es mucho más estable y de pulsos mucho más cortos que el modo de dispersión positiva.

La Figura 1.14-d) muestra el aspecto del espectro en la situación en que el oscilador emite pulsos dobles con una separación temporal de unos 160 fs aproximadamente. Cuándo la separación temporal de los picos de un pulso doble es menor al nanosegundo, el comportamiento no resulta detectable por el monitoreo del pulso debido a que este es su límite de respuesta temporal. Sin embargo, cuando la separación es menor a unas pocas centenas de femtosegundos se produce en el espectro una notable modulación proveniente de la interferencia de los espectros de ambos pulsos. El espectro de emisión estará modulado por el término [1+ $cos(\omega T)$], donde T es la separación temporal de los picos del pulso doble. Esta distancia se puede estimar a partir de la distancia entre las franjas del espectro según

$$2\pi = \Delta\omega T \approx \frac{2\pi c}{\lambda^2}\Delta\lambda \quad \Rightarrow \quad T \approx \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda} \tag{1.20}$$

De esta expresión se puede ver también que $\Delta\lambda$, la interfranja de la modulación, resulta inversamente proporcional a la separación entre pulsos, i.e una separación entre picos grande genera una distancia pequeña entre franjas. El máximo T detectable dependerá de la resolución con la que se mida el espectro, mientras que la separación temporal mínima dependerá del ancho total del espectro.

Esta variedad de comportamientos demuestra la importancia de tener sistemas de monitoreo continuo. Un tren de pulsos como el de la Figura 1.13-a y un espectro del tipo de la Figura 1.14-b serían los indicadores para el funcionamiento generalmente preferido del Ti:Za, pero otras combinaciones podrían también ser deseables de generar para aplicaciones o experimentos determinados.

Cabe destacar que los 35 nm de ancho mitad del espectro de la Figura 1.14-b implica un pulso limitado por transformada de unos 27 fs, de acuerdo con los datos de la Tabla 1-1 (página 10) asumiendo un pulso de perfil gausiano.

1.2.2.3 Potencia media, pico y energía por pulso

Para medir la potencia de salida se empleó un medidor de potencia convencional, como el modelo Broad Band Power/Energy Meter 13PEM001 de Melles Griot. El tiempo de respuesta de estos detectores resulta mucho mayor que la duración de los pulsos (no suelen

* En los gráficos la escala de longitudes de onda es sólo aproximada.

ser más rápidos que unas fracciones de Hertz), por lo que la lectura que estos brindan es la potencia media de salida. En el caso del láser del laboratorio, al ser bombeado con 5 W de potencia, la salida varía entre los 300 y 500 mW, dependiendo de la calidad de la alineación y la limpieza de la óptica del oscilador.

Con la medición de esta cantidad y de la frecuencia de repetición (f_{rep}), o distancia entre pulsos (T_R), se puede calcular la energía por pulso según

$$E_{pulso} = P_{media} \times T_R = \frac{P_{media}}{f_{rep}} \tag{1.21}$$

Entonces según esta expresión, los pulsos del láser del descripto en este trabajo resultan ser de 4,4 nJ de energía aproximadamente, teniendo en cuenta una potencia media de salida de 400 mW y un tiempo entre pulsos de 11 ns.

La otra magnitud de interés es la potencia pico. Esta se puede estimar a partir de la expresión

$$P_{pico} = \frac{E_{pulso}}{\tau_{pulso}} = \frac{T_R}{\tau_{pulso}} P_{media} = \frac{P_{media}}{\tau_{pulso} \times f_{rep}} \tag{1.22}$$

donde τ_{pulso} es la duración del pulso. Tomando como la duración del pulso los 27 fs que soportaría el espectro de la Figura 1.14-b, la potencia pico obtenible es de unos 136 kW aproximadamente.

Capítulo 2: Amplificación de pulsos láser

Los pulsos ultracortos generados directamente de osciladores de Ti:Za han encontrado diversidad de aplicaciones entre los que se puede mencionar experimentos de tipo *bombeo y sonda*[64] (*pump and probe*), microscopía de fluorescencia por absorción de dos fotones[65] y generación de ultra continuo mediante fibras ópticas micro estructuradas[66], entre otros. Los láseres KLM-Ti:Za generan pulsos con una potencia media de salida típica de 500 mW y una frecuencia de repetición del orden de los 100 MHz. Esto implica que los pulsos de algunas decenas de femtosegundos de duración, se caracterizan por tener energías del orden de los nanoJules y potencias pico de centenas de kW.

Sin embargo, existen otras aplicaciones para las que estas potencias pico no resultan suficientes. La generación de armónicas superiores en fibras huecas llenas de gas[67], la generación de rayos X blandos[68], el torno láser odontológico[69], los estudios de fenómenos de óptica relativista no-lineal[70] y el bombeo de nuevos láseres de rayos X[71] son algunos ejemplos de aplicaciones que necesitan mayores potencias pico. Los distintos métodos existentes para incrementar la energía de los pulsos[72] se pueden clasificar en técnicas

basadas en la modificación de la configuración del oscilador convencional y sistemas amplificadores de pulsos.

Las técnicas que modifican el oscilador, como la del *vaciado de cavidad*[73,74] (*cavity dumping*) y las del tipo reducción de la frecuencia de repetición [75,76,77,78], son técnicas relativamente nuevas que permiten moderados incrementos de la energía del pulso (entre 5 y 20 veces).

Los sistemas amplificadores tienen más antigüedad ya que se empezaron a desarrollar a principios de la década de los ochenta para la amplificación de láseres de colorante pulsados. Con este tipo de sistemas, que pueden ser de una o más etapas, se logran incrementos mucho mayores de las potencias pico, habiéndose obtenido potencias del orden del TeraWatt (10^{12} W)[79].

En este capítulo se describen en detalle dos experiencias sobre el incremento de la energía de los pulsos. En **Modificación de una cavidad de Ti:Za** (sección 2.1) se presenta un método para incrementar la potencia pico obtenida directamente del oscilador mediante el alargamiento de la cavidad. Luego, en **Diseño, modelado y pruebas de un sistema de amplificación de pulsos** (sección 2.2), se expone el diseño de un sistema amplificador, se presenta los resultados de algunos cálculos relacionados y se muestra el desarrollo experimental realizado.

2.1 Modificación de una cavidad de Ti:Za

En esta sección se presenta la idea de un método para incrementar los pulsos por modificación de una cavidad de Ti:Za convencional, la implementación experimental desarrollada y sugerencias para el mejoramiento.

2.1.1 La idea de la técnica

La idea de incrementar la energía por pulso alargando la cavidad está basada en el hecho que la energía por pulso, E_{pulso}, y la potencia pico, P_{pico}, son directamente proporcionales al tiempo de tránsito dentro de la cavidad, T_R (e inversamente proporcionales a la frecuencia de repetición, f_{rep}), según se mostró en las ecuaciones (1.21) y (1.22). Es decir que si la potencia media, P_{media}, y la duración del pulso, τ_{pulso}, no se modifican, E_{pulso} y P_{pico} aumentan con el incremento del tiempo de tránsito dentro de la cavidad.

En la ecuación (1.7) se mostró que

$$T_R = \frac{1}{f_{rep}} = \frac{2L}{c} \tag{2.1}$$

donde c es la velocidad de la luz y L el largo de la cavidad. Luego

$$\begin{aligned} E_{pulso} &= \frac{2P_{media}}{c} L \\ P_{pico} &= \frac{2P_{media}}{c\tau_{pulso}} L \end{aligned} \tag{2.2}$$

Es decir que si la potencia media y la duración del pulso se mantienen constantes, la energía y la potencia pico de los pulsos de salida son proporcionales al largo de la cavidad.

Esta manera de incrementar la energía de los pulsos es esencialmente distinto a la de la técnica del vaciado de la cavidad. Usualmente los acoples de salida de los láseres KLM-Ti:Za tienen una transmisión típica de un 10 %. Esto significa que los pulsos dentro de la cavidad tienen diez veces más energía que la que se mide afuera. La idea básica de la técnica del vaciado de la cavidad es hacer que periódicamente uno de estos pulsos intracavidad "salga íntegramente" hacia fuera por la anulación periódica de uno de los espejos finales. En la práctica esto se realiza desviando el camino interno de los pulsos, mediante un modulador acusto-óptico por ejemplo, para que algunos dejen de incidir en uno de los espejos de la cavidad. La acción del modulador es variar las pérdidas de la cavidad, por lo que es posible interpretar la emisión final de salida como el resultado de la acción conjunta del *trabado de modos* y la técnica de la *modulación de pérdidas* (*Q-switching*).

Sin realizar un vaciado de cavidad, la forma de aumentar la energía de los pulsos es aumentando el largo del oscilador. La forma más sencilla de alargar la cavidad sería alejar los espejos del láser entre sí. Un simple corrimiento, o la introducción de espejos planos para

alargar la cavidad mediante múltiples reflexiones desestabilizan al láser. La variación en el diámetro y en la convergencia del haz que estos tipos de alargamiento producen hace que la cavidad sea geométricamente inestable y que la opción sea prácticamente inviable.

La variante que se ha propuesto[76] para aumentar el largo de la cavidad consiste en introducir en uno de los brazos del oscilador un telescopio con aumento -1 (Figura 2.1), de manera que el largo verdadero del oscilador aumenta pero el modo del haz no se modifica.

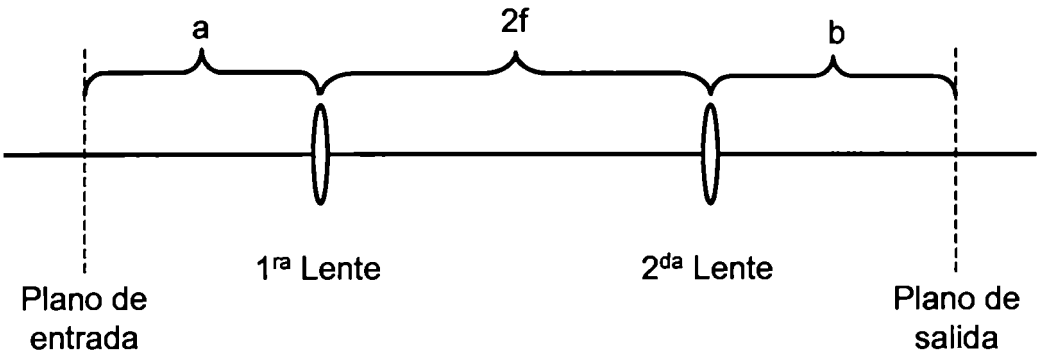

Figura 2.1: Esquema de un telescopio de aumento -1.

Este tipo de telescopio, consistente en dos lentes de igual distancia focal, f, separadas $2f$ una de la otra, tiene la característica de reproducir exactamente en el plano de salida el tamaño y la divergencia que el haz presenta en el plano de entrada. Esto se puede ver a partir de la matriz ABCD[80] total del sistema formada por la multiplicación de cada una de las matrices ABCD que conforman el telescopio (Figura 2.1)

$$\begin{pmatrix} -1 & -(a+b)+2f \\ 0 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & b \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 1 & a \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

Cuando $a + b = 2f$ la matriz resulta ser la identidad negativa. Esto significa que el tamaño y la divergencia de un haz gausiano a la salida del sistema es igual que a la entrada, sólo que espacialmente invertida. Teniendo en cuenta que dentro de la cavidad el número de pasajes por el sistema siempre es par, la inversión espacial resulta cancelada, por lo que las características de estabilidad geométrica de la cavidad no se ven afectadas por la inclusión del telescopio.

Una propuesta alternativa que existe para alargar la cavidad consiste en introducir una subcavidad multipasaje del tipo Herriott[77]. La subcavidad multipasaje propuesta consiste en dos espejos cóncavos enfrentados a cierta distancia uno del otro. Al incidir un haz en forma descentrada en uno de los espejos, éste comienza a reflejarse en ambos espejos

describiendo un círculo alrededor de los centros. Como el haz es enfocado en cada reflexión, su propagación se asemeja al pasaje por un sistema periódico de lentes. La cavidad se diseña de manera que luego del total de reflexiones, del orden de 10, la matriz que describe el pasaje completo es la matriz identidad. Esta es la principal diferencia con el diseño del telescopio, ya que en el caso del telescopio la condición de matriz identidad del sistema se cumple en cada pasaje, independientemente del número de veces que se haga pasar al pulso por el mismo.

Por cada pasaje por el telescopio la longitud efectiva de la cavidad se incrementará en *4f*. Entonces, si se realizan *n* pasajes por el telescopio la energía y la potencia pico de los pulsos resultarán de

$$\begin{aligned} E_{pulso} &= \frac{2P_{media}}{c}(L+4nf) \\ P_{pico} &= \frac{2P_{media}}{c\tau_{pulso}}(L+4nf) \end{aligned} \tag{2.4}$$

Otra característica de la emisión que varía es la frecuencia de repetición

$$f_{rep} = \frac{1}{T_R} = \frac{c}{2(L+4nf)} \tag{2.5}$$

Esta disminución de la frecuencia se debe tener en cuenta en experimentos que requiera la sincronización de los pulsos con eventos externos.

2.1.2 Desarrollo experimental

Un esquema de la cavidad estándar utilizada como base para el ensayo se muestra en la Figura 2.2. El oscilador se trata de una cavidad estándar de KLM-Ti:Za en equis, con el único agregado de un espejo plano para plegar el brazo de los prismas y reducir la superficie total ocupada.

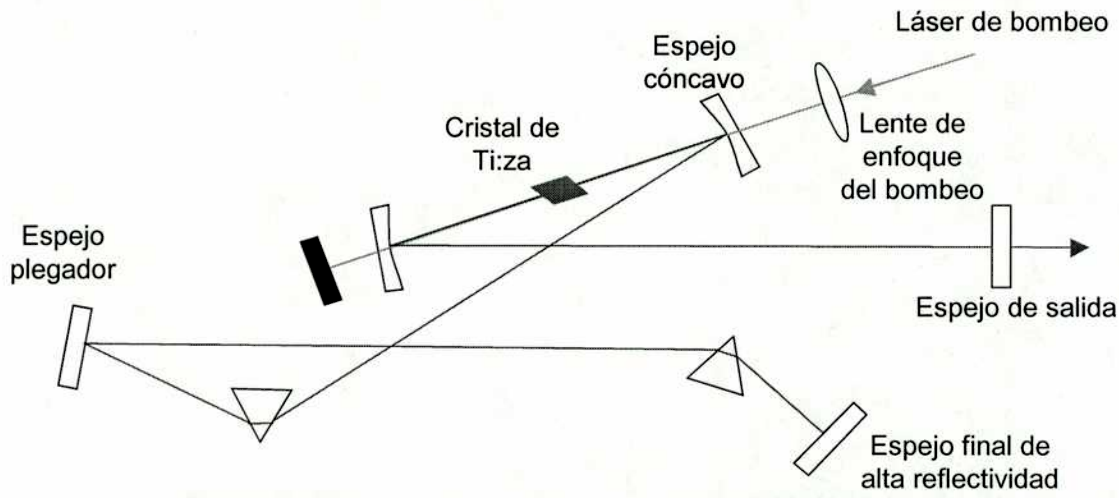

Figura 2.2: Esquema de una cavidad del láser de Ti:Za en X típica.

El telescopio introducido dentro de esta cavidad está formado por dos espejos cóncavos de 2 m de radio de curvatura ($f = 1\ m$), ubicados a 2 m de distancia entre sí, y dos espejos planos que se agregan para facilitar la alineación y conseguir una plantilla más compacta. Se usan espejos en vez de lentes para el telescopio intracavidad para minimizar la dispersión. La Figura 2.3 muestra el esquema de la modificación ensayada.

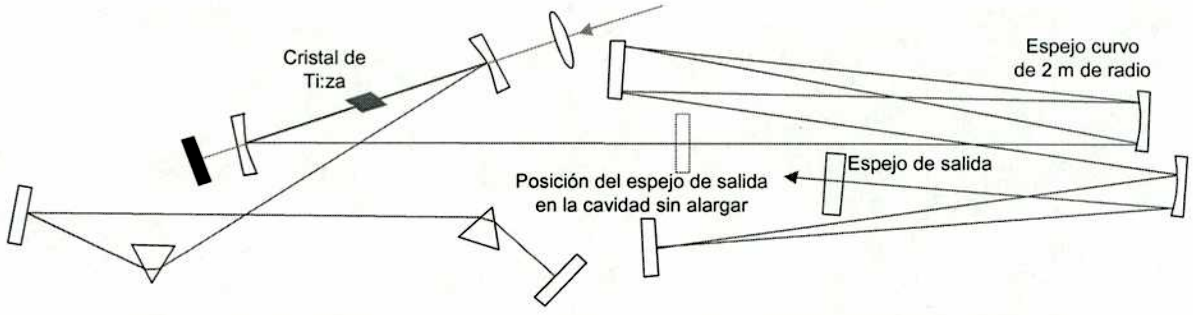

Figura 2.3: Esquema de la cavidad modificada para un doble pasaje por el telescopio.

Con esta configuración de doble pasada por el telescopio se ha obtenido una cavidad de 9,65 m de largo total, en vez de 1,65 m de la cavidad estándar. Bombeando con un láser de Argón de 5 W de potencia se ha obtenido una potencia media de salida de 500 mW, lo mismo que lo que se obtenía con la cavidad estándar. La frecuencia de repetición bajó de 90 MHz a 15,5 MHz, una reducción de un factor 5,8, por lo que la energía por pulso se incrementó hasta los 32 nJ aproximadamente. Cabe mencionar que para que el láser funcionara en forma pulsada en el régimen de dispersión negativa, se tuvo que aumentar unos 10 cm la distancia entre los prismas intracavidad. Esta corrección es consistente con el

hecho que el pulso sufre una dispersión de retardo de grupo mayor al tener que recorrer un camino mayor y, especialmente, a que la automodulación de fase producida en el cristal también se ve incrementada.

El espectro de salida del láser se mantuvo prácticamente inalterado respecto de la cavidad corta, con un ancho espectral que llegaba a los 145 nm de ancho total a mitad del máximo (Figura 2.4). Este ancho soportaría un pulso limitado por transformada de 11 fs de duración, lo que daría una potencia pico de salida de 3 MW.

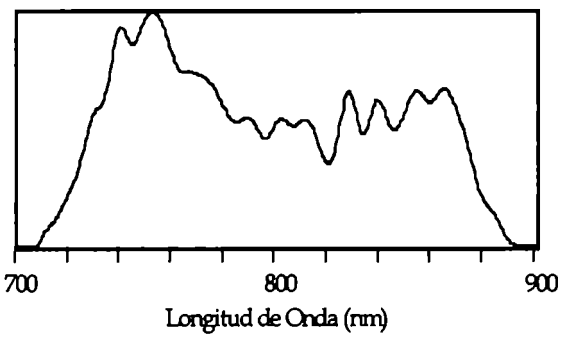

Figura 2.4: Espectro obtenido con una cavidad extendida.

Estudios realizados posteriormente indicaron que el láser de cavidad extendida tenía tendencia a pulsar doble, es decir que la envolvente temporal tenía tendencia a presentar una estructura con más de un máximo por ciclo. Probablemente esto se deba a que la dinámica de conformación de pulsos no se podría ajustar a que la energía intracavidad es mayor que la habitual. Dos soluciones que se podrían ensayar son la sustitución del espejo final de alta reflectividad por un reflector saturable de Bragg[81] o el desacople dentro de la cavidad de la amplificación láser y la automodulación de fase[82]*.

Los reflectores saturables de Bragg se componen de capas alternadas de media longitud de onda de espesor, usualmente de AlAs y AlGaAs, que le confieren la alta reflectividad y una estructura tipo *valle cuántico* (*quantum well*) que le da la característica de saturación por intensidad. Este elemento, como todo absorbente saturable, absorbería los picos de baja energía que eventualmente se pueden formar en la cavidad, al igual que el fondo de continuo, favoreciendo el funcionamiento de pulso simple.

La implementación de la solución del desacople de efectos requiere de la inclusión en el oscilador de un segundo cristal en una segunda subcavidad, como se muestra en la Figura 2.5.

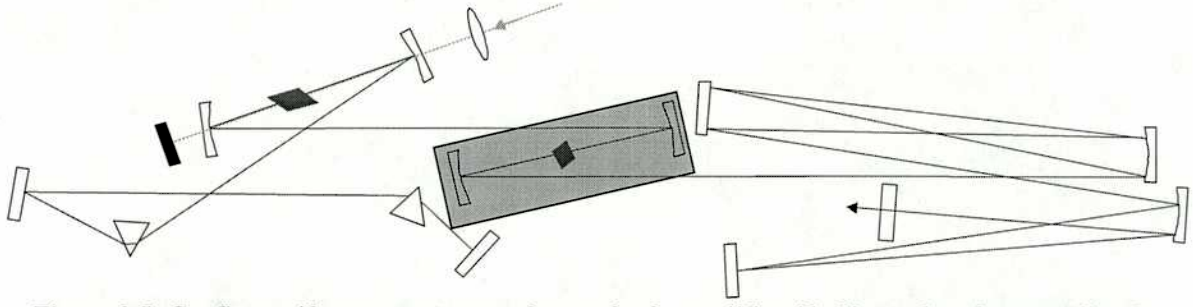

Figura 2.5: Configuración propuesta para desacoplar la amplificación láser y los efectos no lineales producidos por la alta intensidad pico. El subresonador agregado esta marcado en el recuadro gris.

La radiación en el cristal destinado a la amplificación debería estar menos enfocada que en el diseño convencional con lo que se reducirían los efectos no lineales Estos efectos no lineales necesarios para la dinámica de conformación de pulsos se producirían en el segundo cristal, donde el enfoque, y por lo tanto la intensidad de estos efectos, se podrían controlar en forma independiente de la amplificación mediante la variación de la distancia focal del segundo juego de espejos cóncavos.

2.2 Diseño, modelado y pruebas de un sistema de amplificación de pulsos

Para conseguir pulsos de mayor energía se estudió la realización de un sistema amplificador. Básicamente existen dos tipos de amplificadores, los multipasaje y los regenerativos. En ambos sistemas el pulso a amplificar pasa múltiples veces por el medio activo del amplificador, pero mientras que en el multipasaje la entrada y salida del pulso en la cavidad se debe a la geometría de la construcción, en el regenerativo se emplea algún medio ópticamente activo para inyectar y extraer el pulso[83]. Mayor cantidad de detalles históricos y técnicos exceden el marco de este trabajo, pero pueden encontrarse extensamente tratados en la literatura[72,83,84,85].

En las siguientes secciones se discute en detalle el diseño del amplificador, se presentan resultados numéricos relacionados con el mismo y se muestra el esquema del láser de bombeo construido y sus características principales.

2.2.1 El diseño del amplificador

El diseño del amplificador multipasaje que se estudia en esta sección[86,87] es una variante del denominado *corbata de moño* (*bow tie*), cuyo esquema básico está representado en la Figura 2.6. El diseño de *corbata de moño girado*, esquematizado en la Figura 2.7, está básicamente constituido por dos arreglos diedro-lente dispuestos formando una cavidad confocal, con una barra de Ti:Za en el centro de la misma. Los diedros, formados por un par de espejos de oro dispuestos perpendicularmente, tienen por finalidad reintroducir el pulso en la cavidad y controlar el número de pasajes del pulso a través de la barra.

Se optó por un sistema de amplificación multipasaje porque este tipo de amplificador es más sencillo y barato que los amplificadores regenerativos, ya que no necesitan elementos ópticos activos para introducir o extraer el pulso de la cavidad.

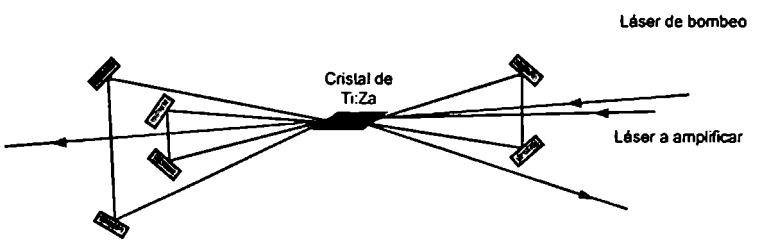

Figura 2.6: Esquema básico de un amplificador tipo *corbata de moño*. El haz de bombeo y el del láser a amplificar están contenidos siempre en el mismo plano.

En principio en este diseño no se consideró la implementación de un *extensor de pulsos* (*pulse stretcher*) para la implementación de un esquema tipo *amplificación de pulsos con barrido en frecuencia*[15] (*chirped pulse amplification*) debido a la presencia del material dispersivo de las lentes y el cristal cumplirían con esta finalidad.

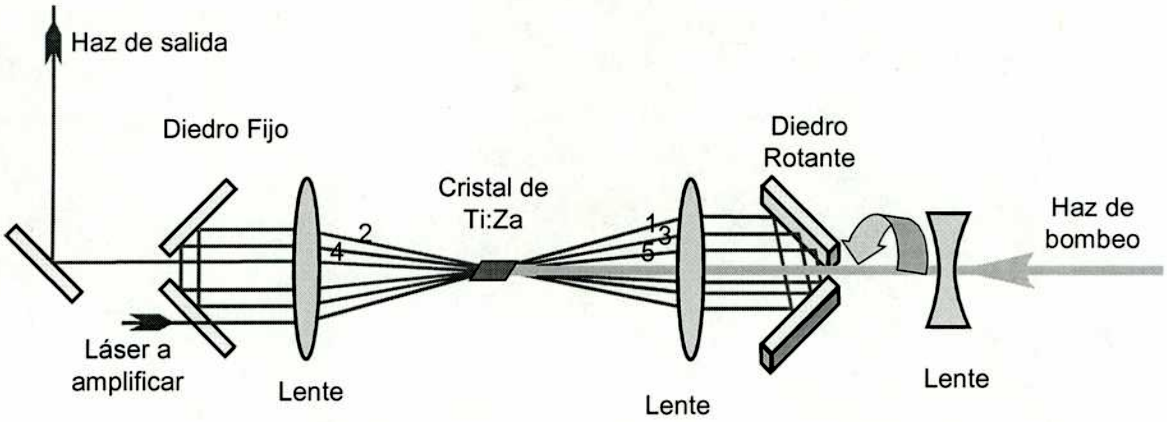

Figura 2.7: Esquema del amplificador tipo "*corbata de moño girado*".

Un elemento que compone el amplificador, pero que por simplicidad no aparece en el esquema de la Figura 2.7, es una máscara con orificios para el haz ubicada entre una de las lentes y el cristal. Las funciones de esta máscara son reducir la *emisión espontánea amplificada* (ASE), compensa el efecto de la lente térmica en el cristal y mantiene limitado el diámetro del haz dentro del amplificador[88]. La lente divergente que atraviesa el haz de bombeo tiene por finalidad compensar el enfoque de la lente intracavidad. Su foco y posición se calculan de manera que la cintura del bombeo coincida con la posición del cristal.

En este amplificador las reflexiones del haz en los espejos forman un círculo alrededor del eje central y su número varía con el ángulo entre los diedros. Esta característica hace que en esta cavidad sea muy sencillo variar el número de pasajes por el medio amplificador. Para aumentar el número de pasadas en el amplificador *corbata de moño* convencional se debe cambiar la conformación del amplificador para incluir más espejos cuya reflexión debe ser realineada. En el diseño propuesto en cambio, esto se logra simplemente aumentando el ángulo entre los diedros, con la ventaja adicional que no necesita de realineación alguna.

2.2.2 Modelo para el cálculo del desempeño del amplificador

Una característica que presenta el cristal de Zafiro (Al_2O_3) es su birrefringencia[89], es decir que el índice de refracción no es isótropo. Usualmente la polarización del haz de bombeo, la del haz a ser amplificado y el eje de mayor ganancia del cristal (eje c) se hacen

coincidir. En este diseño sin embargo, el ángulo existente entre los ejes de los diedros hace que el plano de polarización del pulso rote a medida que circula dentro del amplificador. Al rotar esta polarización deja de ser paralelo al eje c del cristal y a la polarización del bombeo, con lo que la ganancia por pasaje se ve reducida. Para estimar cuánto se modifica la ganancia se ha realizado un modelo numérico que permite estimar la importancia del efecto.

En la amplificación de un láser, la ganancia de pequeña señal está dada por

$$G_o = e^{g_o L} \tag{2.6}$$

donde L es la longitud del cristal. Esta ganancia indica cuánto se amplifica a la salida la intensidad del campo de entrada,

$$I_{Salida} = G_o I_{Entrada} \tag{2.7}$$

Cuando la ganancia del cristal es anisótropa, como en el caso del Ti:Za, el coeficiente de ganancia exponencial de pequeña señal, promediada sobre el largo del cristal g_o puede expresarse como[31]

$$g_o = (g_\pi - g_\sigma) sen 2\theta \tag{2.8}$$

donde g_π es la ganancia en el plano π, g_σ es la ganancia en el plano σ y θ es el ángulo entre el plano de polarización y el eje c del cristal (Figura 2.8).

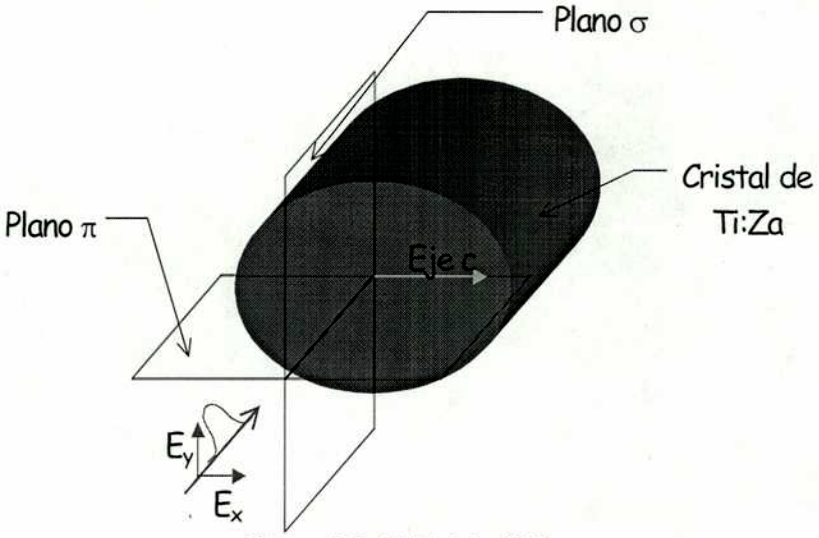

Figura 2.8: Cristal de Ti:Za

Esto implica que la ganancia de la radiación incidente será distinta según la polarización. Los cristales de Ti:Za se producen de manera que el plano π sea paralelo al eje

c y el plano σ perpendicular. Cuando un haz incide sobre un cristal de Ti:Za con una polarización distinta a la σ o π la diferencia de ganancia produce un efecto de rotación al salir.

Para seguir el estado de la polarización al pasar el haz por las distintas componentes del amplificador se ha utilizado el formalismo de los vectores y matrices de Jones normalizados[90]. En este formalismo las ondas linealmente polarizadas en el plano horizontal y en el plano vertical se representan como

$$E_H = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}; \qquad E_y = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \tag{2.9}$$

Polarizaciones lineales intermedias se representan como una combinación de estos dos vectores, mientras que en la representación de polarizaciones elípticas en general se utilizan números complejos para las componentes.

2.2.2.1 Deducción de las matrices de Jones

El efecto de los elementos ópticos sobre la polarización se representa con matrices de 2 × 2. El efecto de un ida y vuelta por el sistema amplificador tipo *corbata de moño girado* se representa como la multiplicación de las matrices correspondientes a cada uno de los elementos de la cavidad. En la Figura 2.9 se muestra un esquema de los elementos que componen la cavidad dispuestos en forma lineal. Las lentes no fueron consideradas porque su efecto sobre la polarización es despreciable.

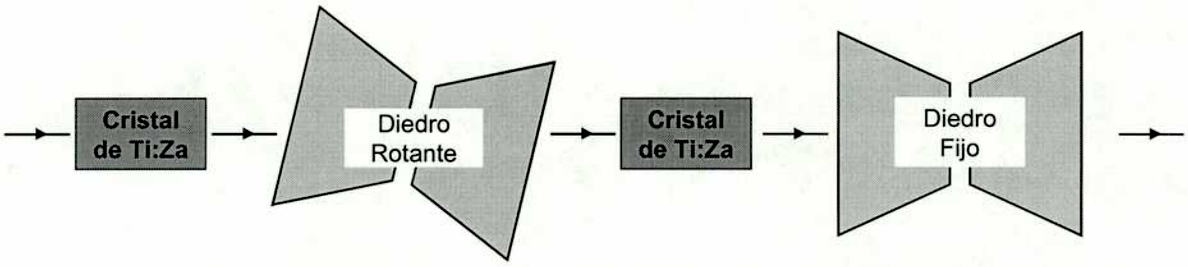

Figura 2.9: Esquema de los elementos que componente la cavidad del amplificador.

Para encontrar la matriz correspondiente al cristal de Ti:Za se utilizó una relación entre los coeficientes de ganancia exponencial de[31] g_π/g_σ=2,3. Esto significa que en un pasaje por la barra la componente del plano π crece $e^{2,3L/2}$ mientras que la componente π sólo

$e^{L/2}$. El factor dos que aparece dividiendo en el exponente se debe a que la ganancia es sobre la intensidad y no sobre el campo eléctrico ($I = E^2$). Luego, el efecto sobre la polarización que produce el pasaje por el cristal viene dado por la matriz*

$$Cristal = \begin{bmatrix} e^{2,3L/2} & 0 \\ 0 & e^{L/2} \end{bmatrix} \tag{2.10}$$

Para obtener la matriz correspondiente a un diedro se estudió primero la de un espejo. Considerando al espejo como un conductor ideal, sobre la superficie debe anularse la componente del campo eléctrico paralelo a la superficie. Esto implica en la reflexión se producirá un salto de fase en π, por lo que onda reflejada tendrá la polarización de la componente paralela a la superficie invertida a como venía. En consecuencia, la matriz que describe la reflexión de un haz que incide en forma no normal sobre un espejo resulta

$$Espejo = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.11}$$

Como los diedros están compuestos por dos de estos espejos en ángulo, la matriz del diedro queda

$$Diedro = Espejo^2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.12}$$

Esta matriz vale para ambos diedros en su propio sistema de referencia. En el caso del diedro fijo este coincide con el del cristal y no necesita ninguna transformación extra. Sin embargo para el diedro rotante los sistemas de referencia no coinciden, la identidad se da en un sistema de referencia rotado un ángulo α respecto del otro. Para eso hay que encontrar la matriz que transforma la descripción del campo entrante al sistema solidario con el primer diedro, luego aplicar la identidad y finalmente encontrar la matriz para transformar del sistema solidario al segundo espejo al de los ejes del cristal. En la Figura 2.10 se muestra un esquema con los ejes de los sistemas fijos a los espejos (los primados) y el fijo al cristal (sin primar). Se consideró que el haz incidía primero en el espejo A y luego en el B, aunque resultados equivalentes se deberían obtener si considera el sentido contrario.

* En este modelo sencillo no se tuvo en cuenta la diferencia en trasmisión que introduce las caras cortadas en ángulo de Brewster del cristal.

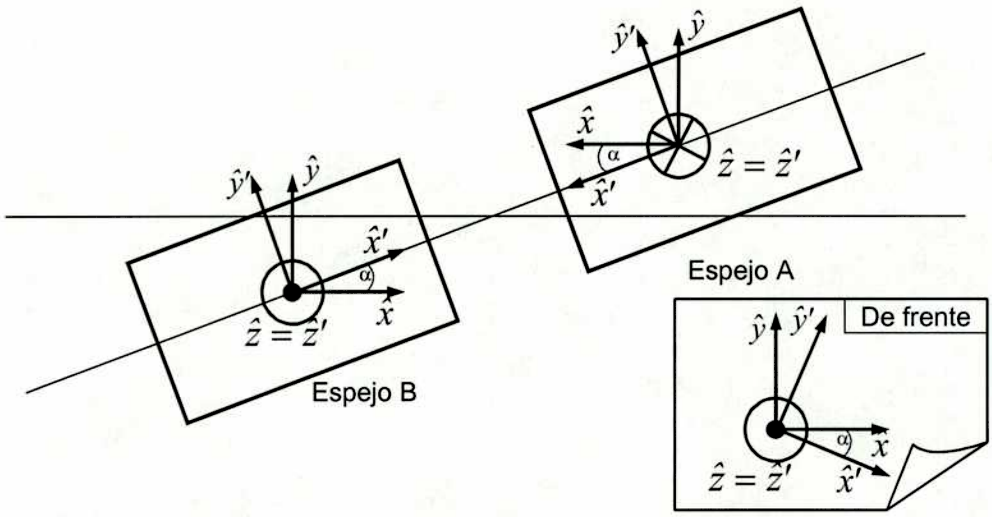

Figura 2.10: Diagrama del diedro rotante y los ejes.

Para transformar el vector de polarización del sistema fijo al cristal al sistema fijo al diedro rotante se debe aplicar la matriz rotación

$$Rot = \begin{bmatrix} cos\,\alpha & -sen\,\alpha \\ sen\,\alpha & cos\,\alpha \end{bmatrix} \tag{2.13}$$

donde el ángulo α está definido como se muestra en la Figura 2.10. Siguiendo el camino del haz, para volver al sistema fijo al cristal se debe aplicar nuevamente la misma matriz rotación, por lo que la matriz total del diedro $R = Rot \times Diedro \times Rot$, queda

$$R = \begin{bmatrix} cos^2\alpha - sen^2\alpha & -2\,cos\alpha\,sen\alpha \\ 2\,cos\alpha\,sen\alpha & cos^2\alpha - sen^2\alpha \end{bmatrix} \tag{2.14}$$

2.2.3 Resultados del modelo

Los esquemas de la Figura 2.11 muestran como varía el plano de polarización a medida que el pulso avanza por el amplificador (ver posiciones indicadas en la Figura 2.7) y para distintos ángulos entre diedros. Se puede ver que la orientación del plano de polarización varía apreciablemente con un ángulo de 30º, y disminuye a medida que el ángulo entre los diedros disminuye, como era de esperase.

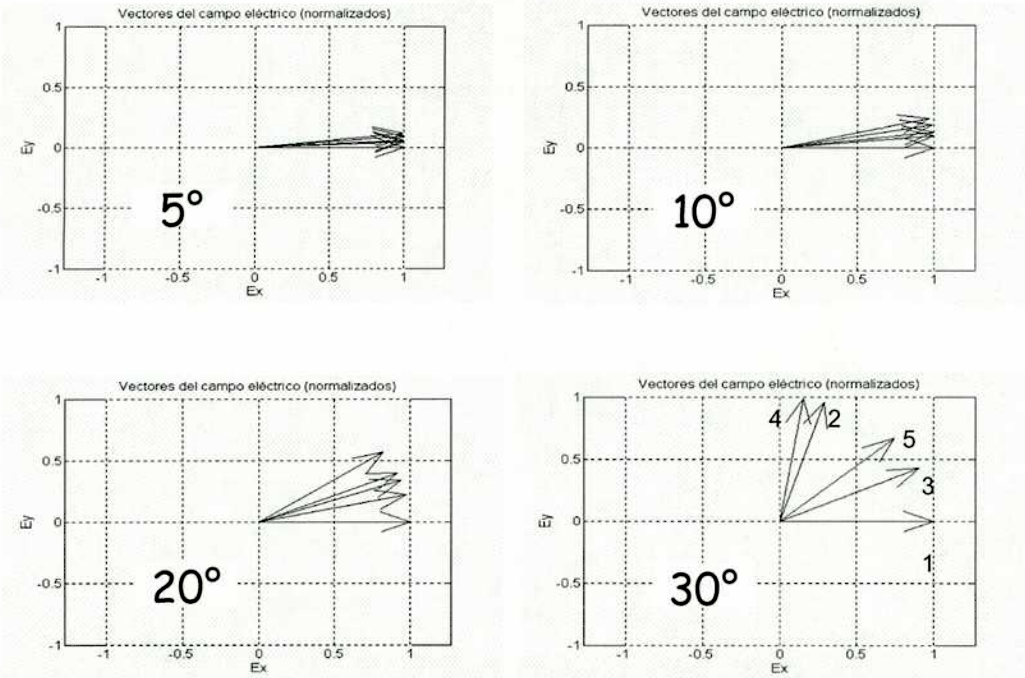

Figura 2.11: Polarizaciones del campo eléctrico después de distinta cantidad de pasajes por la barra amplificadora y para distintos ángulos entre diedros. Todos los vectores que se muestran están normalizados para permitir su representación en un mismo gráfico.

En los gráficos de la Figura 2.12* se presenta una comparación de las ganancias que se obtendrían para distintos ángulos de entre diedros. En el gráfico a) se presenta este resultado como ganancia relativa a la máxima posible (0° entre diedros), mientras que en la gráfico b) se muestra el exponente de la ganancia de pequeña señal.

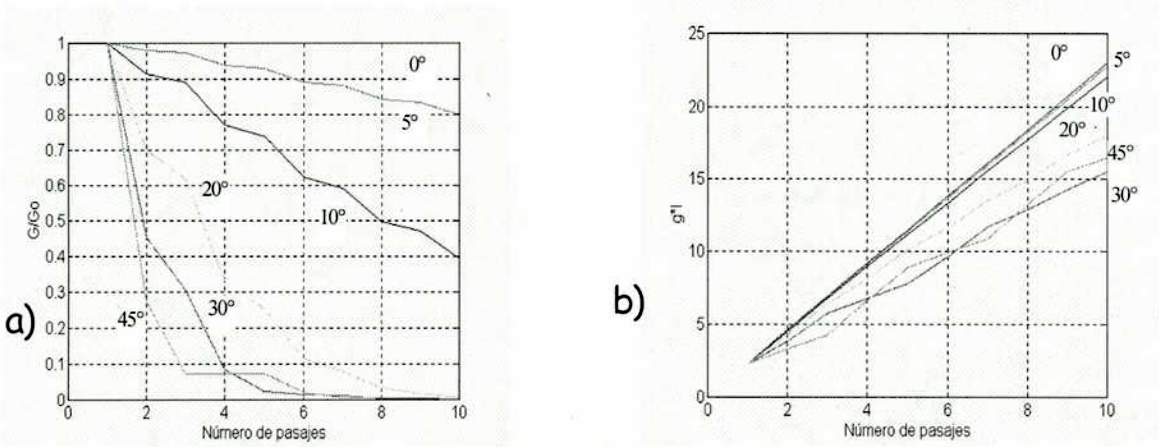

Figura 2.12: Comparación de las ganancias obtenidas con distintos ángulos entre diedros. a) Ganancia relativa a la máxima y b) exponentes de la ganancia.

* Tanto en esta como en la figuras anterior la polarización del pulso entrante es en el plano π.

Se puede ver que la disminución de la amplificación que se obtendría con ángulos de hasta 10° en 5 pasadas es a lo sumo de un 25%, lo que para muchas aplicaciones representa un decremento tolerable.

Experimentalmente se armó este amplificador utilizando dos lentes de 50 cm de distancia focal, ubicadas a 1 m una de la otra y con el cristal de Ti:Za equidistante de ambas. Utilizando un láser de He-Ne se ensayó la alineación, consiguiéndose un máximo de 14 pasadas por el cristal[87]. Se comprobó que el número de pasajes era fácilmente variable mediante la rotación del diedro móvil, sin requerir correcciones en la alineación de los diedros.

2.3 El láser de bombeo

Para bombear el cristal de Ti:Za del amplificador se ha desarrollado un láser de estado sólido[91,92,93]. Se trata de un láser de Nd:YAG bombeado por diodos, pulsado mediante *modulación de pérdidas de la cavidad* (*Q-Switching*) y doblado en frecuencia utilizando un cristal generador de segunda armónica dentro de la cavidad.

En la Figura 2.13 se muestra un esquema del láser construido. Se trata de una cavidad de tres espejos en forma de V con el cristal de Nd:YAG y el modulador acusto-óptico en uno de los brazos y el cristal no lineal en el otro. Una de las caras planas del cristal de Nd:YAG constituye uno de los espejos finales de la cavidad ya que posee un recubrimiento altamente reflectante para la radiación del fundamental de 1064 nm. Este mismo recubrimiento es de alta trasmisión para la longitud de onda en 800 nm aproximadamente y es por donde se inyecta el bombeo. El otro espejo final del brazo del cristal también es plano y es de alta reflectividad para 1064 nm y para 532 nm. Para plegar la cavidad se usó un espejo dicroico cóncavo, de 20 cm de radio de curvatura, de alta reflectividad para 1064 nm y baja reflectividad para 532 nm. Es conveniente mantener el ángulo de plegado tan pequeño como se pueda para minimizar el astigmatismo, en el caso de la cavidad construida este ángulo es de unos 10°. El largo del brazo del modulador es de 15

cm, mientras que el largo del brazo del cristal doblador es de 13,4 cm, con el cristal situado a 3,5 cm del espejo plano.

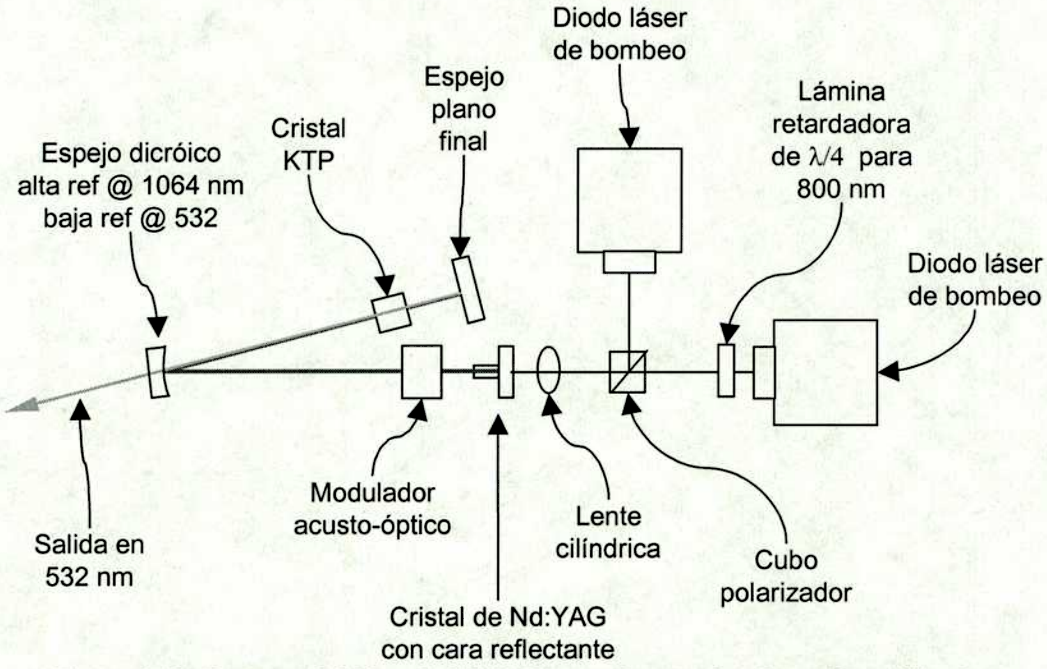

Figura 2.13: Esquema del láser de Nd:YAG armado para bombear el amplificador.

El cristal de Nd:YAG usado como medio activo de la cavidad es una barrita cilíndrica de 3 mm de largo y 5 mm de diámetro. Como elemento activo modulador de las pérdidas de la cavidad (*Q-switch activo*) se empleó un modulador acusto-óptico (IntraAction modelo AQS-2726A4) que, en combinación con su fuente de radio frecuencia (IntraAction modelo ME-273P), permite frecuencias de modulación de entre 0,1 y 100 kHz con pulsos de entre 10 y 50 ns. Para la generación de segunda armónica se usó un cristal KTP de 3 mm de largo.

Para el bombeo de este láser se usaron dos diodos láser (Spectra-Diode Laboratories modelo SDL-2372-P1) de 2 W de potencia en 807 nm (a 25 °C), combinados mediante un cubo polarizador (CASIX modelo BPS0302) y enfocados con una lente cilíndrica. La lámina de media onda (CASIX WPM1225) delante del diodo láser colineal con la cavidad rota la polarización sin afectar el astigmatismo de la emisión de este láser. De esta manera se minimizan las pérdidas por reflexión en el divisor de haz, pero se mantiene la posibilidad de utilizar una óptica común de enfoque para ambos láseres de bombeo.

El diseño en V de la cavidad tiene la ventaja de conseguir un doble pasaje por el cristal doblador y una única dirección de salida, como se muestra en la Figura 2.13. Como el doblado en frecuencia se produce tanto en el viaje de ida como de vuelta del pulso dentro de

la cavidad, la distancia entre el cristal no lineal y el espejo final debe cumplir una condición de tipo *ajuste de fase* (*phase matching*), extendida para incluir también al camino que recorren ambas radiaciones en el aire[94]. La dispersión de retardo de grupo entre la primera y la segunda armónica del Nd:YAG en el aire introduce una diferencia de fase de 27,4°/cm[94] (15,22 mrad/mm). La diferencia de fase entre ambas radiaciones al pasar por segunda vez el pulso por el cristal doblador debe ser múltiplo de 2π, por lo que la distancia mínima que debe haber entre el espejo y el cristal es de 3,28 cm (en la reflexión se produce un salto de fase en π entre ambas)[94]. En la Figura 2.14 se presentan los resultados experimentales obtenidos que muestran la dependencia observada de la eficiencia de conversión con la distancia entre el espejo final y el cristal doblador.

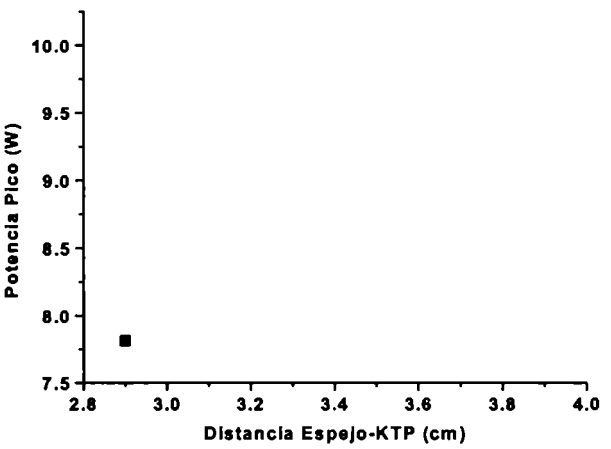

Figura 2.14: Gráfico de la dependencia de la energía por pulso en función de la distancia del cristal doblador con el espejo final.

Cabe mencionar que en los láseres doblados intracavidad el acople de salida tiene una dependencia cuadrática con la potencia interna, ya que la amplificación se produce en la frecuencia fundamental pero la salida en la segunda armónica. Usualmente, en la mayoría de los láseres se usa como salida la trasmisión de un espejo de reflectividad fija, por lo que la intensidad emitida es simplemente una fracción de la intensidad circulante dentro de la cavidad. En un láser doblado intracavidad, la salida es la intensidad de la radiación de segunda armónica que se ve afectada en forma no lineal por la duración del pulso, el enfoque en el cristal doblador y la potencia media intracavidad. Como consecuencia, la optimización de la salida de este tipo de láseres puede llegar a ser un poco más laboriosa que

la de los láseres con acoples de salida fija, aunque paralelamente los vuelve un interesante sistema de estudio de dinámica no lineal[95].

Con este láser, cuya foto se muestra en la Figura 2.15, se ha conseguido generar pulsos de 25 ns de duración a una frecuencia de 4 kHz y con una potencia media de 160 mW. Más detalles de la construcción y el diseño se pueden encontrar en las referencias [92] y [93].

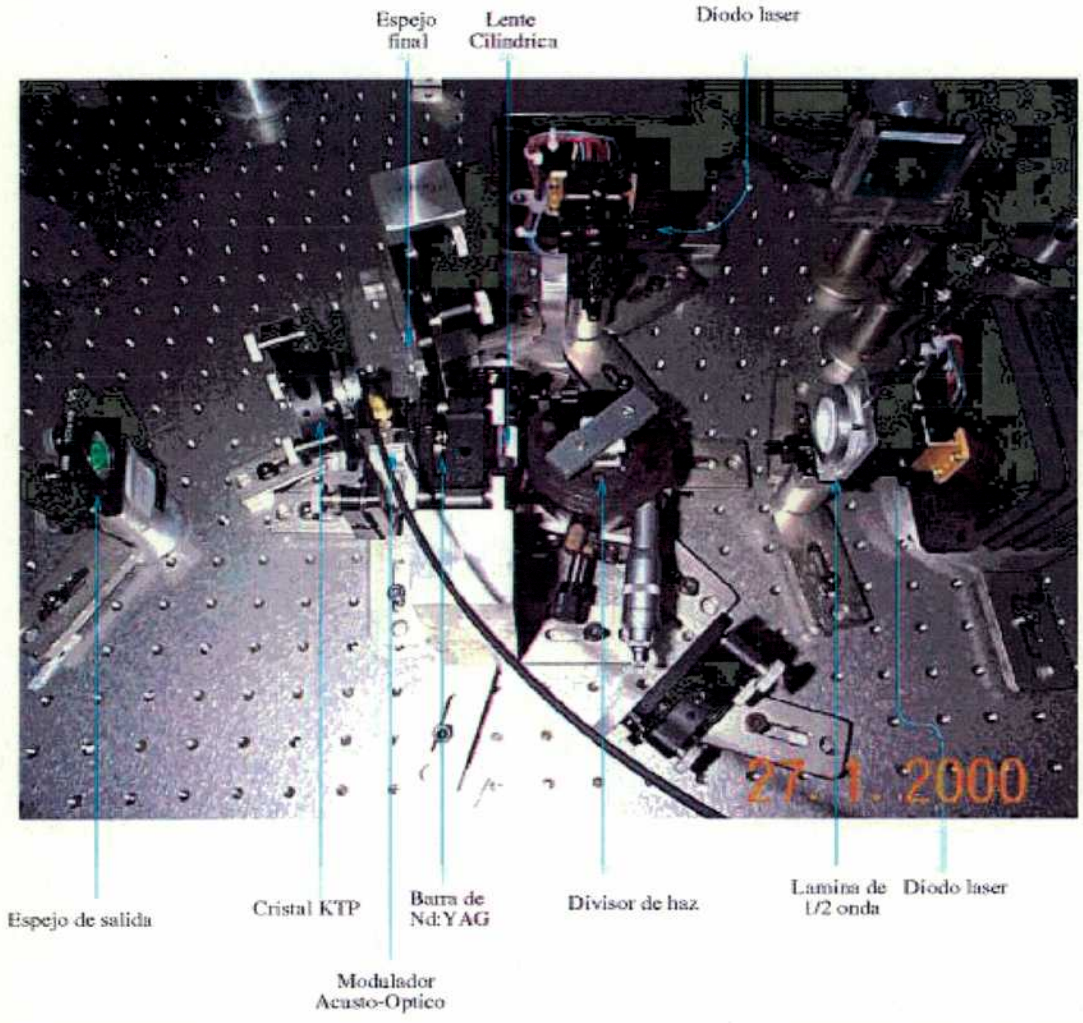

Figura 2.15: Foto del láser de Nd:YAG construido para el bombeo de la etapa amplificadora del Ti:Za.

2.4 Pruebas de amplificación

Para caracterizar el sistema de amplificación, inicialmente se estudió la amplificación de un solo pasaje. Para esto se realizó el montaje experimental que se muestra en la Figura 2.16. La idea del montaje es ingresar en el cristal del amplificador con el haz de bombeo y el del láser a amplificar con el menor ángulo posible, de manera que el volumen de coincidencia dentro del medio amplificador sea lo más grande posible. El cristal utilizado era de 5 mm de largo, 4 mm de diámetro, con las caras cortadas en ángulo de Brewster y un coeficiente de absorción $\alpha = 6{,}4\ cm^{-1}$ en 532 nm.

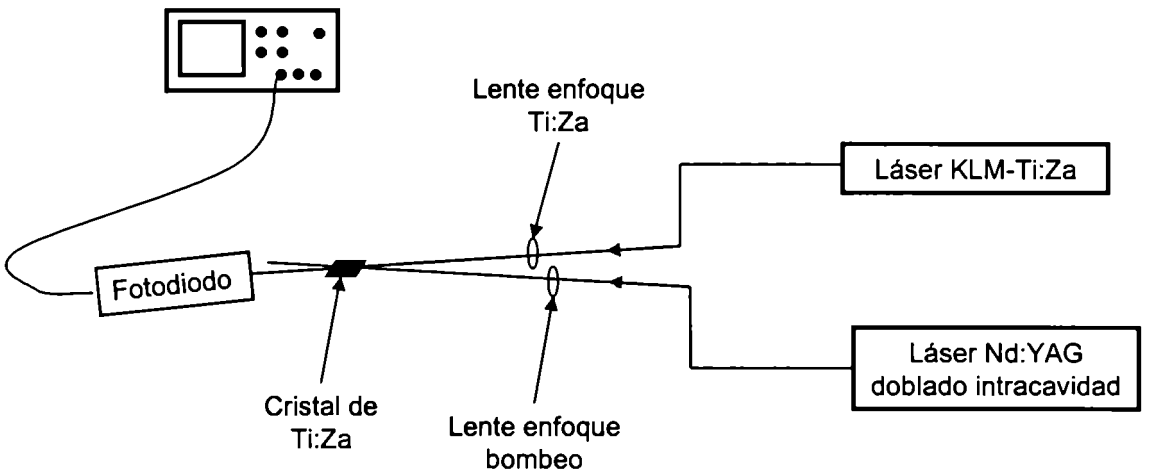

Figura 2.16: Montaje experimental para el estudio de la amplificación de un solo pasaje.

Este montaje experimental no cuenta con ningún sistema selector de pulsos ya que la finalidad de esta experiencia era verificar la factibilidad de usar este láser para el bombeo de la etapa amplificadora. Esto implica que los pulsos del Ti:Za, que vienen a una frecuencia de 90 MHz, deben ser coordinados con los provenientes del Nd:YAG del bombeo que vienen a 4 kHz, teniendo en cuenta que la duración de estos últimos pulsos es de 25 ns y que la vida media del estado excitado del Ti:Za es de 3.8 μs[96]. Se trató de minimizar el ángulo entre el haz de bombeo y el haz a amplificar para maximizar el volumen de superposición de ambos haces en el cristal de Ti:Za. Con este montaje, el ángulo de entrada más pequeño que se consiguió entre los dos haces es de 5°. Detectando el tren de pulsos con un fotodiodo rápido y registrándolo en un osciloscopio analógico para evitar efectos de aliasing, se observó una amplificación del orden del 10%[93,97].

De combinar las ecuaciones (2.6) y (2.7) se tiene que la intensidad a la salida del cristal va a estar dada por

$$I_{Salida} = e^{gL} I_{Entrada} \tag{2.15}$$

El coeficiente de amplificación g esta dado por

$$g = \sigma \Delta N \tag{2.16}$$

donde σ es la sección eficaz de emisión estimulada (3,4 x 10^{-23} m^2 para el Ti:Za) y ΔN es la diferencia de población entre el estado excitado y el fundamental. Si se supone que cada fotón que incide en el medio activo lleva un ión al estado excitado y que la población del estado fundamental es nula, entonces

$$\Delta N \approx N_{excitado} = \frac{\alpha \pi I_{bombeo}}{2h\nu A} \tag{2.17}$$

donde α es el coeficiente de absorción (6,4 cm^{-1} para el cristal utilizado), I_{bombeo} es la intensidad de bombeo ($P_{media}/área$), $h\nu$ es la energía de los fotones de bombeo (para 532 nm es 3,736 × 10^{-20} J) y A es la probabilidad de transición láser (2,6 x 10^5 seg^{-1} para el Ti:Za). Considerando que los 160 mW de bombeo se enfocan a 100 μm de cintura, combinando las ecuaciones (2.16) y (2.17) queda que ΔN = 5,3 × 10^{23} m^{-3} y que g = 17,9 m^{-1}. Suponiendo que ambos haces se superponen completamente dentro del cristal de 5 mm de largo, entonces, según (2.16), la amplificación que puede esperarse es $\frac{I_{Salida}}{I_{Entrada}} = 1{,}09$. Con esta amplificación, en 10 pasajes se tendría un incremento a la salida de apenas un factor 2,6.

El problema principal por lo cual se obtiene una amplificación tan baja reside en que el láser de bombeo genera pulsos de muy poca energía. Debido a la dependencia exponencial de la amplificación con la potencia de bombeo, un incremento de la potencia media de un factor n es equivalente a n pasadas del pulso por el cristal. Para implementar un amplificador multipasaje que aumente la energía por pulso unas tres órdenes de magnitud en un número razonable de pasadas (siete por ejemplo), se debe incrementar un factor diez la potencia media del láser de Nd:YAG. Para esto resulta necesaria la sustitución de los diodos láser utilizados por unos de más potencia que los conseguidos hasta el momento.

Capítulo 3: Caracterización de pulsos ultracortos

La necesidad de caracterizar los pulsos láser de luz surgió simultáneamente con la misma posibilidad de generarlos. Para registrar la duración de pulsos de duración mayor al nanosegundo (10^{-9} seg) es posible emplear los detectores electrónicos, como fotodiodos y fotomultiplicadores, ya que sus tiempos de respuesta son suficientemente rápidos. Sin embargo, las opciones disponibles para la caracterización directa se reducen en cuanto las duraciones descienden al rango de los picosegundos (10^{-12} seg). La resolución de los fotodiodos de avalancha[98] alcanza para detectar pulsos de unos 50 ps, en tanto que las *cámaras ultraveloces*[99] (*streak camera*) llegan hasta el picosegundo de resolución.

Sin embargo, con la popularización de los láseres de modos trabados que emiten pulsos de duración menor al picosegundo, se tornó en una necesidad el encontrar métodos que permitan caracterizar estos pulso ultracortos. Esta necesidad ha ido aumentando a medida que las aplicaciones se fueron diversificando y los modelos que explican su generación se han ido refinando. Sin embargo, no existe en la actualidad sistema electrónico alguno con la velocidad necesaria para seguir en forma directa la evolución de la envolvente de pulsos de esta duración.

Como respuesta a esta necesidad, varios métodos indirectos de diversa complejidad y grado de popularidad han sido desarrollados[100,101]. La técnica más sencilla y establecida es la autocorrelación, tanto de intensidad[102] como de interferencial[103], aunque en la práctica sólo brinda información parcial sobre las características del pulso. A comienzos de la década de los noventa, se propuso el primer método para la caracterización completa de pulsos en fase y amplitud, la *Medición de la Fase en Dominio de las* Frecuencias (FDPM por *Frequency Domain Phase Measurement*)[18,104,105], también conocido como *sonograma*. Posteriormente, otras técnicas fueron demostradas, siendo las denominadas *FROG* (por *Frequency-Resolved Optical Gating*)[19,106] y *SPIDER* (por *Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction*)[20,107], las más difundidas.

En este capitulo presentamos el desarrollo teórico, los resultados de simulaciones numéricas y la implementación experimental de un nuevo método para la caracterización de pulsos ultracortos. A este método lo hemos denominado DGDOM[108] (por *Direct Group Delay Operator Measurement*) ya que se mide en forma directa una magnitud proporcional al retardo de grupo.

El capítulo lo iniciamos introduciendo en **Descripción matemática de un pulso de luz** (sección 3.1) el formalismo matemático para la descripción de los pulsos de luz. Luego, en **Caracterización de pulsos láser ultracortos** (sección 3.2) presentamos el método de la autocorrelación, donde mostramos una variante para la generación de retardos ópticos (sección 3.2.2). Finalmente en **Medición directa del retardo de grupo** (sección 3.3) presentamos el desarrollo analítico de método (sección 3.3.1), algunas simulaciones numéricas (sección 3.3.2) y la implementación experimental junto con los resultados obtenidos (sección 3.3.3).

3.1 Descripción matemática de un pulso de luz

Una descripción matemáticamente completa del campo eléctrico de un pulso de luz puede ser descripto en el dominio temporal como una onda portadora modulada por una

envolvente que le dé la característica de pulso.

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{G}(\vec{r},t)e^{-i(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega_o t)} \tag{3.1}$$

donde ω_o es la frecuencia central o de portadora y G es la envolvente compleja que describe la fase y la amplitud del perfil temporal del pulso en función de la posición espacial y temporal y que contiene el carácter vectorial del campo. Por supuesto que el campo eléctrico con significado físico es una cantidad real, pero expresarlo de manera compleja simplifica la matemática del problema. Calculando la parte real de esta expresión se obtiene la expresión del campo eléctrico verdadero.

Para simplificar la presentación del problema consideraremos una onda linealmente polarizada en x que se propaga en la dirección z, de manera de olvidarnos del carácter vectorial del campo, y separaremos la dependencia espacial y temporal de la envolvente compleja G, la ecuación (3.1) queda

$$E(x,t) = K(x)e^{-ikz}A(t)e^{i\omega_o t} \tag{3.2}$$

Para lo que sigue tendremos en cuenta, a menos que se indique otra cosa, solamente la parte temporal del pulso, por lo que la descripción matemática quedará

$$E(t) = A(t)e^{i\omega_o t} \tag{3.3}$$

Es conveniente expresar la amplitud compleja como el módulo multiplicado por un término de fase,

$$A(t) = \sqrt{I(t)}e^{i\Phi(t)} \tag{3.4}$$

donde $I(t) = |E(t)|^2$ es el perfil de intensidad del pulso en función del tiempo y $\Phi(t)$ es la fase de la envolvente en el dominio del tiempo. La ecuación (3.3) queda entonces

$$E(t) = \sqrt{I(t)}e^{i\Phi(t)}e^{i\omega_o t} = \sqrt{I(t)}e^{i[\omega_o t+\Phi(t)]} \tag{3.5}$$

La fase instantánea de este campo es

$$\Phi_{tot}(t) = \omega_o t + \Phi(t) \tag{3.6}$$

De esta expresión resulta que la *frecuencia instantánea*, dada por la derivada de la fase total respecto del tiempo, está dada por

$$\omega(t) = \omega_o + \frac{d\Phi(t)}{dt} \tag{3.7}$$

Si desarrollamos la fase, $\Phi(t)$, en serie de potencias se tiene que

$$\Phi(t) \approx \Phi_o + \Phi'_o t + \frac{1}{2}\Phi''_o t^2 + \frac{1}{6}\Phi'''_o t^3 \tag{3.8}$$

donde $\Phi_o = \Phi(t=0)$; $\Phi'_o = \left.\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right|_{t=0}$; $\Phi''_o = \left.\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}\right|_{t=0}$ y $\Phi'''_o = \left.\frac{\partial^3\Phi}{\partial t^3}\right|_{t=0}$. Es sencillo de ver que el término constante sólo agrega una fase inicial sin mayor importancia física para la onda portadora, mientras que el término lineal con t, Φ'_o, tiene por efecto el de generar un corrimiento de la frecuencia efectiva de la portadora. El término cuadrático hace que la frecuencia vaya variando en forma lineal con el tiempo, mientras que los términos de orden mayor introducen variaciones en dicha linealidad.

Esta variación instantánea de la frecuencia con el tiempo se conoce como *barrido en frecuencia* o *chirp*. Según el término mayor no nulo de la expansión de la ecuación (3.8), resultará que el chirp es lineal (para Φ'_o), o cuadrático (para Φ''_o), etc. Si $\frac{d\Phi}{dt} > 0$ entonces el pulso tendrá lo que se conoce como un *chirp positivo*, donde las frecuencias más bajas (rojas) preceden a las más altas (azules). En cambio si el signo de la derivada es negativo entonces el chirp será negativo y el orden de las frecuencias será el inverso.

Es posible, y resulta también útil, representar el pulso en el dominio de las frecuencias. Ambas son representaciones matemáticas alternativas de un mismo pulso y están relacionadas mediante la Transformada de Fourier (TF) y su inversa (TF^{-1}):

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega) &= TF[E(t)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} E(t)e^{i\omega t}dt \\ E(t) &= TF^{-1}[\varepsilon(\omega)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \end{aligned} \tag{3.9}$$

Aplicando la Transformada de Fourier a la ecuación (3.3) se obtiene

$$\varepsilon(\omega) = a(\omega - \omega_o) \tag{3.10}$$

donde $a(\omega-\omega_o)$ es la amplitud compleja en la representación de las frecuencias. A esta función también se puede llegar si uno realiza la TF[A(t)], es decir, toma la transformada de la amplitud compleja en el tiempo.

Como se ve en la ecuación (3.10), la transformada del término de la portadora produce un corrimiento de la expresión del pulso en el domino de las frecuencias. Por eso se suele omitir la escritura de este término en el tiempo y trabajar solamente con las amplitudes recordando de agregar, en la descripción temporal, el factor de la portadora. Otra alternativa que se suele usar es definir la diferencia de frecuencia (*phase shift*) $\Omega = \omega - \omega_0$ que no es más que un corrimiento del origen de las frecuencias, pero que facilita la aplicación de propiedades de la transformada de Fourier ya que hace más evidentes las simetrías de la envolvente espectral. Entonces el campo eléctrico del pulso estará dado por

$$E(t) = e^{-i\omega_o t} \times TF^{-1}[\varepsilon(\Omega)] \tag{3.11}$$

Al igual que en el caso del dominio temporal, la amplitud compleja en el domino de las frecuencias también puede ser separada en un término de fase y otro de amplitud

$$a(\Omega) = \sqrt{I(\Omega)}e^{i\varphi(\Omega)} \tag{3.12}$$

siendo $I(\Omega)$ el espectro de potencias que se obtiene con un monocromador o con el sistema de monitoreo del espectro, y $\varphi(\Omega)$ la fase espectral*.

También como se hizo anteriormente, se puede hacer una expansión en serie de la fase en potencias de Ω,

$$\varphi(\Omega) \approx \varphi_o + \varphi_o'\Omega + \frac{1}{2}\varphi_o''\Omega^2 + \frac{1}{6}\varphi_o'''\Omega^3 \tag{3.13}$$

donde $\varphi_o = \varphi(\Omega = 0)$; $\varphi_o' = \left.\frac{\partial\varphi}{\partial\Omega}\right|_{\Omega=0}$; $\varphi_o'' = \left.\frac{\partial^2\varphi}{\partial\Omega^2}\right|_{\Omega=0}$ y $\varphi_o''' = \left.\frac{\partial^3\varphi}{\partial\Omega^3}\right|_{\Omega=0}$

El término constante no es relevante a la forma del pulso, describe la fase relativa entre la envolvente del pulso y la portadora. Si solamente el término lineal fuera no nulo entonces lo que se tendría sería un retardo del pulso igual a φ'_0. Esto se puede ver a partir de la ecuación (3.9)

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} a(\Omega)e^{i\Omega t}d\Omega = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} |a(\Omega)|e^{i\Omega(t+\varphi_o')}d\Omega = A(t+\varphi_o') \tag{3.14}$$

---

* Es conveniente remarcar que $\varphi(\omega)$ y $\phi(t)$ son funciones totalmente independientes y no constituyen representaciones alternativas relacionadas por una transformada de Fourier.

Es decir, que el pulso entero se retrasa un tiempo, $T(\Omega)$, dado por*

$$T(\Omega) = \varphi_o' = \frac{\partial \varphi}{\partial \Omega} = \frac{\partial \varphi}{\partial \omega} \tag{3.15}$$

A esta cantidad que se conoce como *retardo de grupo*, representa lo adelantados o atrasados que están las distintas frecuencias que componen el pulso respecto de la frecuencia de la portadora.

3.2 Caracterización de pulsos láser ultracortos

Si bien, además de la autocorrelación, existen varios métodos para la caracterización de pulsos ultracortos[18,19,20,21,22,23], excede el marco de este trabajo explicarlos a todos. En este trabajo nos limitamos a explicar brevemente la autocorrelación debido a que es prácticamente una estimación estándar de duración de pulsos y a que alguna idea desarrollada en la explicación puede servir para la explicación del método DGDOM.

3.2.1 Autocorrelación

Para medir la duración de pulsos menores al picosegundo el único elemento suficientemente rápido es el mismo pulso que se desea medir. El método de la autocorrelación convierte el problema de medición de tiempos en uno de medición de longitudes. La idea del método es generar dos réplicas del pulso a caracterizar, retardar en forma controlada una copia respecto de la otra y detectar algún efecto que sea sensible al grado de superposición (Figura 3.1).

* Nótese que debido a la relación lineal existente entre Ω y ω, la expresión no varía si se deriva respecto de una u otra variable.

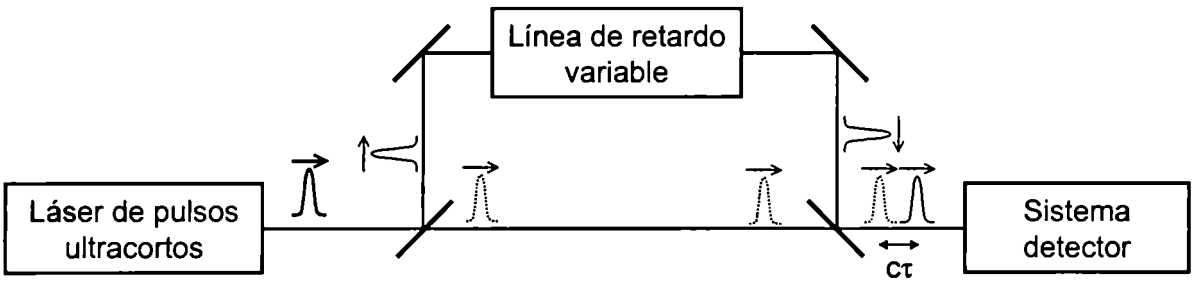

Figura 3.1: Esquema básico de un autocorrelador.

La correlación más utilizada en el área de los pulsos ultracortos es la denominada autocorrelación de segundo orden dada por

$$I_2(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \left| [E(t) + E(t-\tau)]^2 \right|^2 dt \qquad (3.16)$$

donde $E(t)$ es el campo eléctrico del pulso y τ es el retardo relativo entre los pulsos provenientes de ambas ramas. Experimentalmente esta dependencia cuadrática con la intensidad del pulso se obtiene usando sistemas de detección que involucran procesos de dos fotones, como la generación de segunda armónica o la absorción de dos fotones. Lo más habitual es la detección de segunda armónica generada en un cristal doblador, aunque también se utiliza la absorción de dos fotones en fotodiodos y en LEDs[109].

En la práctica hay tres tipos de autocorrelaciones que son más utilizadas, la denominada *autocorrelación interferométrica*, la *autocorrelación de intensidad con fondo* y *la autocorrelación de intensidad sin fondo*. La interferométrica consiste en la detección de la señal expresada matemáticamente en la ecuación (3.16) con resolución interferencial. La curva de esta autocorrelación se caracteriza por ser una función del tipo senoidal, debida a la interferencia de la frecuencia fundamental de los dos pulsos, con una modulación en amplitud debida a la variación de la superposición de las envolventes de ambos pulsos. También se distingue por el contraste de 8 a 1 que presenta entre el valor de máxima superposición entre pulsos, $\tau = 0$, y el de superposición nula, $\tau \rightarrow \infty$.

En la autocorrelación de intensidad también se mide la señal expresada en (3.16) pero con la interferencia suprimida por la promediación temporal de la señal. Esto se suele hacer numéricamente o, más habitualmente, utilizando un detector lento que realice la tarea en forma directa. El contraste en este caso es de 3 a 1. Experimentalmente, estos dos tipos de autocorrelación se consiguen o bien alineando los haces de ambas ramas de modo que incidan colinealmente sobre un cristal de segunda armónica, o utilizando como método de

detección la absorción de dos fotones en un fotodiodo o LED. Si en cambio, los pulsos provenientes de ambas ramas del autocorrelador inciden en forma no colineal sobre el cristal, la intensidad del haz suma que se genera por la superposición de los pulsos también está relacionada con la correlación. En este caso se obtiene la denominada autocorrelación de intensidad sin fondo, cuya traza es similar a la de intensidad con fondo pero que se caracteriza por alcanzar un valor nulo para grandes retardos relativos.

La Figura 3.2 muestra la traza de una autocorrelación interferencial de los pulsos del KLM-Ti:Za armado en este trabajo (capítulo 1) obtenida por generación de segunda armónica.

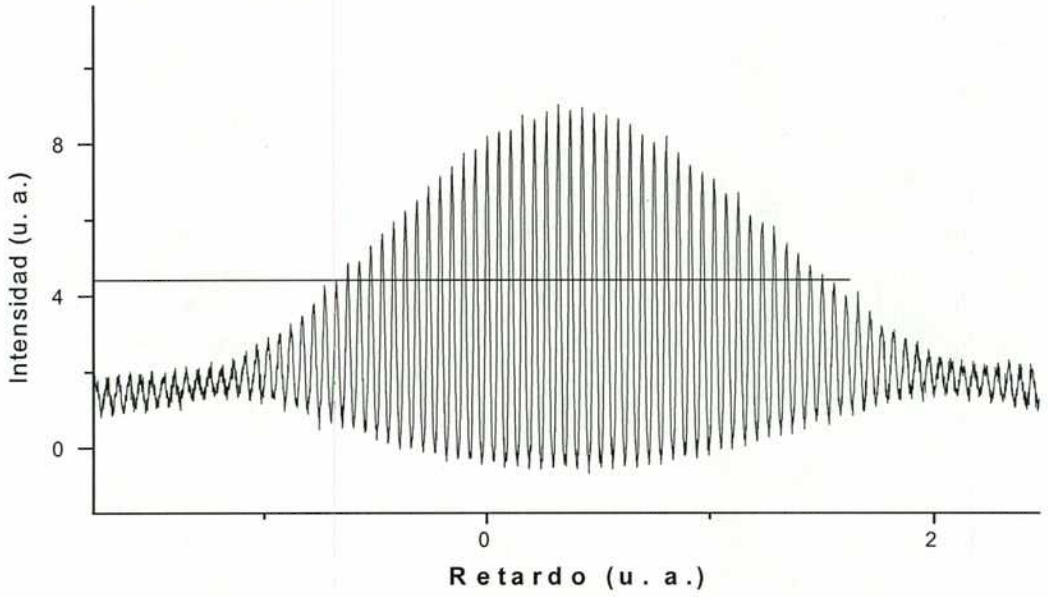

Figura 3.2: Autocorrelación interferencial del láser del LEC. El ancho a mitad de altura es de 41 picos, lo que implica un ancho de correlación de 110 fs.

Una ventaja de la autocorrelación interferencial, comparada con las autocorrelaciones de intensidad, es que las mismas franjas de interferencia permiten estimar el ancho. Esta especie de autocalibrado de la traza proviene del hecho que entre máximos el retardo relativo corresponde a λ_o/c, donde λ_o es la longitud de onda central de la frecuencia fundamental y c es la velocidad de la luz. Entonces para una cantidad de picos N se tendrá que el retardo es

$$\Delta T = N\frac{\lambda_o}{c} \tag{3.17}$$

Como la autocorrelación surge de la comparación del pulso consigo mismo, el ancho de la curva que se obtiene no es el ancho del pulso sino una magnitud relacionada con ésta. Para obtener el ancho del pulso a partir de la traza de la autocorrelación se debe asumir previamente alguna forma de pulso. La función sech^2 es la más usada en la literatura y se puede ver[110] que es la que implica, para una misma autocorrelación, los pulsos más cortos. El factor que relaciona el ancho de la autocorrelación ΔT con el ancho del pulso τ es en este caso $\Delta T/\tau = 1{,}54$. Si asumimos esta forma de pulso para el Ti:Za del LEC, entonces la duración de los pulsos según la correlación de la Figura 3.2 es de 71 fs aproximadamente.

3.2.2 Método para variar rápidamente el largo de caminos ópticos

En la implementación experimental del autocorrelador, al igual que en otros experimentos, es necesario introducir variaciones en la diferencia del largo de los caminos ópticos que recorren dos pulsos distintos. Si no se requiere gran velocidad en la variación es posible desplazar uno de los espejos del interferómetro con una unidad de traslación motorizada o incluso manual. La señal que se desea medir se registra en función de la posición de esta unidad de traslación para poder después construir la curva de intensidad de señal en función de la diferencia de camino óptico.

Muchas veces se desea que las variaciones en la diferencia de caminos ópticos sean rápidas y repetitivas, de manera de poder observar la curva de la señal en "tiempo real" en un osciloscopio. Dos variantes que se suelen utilizar son montar el espejo de una de las ramas del interferómetro sobre cristales piezoeléctricos o membranas de parlantes alimentados con una señal periódica. De esta manera se consigue un desplazamiento proporcional a la señal eléctrica de alimentación (una onda senoidal por ejemplo) que se puede registrar en un osciloscopio al mismo tiempo que la señal a medir.

Con el método del barrido por desplazamiento de una unidad de traslación se pueden conseguir diferencias de caminos ópticos de 1 m o más (equivalente a un retardo entre pulsos de ~3 ns). La desventaja es que incluso para pequeños desplazamiento la frecuencia de barrido no supera el Hz. El sistema del piezoeléctrico, alimentado con una señal alterna

en resonancia, permite altas frecuencias de barrido (del orden de los kHz), pero sólo unos pocos micrones de longitud de barrido (~100 fs). En cambio el sistema del parlante puede llegar a barridos de 1 cm (~30 ps), pero a frecuencias mucho mas bajas (del orden de los 10 Hz), con un movimiento más difícil de sensar y que puede presentar variaciones de un ciclo a otro.

Varios sistemas de barrido más sofisticados se pueden encontrar en la literatura[111,112], y todos ellos presentan ventajas y desventajas relativas respecto de estos sistemas sencillos. Uno que se destaca por su relativa sencillez y bajo costo es el denominado *de los espejos rotantes*[113], que ha dado lugar a varias modificaciones y mejoras[114,115]. Se trata básicamente de un par de espejos paralelos montados sobre una plataforma rotante como indica la Figura 3.3. El ángulo θ es el formado entre el eje que une ambos espejos y la perpendicular a la dirección de entrada del haz al sistema. El ángulo ψ es el comprendido por el eje que une ambos espejos y la superficie de los espejos.

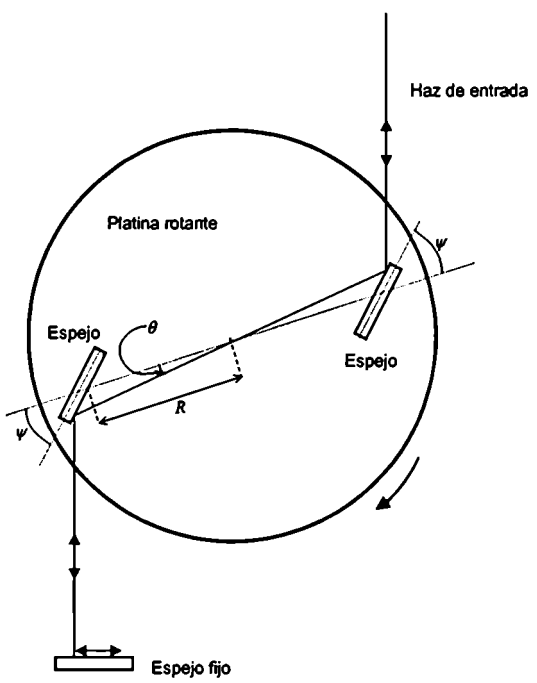

Figura 3.3: Esquema del sistema de espejos rotantes convencional.

La diferencia de camino óptico Δl introducido por este sistema depende de los ángulos θ y ψ según[113]

$$\Delta l(\theta) = 4R[sen(2\psi)sen\theta - (1-cos(2\psi))(1-cos\theta)] \tag{3.18}$$

donde R es la distancia del eje de rotación de la plataforma a los espejos (la mitad de la separación de los dos espejos). Una de las variaciones a este esquema es el reemplazo del par de espejos por un retrorreflector. Para este caso la expresión (3.18) queda

$$\Delta l(\theta) = 4Rsen\theta \tag{3.19}$$

donde ahora R es la distancia del eje de rotación al retrorreflector. Dos inconvenientes que presentan estos sistemas rotantes son la determinación exacta de la posición angular y el bajo tiempo útil por ciclo (el haz es reflejado sólo durante la parte de la rotación en la que incide sobre uno de los espejos o el retrorreflector). Para solucionar estos problemas se ha desarrollado una variante de este sistema consistente en la modificación del sistema rotante por uno oscilante, lo que incrementa el ciclo útil al 100%, e incluimos un detector de posición que permite la determinación directa del retardo[116,117].

Para hacer oscilar la plataforma alimentamos las bobinas de un motor por paso de una manera no convencional. La forma usual de hacer que estos motores giren es alimentando las dos bobinas con señales sinusoidales desfasadas en medio ciclo una respecto de la otra. Cambiando la alimentación de una de las bobinas por una corriente constante conseguimos que el motor avance y retroceda un paso por vez siguiendo la corriente circulante por el otro bobinado.

Para obtener una señal proporcional a la posición angular del retrorreflector adosamos a la platina oscilante una placa metálica con borde afilado (una hoja de trincheta) de manera que se moviera solidaria con el motor. Por delante y por detrás de la hoja oscilante colocamos un fotodiodo de área grande y un diodo láser sin óptica de colimación, de manera que al iluminar el detector con el láser, parte de su superficie quedara sin iluminar por la sombra de la hoja (ver Figura 3.4). La señal generada por el fotodiodo resulta proporcional al área iluminada que depende de la posición del filo, con lo que se tiene una magnitud que depende de la posición angular de la platina. La ventaja de usar un diodo láser es que se puede estabilizar la intensidad de luz emitida, o normalizar la lectura del detector, utilizando la señal del fotodiodo de control que trae incorporado de fábrica. De esta manera se puede asegurar que las variaciones de la señal del fotodiodo de área grande se deben únicamente a la variación de la superficie de la sombra y no a fluctuaciones de la fuente.

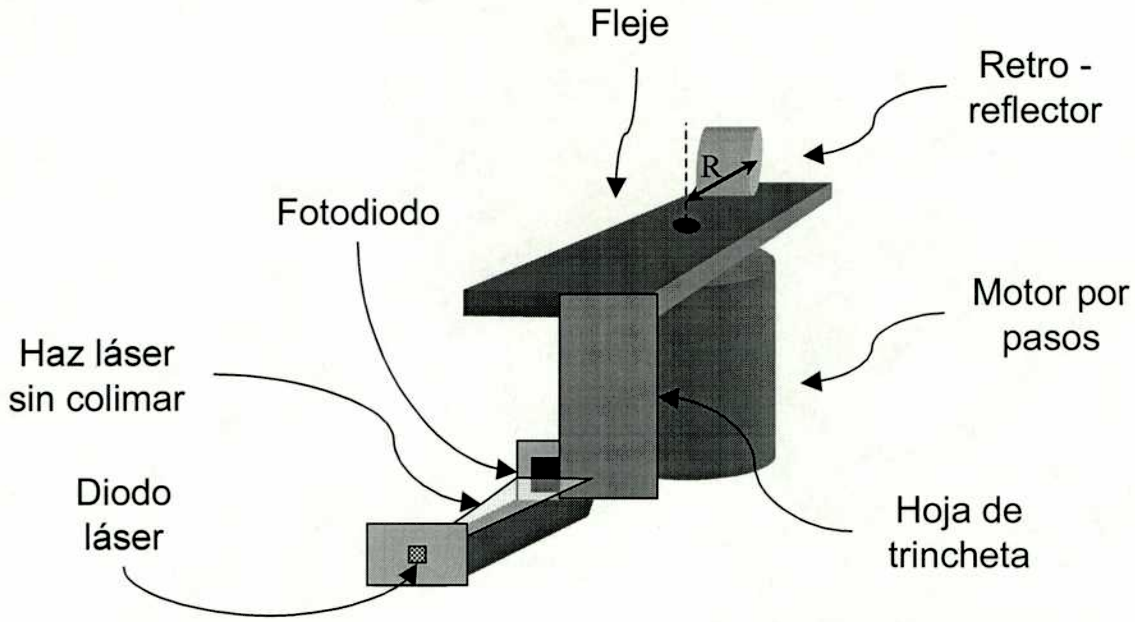

Figura 3.4: Esquema del sistema de generación de retardos variables con un detalle del transductor de posición.

Para demostrar experimentalmente el sistema armamos un autocorrelador con el generador de retardo variable en uno de los brazos. Con un motor de 5° por paso (*Astrosyn*, Mineba Co. LTD Type 23LQ-C202-01H) hicimos oscilar un retrorreflector de 1,5 pulgada de apertura montado sobre una varilla de 10 cm de longitud. El detector de posición lo armamos con un diodo láser (Sanyo DL3150-101) y un fotodiodo cuadrado de 11 mm de lado.

Para levantar las curvas de calibración del sistema usamos el láser de Ti:Za como fuente y detectamos con un fotodiodo la señal de segunda armónica generada en un cristal no lineal. Para realizar las mediciones utilizamos un osciloscopio en el modo X-Y, registrando en el canal X la señal del monitor de posición y en el canal Y la señal de autocorrelación. En la Figura 3.5 se muestran las curvas obtenidas para cuatro frecuencias de oscilación distintas. Lo que allí se muestra es la señal del monitor de posición angular como función de la posición del espejo del brazo de referencia. Es de destacar que la buena superposición de las cuatro curvas.

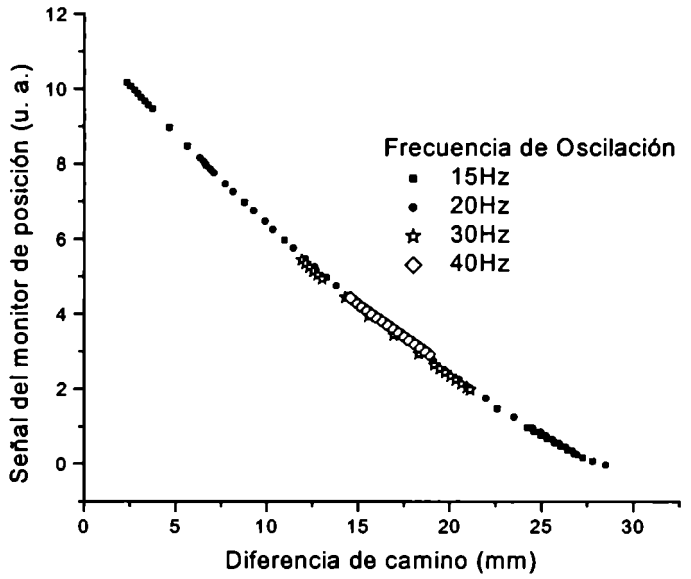

Figura 3.5: Curvas de calibración del sistema de barrido para cuatro frecuencias distintas.

La amplitud máxima de oscilación depende de la frecuencia del motor, como era de esperarse de un sistema mecánico como el descripto. En el gráfico de la Figura 3.6 se puede ver la dependencia del retardo máximo logrado en función de la frecuencia de oscilación.

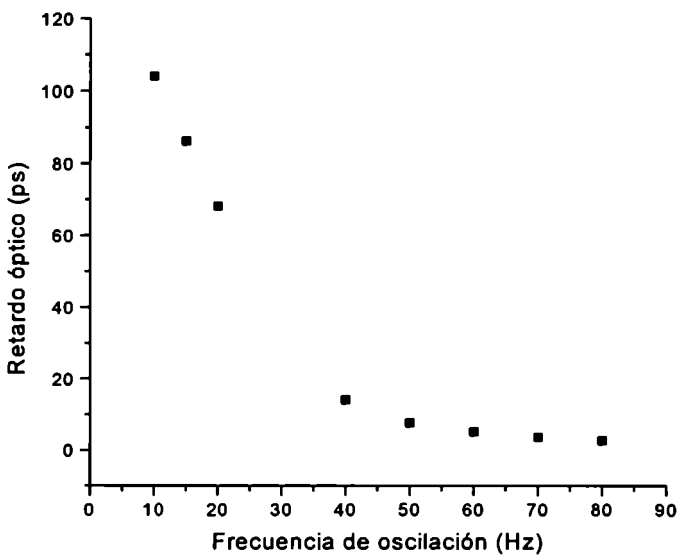

Figura 3.6: Retardo máximo obtenido en función de la frecuencia de oscilación.

Es de destacar que los sistemas comerciales, como el basado en la referencia [111], generan retardos de 300 ps a una frecuencia de 30 Hz. Si se montara un segundo retrorreflector en la plataforma, de modo de sumar los efectos, y en cada rama se implementara un sistema de duplicado del recorrido[114], para la misma frecuencia que el equipo comercial con el sistema propuesto se generaría un retardo de 200 ps, mientras que a 10 Hz se sería de 840 ps.

3.3 Medición directa del retardo de grupo

Si bien a partir de una figura obtenida de una autocorrelación es posible estimar la duración del pulso y algunas características de su barrido en frecuencia[110], el método requiere de la presunción previa de una forma de pulso y no distingue pulsos con flancos de trepada y bajada distintos (los registra como simétricos). La necesidad de una caracterización más precisa del pulso hizo que se desarrollaran métodos como FDPM, FROG, SPIDER y sus variantes. Un problema común a todos los métodos es el tiempo que tardan en caracterizan el pulso y bastante trabajo se está realizando para reducirlo[23,118,119,120]. El método DGDOM resulta mucho más rápido que FDPM, método del que evoluciona, porque requiere un número mucho menor de mediciones para la caracterización. Además, desde el punto de vista conceptual, este método introduce la novedad de medir el retardo de grupo en forma directa.

En esta sección introducimos primeramente el desarrollo teórico del método, incluyendo un detalle del sistema de filtrado espectral con los parámetros más importantes que lo describen. Luego presentamos resultados de una simulación numérica y por último la implementación experimental y sus resultados.

3.3.1 Desarrollo de la idea

El método DGDOM está relacionado con la técnica FDPM[18,104,105,121] de caracterización de pulsos láser cortos y parte del desarrollo teórico es común a ambas técnicas. En ambas técnicas la fase de un pulso ultracorto se obtiene a partir de la medición del retardo de grupo de las distintas frecuencias que lo componen. En FDPM esto se realiza hallando el máximo de las correlaciones cruzadas de un pulso de referencia con distintos pulsos filtrados en frecuencia obtenidos a partir del pulso a caracterizar. La señal de la correlación cruzada del pulso filtrado, I_{filt}, con el pulso de referencia, I_{ref}, en función del retardo relativo τ, está dada por

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{ref}(t+\tau) I_{filt}(t) dt \tag{3.20}$$

La Figura 3.7-a representa esquemáticamente la situación para cinco frecuencias diferentes.

La intensidad de salida de los pulsos filtrados se puede expresar como[104]

$$I_{filt}^{\Omega_{filt}}(t) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} |a_{in}(\Omega)| e^{i\varphi(\Omega)} M(\Omega) e^{i\Omega t} d\Omega \right|^2 \tag{3.21}$$

donde $M(\Omega)$ es la función que describe al filtro espectral efectivo y $a_{in}(\Omega)$ es el pulso de entrada descripto en el dominio de las frecuencias. Si tenemos en cuenta que $M(\Omega)$ es una función angosta de Ω, la ecuación (3.21) alrededor de la frecuencia central de filtrado Ω_{filt} se puede rescribir como*

$$I_{filt}(t) = |a_{in}(\Omega_{filt})|^2 |m(t+\varphi'_{filt})|^2 = |a_{in}(\Omega_{filt})|^2 h(t+\varphi'_{filt}) \tag{3.22}$$

donde $m(t+\varphi'_{filt}) = \int_{-\infty}^{\infty} M(\Omega) e^{i\varphi'_{filt}(\Omega-\Omega_{filt})} e^{i\Omega t} d\Omega$ es el efecto del filtro de frecuencia en el dominio del tiempo y $\varphi'_{filt} = \left.\frac{d\varphi}{d\Omega}\right|_{\Omega_{filt}}$ es la derivada de la fase del pulso en el dominio de las frecuencias evaluada en la frecuencia central del filtro, esto es, el retardo de grupo correspondiente a la frecuencia Ω_{filt}.

---

* Para simplificar la notación, a partir de la expresión (3.22) omitimos el superíndice Ω_{filt} de (3.21) que explicita la dependencia con ese parámetro.

La ecuación (3.22) muestra que la salida del sistema de filtrado es la intensidad de un pulso cuya forma es el cuadrado de la transformada de Fourier de la función angosta $m(t-\varphi'_{filt})$ corrida en un tiempo igual al retardo de grupo de la frecuencia del filtro, $\Delta t = -\varphi'(\Omega_{filt})$, y cuya amplitud está determinada por la potencia espectral correspondiente a la frecuencia filtrada, $\left|a_{in}(\Omega_{filt})\right|^2$.

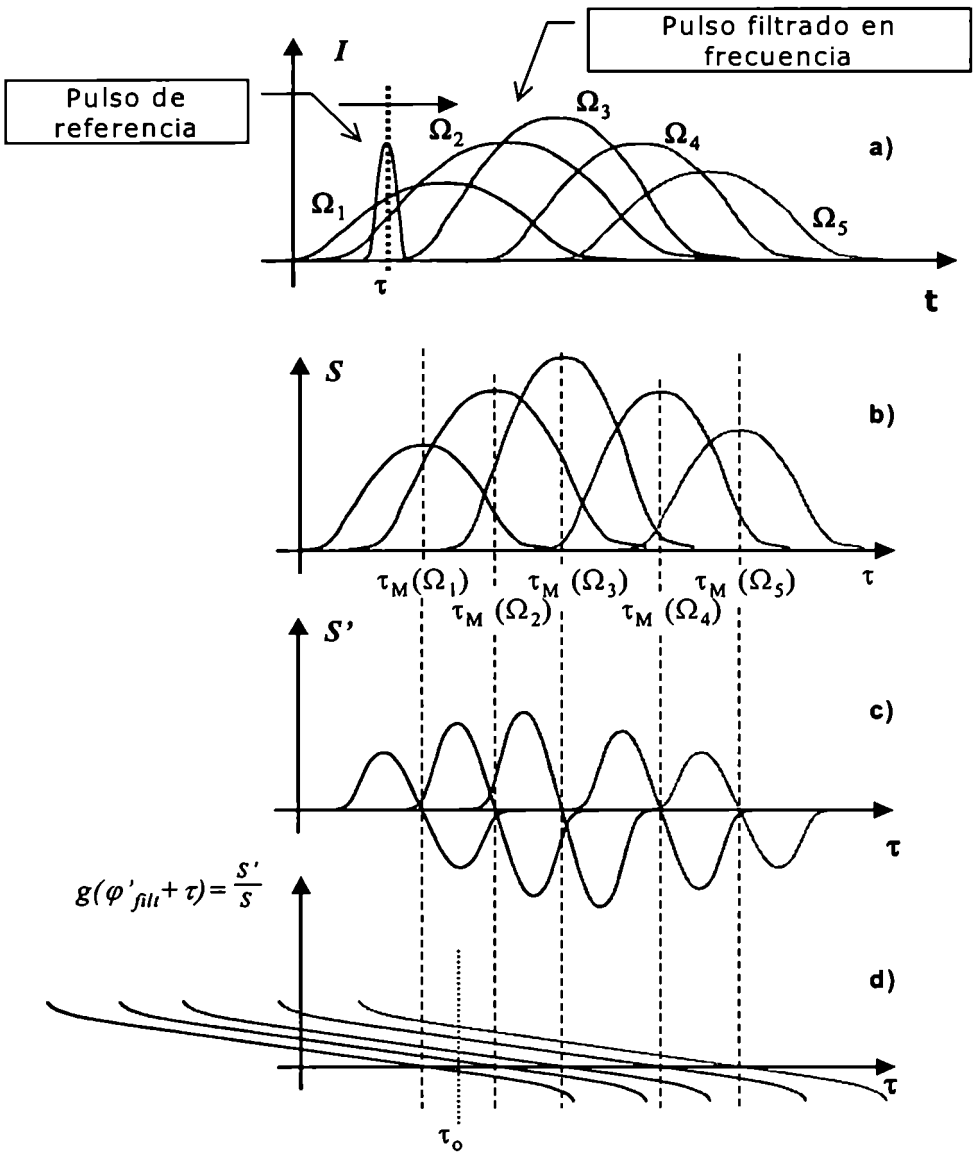

Figura 3.7: Representación de las correlaciones cruzadas, las derivadas y derivadas logarítmica como función de la frecuencia central de filtrado (Ω_i). a) Pulsos filtrados. Los pulsos están corridos temporalmente debido al retardo de grupo correspondiente a cada frecuencia. b) Correlaciones cruzadas de los pulsos filtrados con el pulso de referencia mostrada en a). $\tau_M(\Omega_i)$ es el retardo relativo para el máximo de la correlación. c) Derivadas de las correlaciones cruzadas. d) Derivadas logarítmicas de las correlaciones cruzadas.

Sustituyendo la ecuación (3.22) en (3.20) se obtiene

$$S(\tau)=\left|a_{in}(\Omega_{filt})\right|^2\int_{-\infty}^{\infty}I_{ref}(t)h(t+\tau+\varphi'_{filt})dt \tag{3.23}$$

Como está representado en el esquema de la Figura 3.7–b, esta ecuación muestra que la correlación cruzada presenta el mismo corrimiento temporal, $-\varphi'(\omega_o)$, y dependencia de amplitud, $\left|a_{in}(\Omega_{filt})\right|^2$, que el pulso filtrado.

En el método FDPM la única información que se usa para reconstruir la fase del pulso es el retardo relativo $\tau_M(\Omega_{filt})$ correspondiente al máximo de cada correlación cruzada (Figura 3.7-b). Está claro que medir en forma completa todas las correlaciones cruzadas produce información innecesaria para la medición de la fase, y el costo de recoger esta información redundante es un exceso en el tiempo requerido para la caracterización del pulso. La técnica DGDOM resuelve esta inconveniencia del FDPM al determinar directamente una cantidad proporcional al retardo de grupo.

Muchas veces, en vez de encontrar el máximo de una función resulta más conveniente hallar donde se anula su derivada. En el caso de la función de correlación dada por (3.23), la derivada se expresa como

$$S'(\tau)=\left|a_{in}(\Omega_{filt})\right|^2\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d}{d\tau}\left[I_{ref}(t)h(t+\tau+\varphi_{filt})\right]dt \tag{3.24}$$

El comportamiento de la función $S'(\tau)$ respecto del corrimiento temporal y la variación de amplitud es la misma que la de la ecuación (3.23). En este caso $\tau_M(\Omega_{filt})$ es el retardo relativo para el cual la derivada de la correlación cruzada se hace nula (Figura 3.7-c).

Un cambio en la frecuencia central del filtro no modifica ni la forma de la correlación cruzada $S(\tau)$, ni la de su derivada $S'(\tau)$, solo hace que sus amplitudes y su posición varíen. Como la variación de ambas funciones es exactamente la misma (ambas están corridas en $\varphi'(\Omega_{filt})$ y escalan con $\left|a_{in}(\Omega_{filt})\right|^2$), dividiendo $S'(\tau)$ por $S(\tau)$ se logra simultáneamente cancelar el factor de escala y mantener el efecto de corrimiento debido al retardo de grupo. La función que queda entonces es la derivada logarítmica de la correlación cruzada

$$\frac{d}{d\tau}[ln(S)]=\frac{S'(\tau)}{S(\tau)}=\frac{\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d}{d\tau}\left[I_{ref}(t+\tau)h(t+\varphi'_{filt})\right]dt}{\int_{-\infty}^{\infty}I_{ref}(t+\tau)h(t+\varphi'_{filt})dt}=g(\varphi'_{filt}+\tau) \qquad (3.25)$$

En esta expresión queda explícita la dependencia de la derivada logarítmica con la suma de $\varphi'_o+\tau$ y la independencia con el factor de escala que se ha cancelado. La variación de la frecuencia central de filtrado Ω_{filt} provoca que la curva de la derivada logarítmica de la ecuación (3.25) se desplace a lo largo del eje del retardo, sin que su amplitud se modifique. De esta manera, variando la frecuencia filtrada se obtiene un conjunto de curvas idénticas desplazadas una respecto de la otra una cantidad directamente relacionada con $\varphi'(\Omega_{filt})$ (Figura 3.7-d). Alternativamente se puede notar que si se deja el sistema en un retardo fijo τ_o, los distintos valores de la función g que se obtienen para cada frecuencia Ω_{filt} se deben únicamente al desplazamiento producido por la diferencia en el retardo de grupo $\varphi'(\Omega_{filt})$. Esta es la idea central en la técnica DGDOM: obtener la fase de las componentes espectrales que conforman un pulso ultracorto a partir del cálculo del retardo de grupo obtenido de la medición de la función g a un retardo τ_o fijo.

FDPM requiere de la medición de N^2 puntos para determinar el retardo de grupo y la amplitud de un pulso en N posiciones, ya que requiere barrer el filtro para medir en forma completa la correlación cruzada para cada uno de los N puntos. Este redundancia de mediciones hace que el proceso de reconstrucción del pulso sea lento. DGDOM en cambio, para obtener el retardo de grupo y la amplitud espectral en N puntos sólo realiza 2N mediciones (el valor de la correlación cruzada y el de su derivada), resultando en un incremento notable de la velocidad de reconstrucción.

La resolución del sistema va a depender del ancho de la ranura utilizada para filtrar. Cuanto más angosta la ranura mejor resolución espectral se tendrá, pero menor nivel de señal se conseguirá. Al igual que en un monocromador, en la determinación del ancho de la ranura a utilizar se debe llegar a una solución de compromiso entre la resolución espectral que se desea y el nivel de señal que se puede medir.

Considerando al pulso de referencia mucho más corto que el pulso filtrado, lo que es razonable a partir del estiramiento que el filtrado espectral produce, se puede aproximar a I_{ref} por una función Delta de Dirac, $I_{ref}(t) = \delta(t)$. La ecuación (3.25) queda entonces

$$g(\varphi'_{filt}+\tau)=\frac{\frac{d}{d\tau}\left[h(\varphi'_{filt}+\tau)\right]}{h(\varphi'_{filt}+\tau)} \tag{3.26}$$

Esto implica que siempre que se tenga un pulso de referencia suficientemente corto, el resultado de la medición es independiente de la forma exacta del mismo. Esto en general resulta una condición fácil de satisfacer ya que el mismo filtro espectral produce un alargamiento temporal del pulso que puede llegar a ser de dos órdenes de magnitud.

Si se desarrolla la función $h(\varphi'_{filt}+\tau)$, que se asume simétrica, en serie de potencias para $\tau = 0$ queda

$$h(\varphi'_{filt})\approx h_{filt}+\frac{1}{2}h''_{filt}\varphi'^{\,2}_{filt}+\ldots \tag{3.27}$$

donde $h_{filt} = h(\varphi'_{filt})$, $h''_{filt} = h''(\varphi'_{filt})$. Si reemplazamos (3.27) en la ecuación (3.26), manteniendo sólo los ordenes más bajos de h y h', queda que

$$g(\varphi'_{filt})=\frac{S'}{S}\approx\frac{h''_{filt}}{h_{filt}}\varphi'_{filt}=C\varphi'_{filt} \tag{3.28}$$

Esta expresión muestra entonces que, dentro de estas aproximaciones, la derivada logarítmica de la correlación cruzada es una cantidad directamente proporcional al retardo de grupo. Es de destacar que si el filtrado espectral es gausiano, esta relación resulta ser exacta. Este resultado es sumamente importante para la aplicación del método en sistemas de alta frecuencia de repetición, ya que implica que además de ser proporcionales g y φ'_{filt}, lo son también sus valores medios temporales.

3.3.1.1 El filtrado espectral

La implementación efectiva de este método se basa en la posibilidad de conseguir los pulsos filtrados espectralmente a partir del pulso que se desea caracterizar. Experimentalmente, el filtrado espectral lo realizamos mediante un esquema de conformación de pulsos de Fourier[122] como el que se muestra en la Figura 3.8.

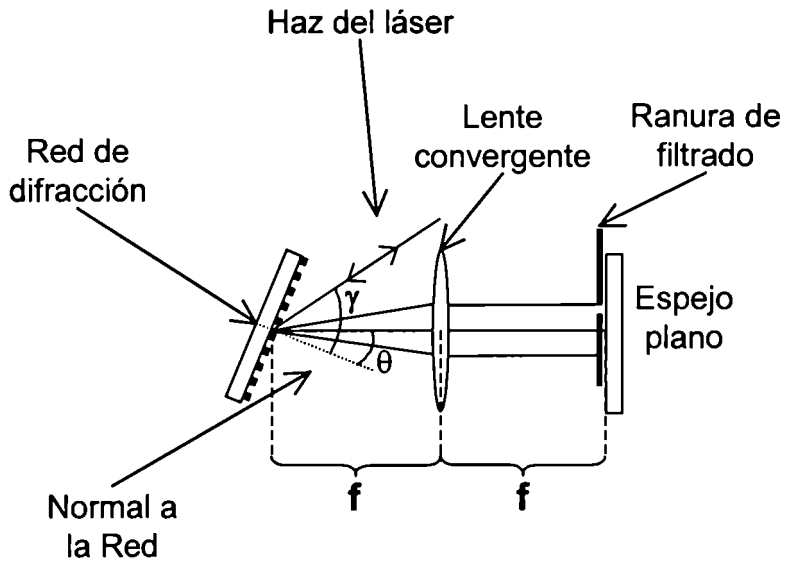

Figura 3.8: Esquema del filtro espectral con detalle de los parámetros de la descripción.

El sistema consiste básicamente en un compresor de dispersión cero con un filtro espacial (i. e. una ranura) en el plano focal de la lente donde todas las componentes espectrales del pulso están enfocadas. Al incidir por primera vez sobre la red de difracción, las diferentes frecuencias que componen el pulso se difractan en distintos ángulos, según lo describe la ecuación de la red

$$p\lambda = d(sen\theta + sen\gamma) \tag{3.29}$$

donde p es el orden de difracción (1 en el caso del compresor armado), λ es la longitud de onda, d es el período de la red (1200^{-1} μm en el caso de la red utilizada), θ es el ángulo de salida y γ el de incidencia. Al pasar por la lente el espectro resulta colimado y cada color enfocado. Si el filtro de la Figura 3.8 no existiera, el espejo plano ubicado en el plano focal de la lente devuelve la luz hacia el camino ya recorrido, haciendo que el doble pasaje por la lente conforme un telescopio de aumento -1. Esto hace que sobre la red se obtenga una inversión sin propagación, es decir, que luego de difractarse por segunda vez en la red el pulso sale conformado en forma idéntica a como entró.

Sobre el espejo se da la situación particular que la distribución espectral del pulso tiene una correspondencia con la distribución espacial, es decir, que en dicho plano se forma un mapa espacial de las componentes de frecuencia. Es por eso que la utilización de una máscara espacial en el espejo permite alterar las características del pulso, tanto en fase como

en amplitud espectral según el tipo de filtro que se utilice. En el caso del DGDOM lo que se emplea es una ranura que solo trasmite una estrecha sección espectral de todo el pulso.

La resolución máxima que se puede obtener mediante este tipo de esquema está dada por el tamaño del haz en este plano. Según se muestra en la referencia [104], el tamaño del haz en el filtro en unidades de frecuencia, σ, está dado por

$$\sigma = \frac{2\alpha}{kr\beta} \tag{3.30}$$

donde r es la cintura del haz a la entrada del compresor, k el número de onda, $\alpha = \frac{\cos\gamma}{\cos\theta}$ el aumento lateral de la red y $\beta = \frac{p\lambda_o}{\omega_o d \cos\theta}$ la dispersión angular de la red. En el dominio temporal, este detalle de mayor resolución espectral corresponde a la modulación más lenta que se puede conseguir, mientras que la más rápida está dada por el ancho espectral total del pulso.

La función $M(\Omega)$ está centrada en Ω_{filt} y surge de la convolución de la máscara espacial de transmisión, que constituye el filtro, con una gausiana que tiene en cuenta el tamaño finito del haz. Matemáticamente está dada por[104]

$$M(\omega) = \int_{-kb/f}^{kb/f} e^{-\left[\frac{\chi - k\beta(\Omega - \Omega_{filt})_r}{2\alpha}\right]^2} d\chi \tag{3.31}$$

donde k es el número de onda, b es el semiancho de la ranura, f la distancia focal de la lente y χ es la coordenada espacial trasversal a la ranura contenida en el plano de la misma.

3.3.2 Simulaciones numéricas

Para las simulaciones numéricas utilizamos como pulso de prueba un pulso temporalmente asimétrico con flancos de trepada y bajada diferentes[104], para probar la sensibilidad del método a asimetrías temporales.

$$E(t) = A(t)e^{i\omega_o t}, \qquad con\ A(t) = \begin{cases} e^{2t} & si\ t < 0 \\ e^{-t} & si\ t \geq 0 \end{cases} \tag{3.32}$$

La expresión en el espacio de las frecuencias, dada por la transformada de Fourier, es

$$a(\Omega) = \frac{3}{\sqrt{2\pi}\left(2 - i\Omega + \Omega^2\right)} = \frac{3\left(2 + \Omega^2\right) + 3i\Omega}{\sqrt{2\pi}\left(2 - i\Omega + \Omega^2\right)} = \frac{3}{\sqrt{2\pi}\left(\Omega^4 + 5\Omega^2 + 4\right)} e^{i\frac{\Omega}{2+\Omega^2}} \tag{3.33}$$

donde $\Omega = \omega - \omega_o$ es el corrimiento en frecuencia respecto de la frecuencia central de portadora del pulso ω_o. En la Figura 3.9 se muestran los gráficos correspondientes al pulso en el dominio del tiempo y de las frecuencias.

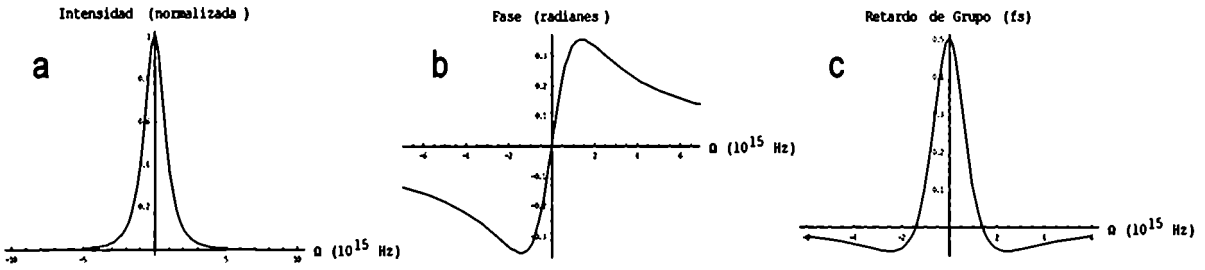

Figura 3.9: Pulso a caracterizar representado en el espacio de las frecuencias. a) Espectro de potencia, b) fase espectral y c) derivada de la fase espectral.

Algunos de los parámetros para los cálculos fueron elegidos a partir de los datos experimentales usados, como ser la frecuencia de portadora $\omega_o = 2\pi c/\lambda_o = 2{,}356 \times 10^{15}$ Hz, la longitud de onda central para el láser de Ti:Za: $\lambda_o = 0{,}8$ μm y velocidad de la luz: $c = 0{,}3$ μm/fs.

Las simulaciones numéricas las realizamos a partir de la expresión de la ecuación (3.26). Para los cálculos aproximamos la máscara efectiva $M(\Omega)$ por la ranura misma. Para ver la validez de esta aproximación es necesario calcular el ancho de la ranura en unidades de tamaño de cintura dado por[104]

$$\delta = \frac{krb}{2f\alpha} \tag{3.34}$$

Reemplazando en esta expresión los valores utilizados en la implementación experimental (k = 7,85 μm^{-1}, r = 1,5 mm, b = 200 μm, f = 50 mm y α = 0,28) se obtiene que δ = 84, lo que permite verificar la validez de la aproximación. Para probar cuanto afectaba la

fineza del filtrado espectral, hicimos también otra simulación con una ranura 100 veces más ancha en la que obviamente esta aproximación también se cumplía.

Multiplicando las expresiones de δ y σ se obtiene el ancho de la ranura en unidades de espectro, $\Delta\Omega_{filt}$. Entonces, de multiplicar las ecuaciones (3.30) y (3.34) queda que

$$\Delta\Omega_{filt} = \delta\sigma = \frac{b/f}{\beta} \tag{3.35}$$

Teniendo en cuenta que el sistema se construye de manera que el orden $p = 1$ se refracte con $\theta \sim 0$, entonces se tiene que $\beta = 0{,}41$ fs y $\Delta\Omega_{filt} = 9{,}8$ THz (10^{12} Hz), lo que representa una fracción mínima del ancho total a mitad de altura del espectro completo que es de 1700 THz aproximadamente. Para la segunda ranura el ancho espectral filtrado es de $\Delta\Omega_{filt} = 980$ THz, lo que representa más de la mitad del espectro total. El efecto del filtrado en el perfil temporal se puede ver en la Figura 3.10. En el caso de la ranura delgada (Figura 3.10-a) el pulso se estira temporalmente unas cien veces, lo que hace que la aproximación de considerar el pulso de referencia (que es el pulso sin filtrar) como una función δ sea perfectamente razonable (notar la escala horizontal). En el caso de la ranura ancha (Figura 3.10-b) el pulso filtrado es apenas unas cuatro veces más ancho que el original, por lo que en principio la aproximación parecería no ser apropiada.

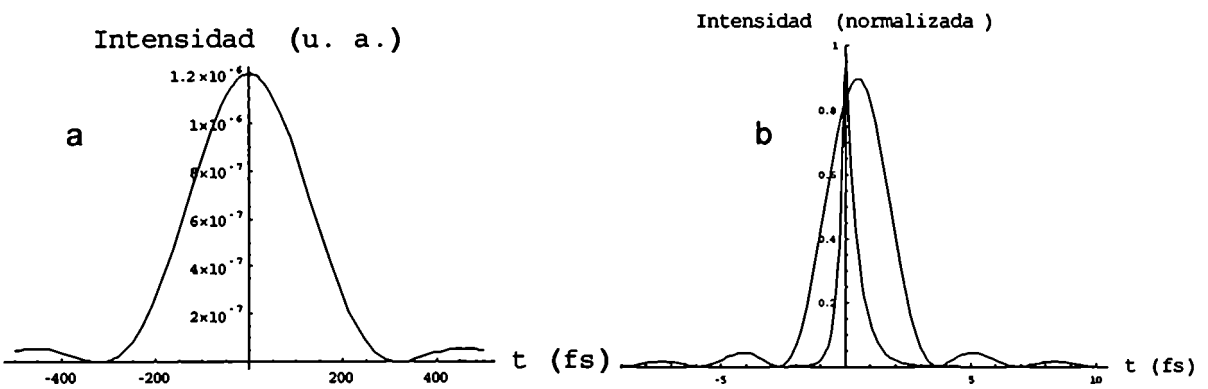

Figura 3.10: Perfil temporal de la intensidad de los pulsos filtrados espectralmente. a) Con la ranura angosta y b) con la ancha.

El ancho de la ranura, además de afectar la duración del pulso resultante, incide sobre la intensidad máxima del mismo. En los gráficos de la Figura 3.10 este efecto está representado en la diferencia de seis órdenes de magnitud de la escala vertical. Desde el punto de vista del diseño experimental este efecto implica que en la elección del ancho de la

ranura debe resultar, al igual que en un monocromador convencional, de una solución de compromiso entre la resolución espectral y el nivel de señal.

La función $I_{filt}(t)$ que describe el pulso filtrado resultó ser para ambos caso muy bien aproximada por la ecuación

$$I_{filt}(t)=\frac{4I(\Omega_{filt})\Delta\Omega_{filt}}{2\pi}\left[\frac{sen(\Delta\Omega_{filt}(t-\varphi'_{filt}))}{\Delta\Omega_{filt}(t-\varphi'_{filt})}\right]^2 \tag{3.36}$$

donde $I(\Omega_{filt})$ es la intensidad espectral del pulso filtrado obtenido según

$$I(\Omega_{filt})=\frac{2\pi}{9}\int_{\Omega_{filt}-\Delta\Omega_{filt}}^{\Omega_{filt}+\Delta\Omega_{filt}}|a(\Omega)|^2\,d\Omega \tag{3.37}$$

Para simular el proceso de calibración del equipo, calculamos para una frecuencia fija la diferencia del valor de g sin calibrar de la ecuación (3.26), $g_{sin\ calibrar}$, para dos valores distintos de τ. Esto lo usamos para determinar los valores de la mediciones simuladas, g_{med}, a partir de la expresión

$$g_{med}=\frac{\Delta g_{sin\ calibrar}}{\Delta\tau_{cal}} \tag{3.38}$$

donde $\Delta g_{sin\ calibrar}$ es la diferencia del valor de $g_{sin\ calibrar}$ y $\Delta\tau$ es la diferencia entre los dos retardos elegidos.

En la Figura 3.11 se muestran los resultados obtenidos para las simulaciones de DGDOM con ambas ranuras. Cabe mencionar que los puntos correspondientes a las reconstrucciones de la fase (gráficos b y d) se encuentran desplazados verticalmente de manera que coincidieran con las originales. Esto resulta necesario porque la magnitud cuya medición se simula es la derivada de la fase y la constante que se adiciona queda indeterminada de la integración. Físicamente, lo único que produce esta fase constante es un corrimiento del origen de lo tiempo en la descripción temporal del pulso.

En los gráficos c) y d) de esta figura se puede ver que si bien con la ranura más ancha se nota un apartamiento de los valores obtenidos (puntos) respecto de las curvas verdaderas (líneas llenas), la reconstrucción sigue siendo cualitativamente correcta. Pero esta ranura ya se encontraba al límite de la utilidad de la aproximación, ya que con simulación de ranuras

de ancho un poco mayor que ésta las reconstrucciones presentaban diferencias cualitativas grandes de las curvas verdaderas.

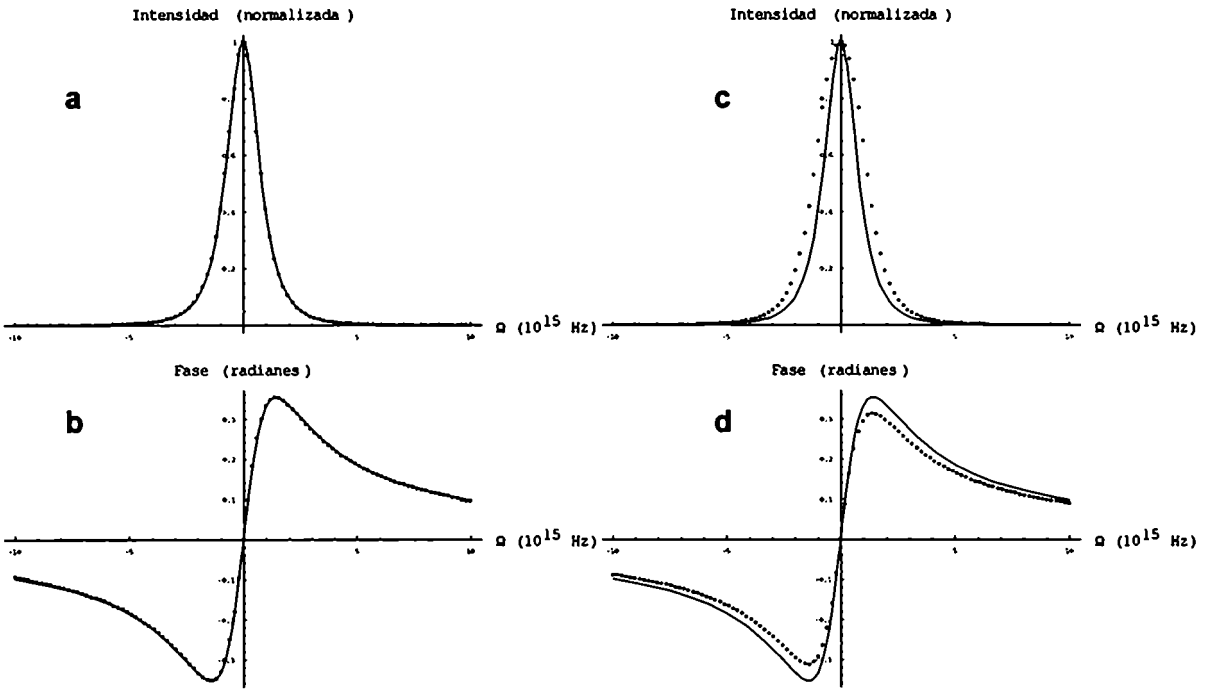

Figura 3.11: Gráficos del pulso original (línea llena) y de las reconstrucciones (puntos) obtenidas para dos anchos de ranura. a) espectro de potencia obtenido con la ranura angosta, b) fase con la ranura angosta, c) espectro de potencia obtenido con la ranura ancha y d) fase con la ranura ancha.

Es de destacarse también que para el caso de los parámetros experimentales utilizados (gráficos a y b de la Figura 3.11), las curvas calculadas resultan prácticamente indistinguibles de las verdaderas.

3.3.3 Montaje experimental y resultados

Para el trabajo experimental utilizamos como fuente de pulsos ultracortos el láser de Ti:Za armado en este trabajo (capítulo 1). El montaje experimental realizado es el mostrado esquemáticamente en la Figura 3.12.

La salida del láser se hace entrar en un interferómetro tipo Michelson, donde una red de difracción de 1200 l/mm, posicionada para que el primer orden de difracción salga

normal a la red, funciona también como divisor de haz. Este orden de difracción pasa a través de una lente convergente de distancia focal f = 5 cm, se refleja en un espejo plano y vuelve a la red a través de la lente. Inmediatamente por delante del espejo se ubica la rendija móvil, de 400 μm de ancho, que filtra espectralmente el pulso que vuelve a la red. Esta es la rama en la que el esquema de filtrado de Fourier es implementado y debido a que es análogo al presentado en [104] valen las mismas consideraciones respecto de la tolerancia de alineación.

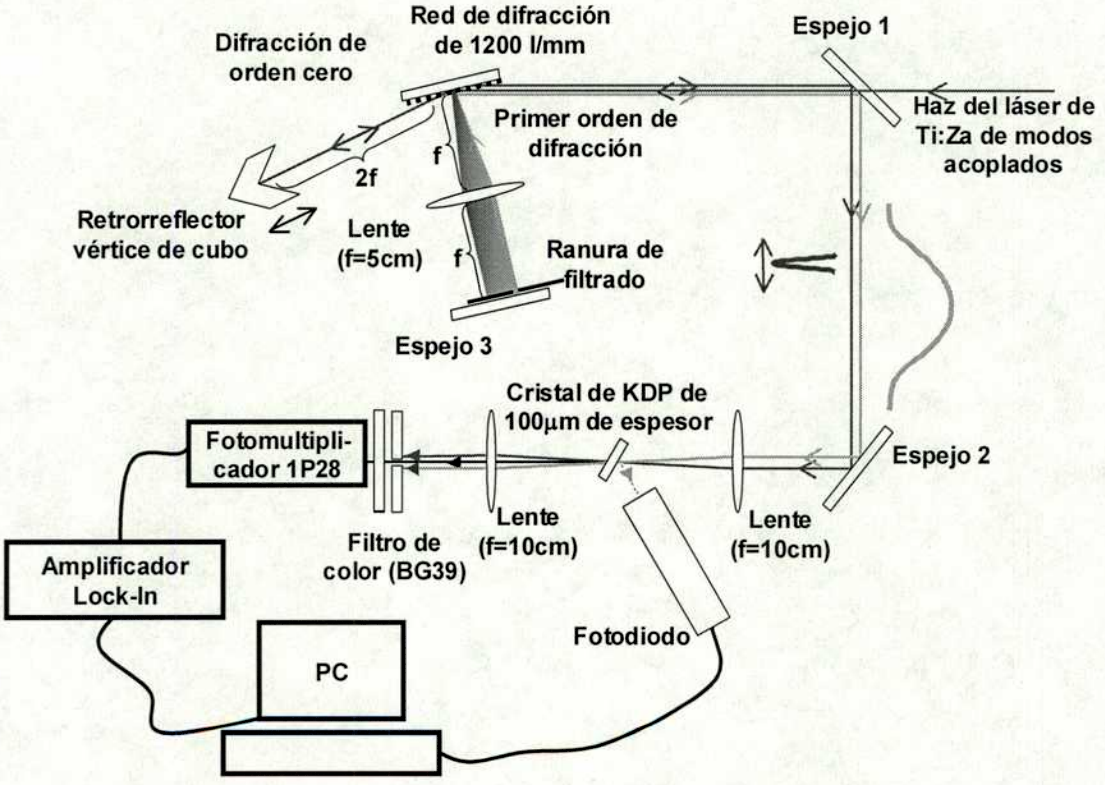

Figura 3.12: Esquema del montaje experimental del DGDOM.

El orden cero de difracción se aprovecha como pulso de referencia para las correlaciones cruzadas. La luz proveniente de la red es reflejada por un retrorreflector hueco montado en una cristal piezoeléctrico que al vibrar permite obtener la derivada de la correlación cruzada. El retrorreflector y el cristal piezoeléctrico están montados sobre una unidad de traslación que permite variar el retardo entre los pulsos.

Los haces provenientes de ambas ramas del sistema se alinean de manera que al salir del interferómetro sean paralelos entre sí y al haz de entrada. Esta salida es dirigida mediante los espejos 1 y 2 a una lente que los enfoca a una cristal generador de segunda armónica

KDP de 0,1 mm de espesor*. Los tres haces de segunda armónica son recolimados por una segunda lente, filtrados espacialmente para dejar únicamente el de la correlación cruzada, el cuál es detectado con un fotomultiplicador. Para controlar la alineación del cristal no lineal, se registra la intensidad espectral relativa del pulso filtrado con el fotodiodo que recoge la reflexión en la primera cara del cristal doblador.

La calibración del sistema es bastante sencilla. Para una frecuencia fija se mide la derivada logarítmica para dos retardos relativos distintos del pulso de referencia. Conociendo la diferencia de retardos relativos, y asumiendo una relación lineal para $g(\Omega)$, la constante C de la ecuación (3.28) viene dada por $\Delta\tau/\Delta g$.

Para medir el retardo de grupo mediante la técnica DGDOM, primeramente se fijó la posición del retrorreflector y se lo puso a vibrar. Luego posicionamos la ranura en un extremo del espectro y comenzamos a desplazarla paralela al espejo 3 de manera de ir seleccionando las distintas frecuencias. La señal de segunda armónica, filtrada espacialmente y con un filtro (BG39), se detectó con un fotomultiplicador y se registró con un amplificador Lock-In a la frecuencia de vibración de cristal piezoeléctrico. De esta manera se medía simultáneamente la amplitud de la señal (correspondiente a la derivada de la correlación cruzada) y la señal integrada (correspondiente a la correlación cruzada), obtenida mediante el simple circuito integrador RC que se muestra en la Figura 3.13. Todo el proceso de medición lleva unos pocos minutos y su duración está limitado por la velocidad del sistema mecánico de barrido utilizado de la ranura.

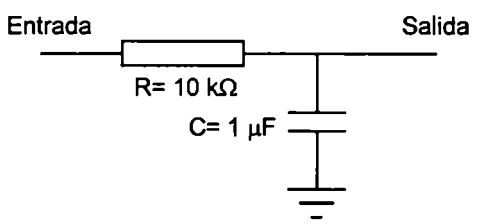

Figura 3.13: Circuito integrador. A la entrada se tiene la señal de la derivada de la correlación cruzada y a la salida la correlación.

* A pesar de que la eficiencia de conversión de este cristal es menor que la de un BBO de 500 μm de espesor, se prefirió el KTP debido a la menor dispersión de retardo de grupo que introduce.

Para validar los resultados obtenidos mediante la técnica DGDOM implementamos la medición de los mismos pulsos generados por el Ti:Za mediante la técnica FDPM. Usando el mismo montaje experimental registramos con el amplificador Lock-In la señal de la correlación cruzada al barrer el retardo relativo del pulso de referencia para cada posición de la ranura de filtrado. Haciendo esto para distintas frecuencias centrales de filtrado (es decir, para distintas posiciones de la ranura a lo largo del espectro sobre el espejo 3), obtuvimos las curvas necesarias para la determinación del retardo de grupo de las distintas frecuencias. En la Figura 3.14 se muestran los resultados experimentales obtenidos.

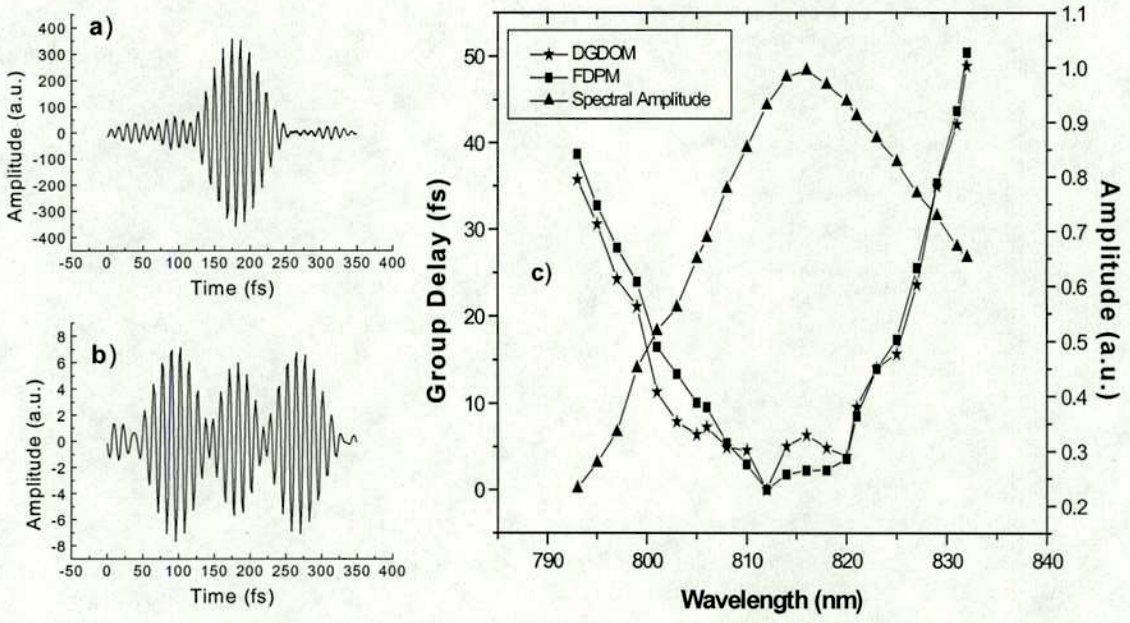

Figura 3.14: Resultados de las medición de los pulsos del Ti:Za obtenidos mediante las técnicas DGDOM y FDPM. a) Reconstrucción del campo eléctrico de los pulsos a partir de los datos obtenidos por ambos métodos. b) Diferencia entre las reconstrucciones del gráfico a. c) Mediciones de la amplitud espectral y el retardo de grupo.

En la Figura 3.14-a se presentan reconstrucciones del campo eléctrico realizados con los datos de ambas técnicas. La constante de integración que aparece al obtener la fase espectral a partir de la integración del retardo de grupo se tomó arbitrariamente igual a cero. Como ambas trazas resultan prácticamente indistinguibles, en el gráfico de la Figura 3.14-b se muestra la diferencia entre ambas curvas en una escala vertical aproximadamente cincuenta veces ampliada.

En el gráfico de la Figura 3.14-c, donde se presentan las curvas medidas del retardo de grupo en función de la longitud de onda, se puede apreciar la gran concordancia de los resultados obtenidos mediante ambas técnicas.

Capítulo 4: Conclusiones y comentarios

Como producto de este trabajo de tesis, el Laboratorio de Electrónica Cuántica cuenta con un láser de Ti:Za de pulsos ultracortos de diseño más simple y robusto que el existente anteriormente. Este láser emite en forma rutinaria pulsos de entre 50 y 100 fs a una frecuencia de repetición de 80 MHz, con una potencia media de 400 mW y un ancho de banda de unos 30 nm centrado cerca de los 800 nm. Si bien el láser puede funcionar sin problemas por horas en forma ininterrumpida, el rediseño de algunos soportes de los elementos de la cavidad y, en especial, el mejoramiento de la estabilidad de la puntería del láser de bombeo, pueden contribuir a mejorar aún más la robustez de su funcionamiento. Este láser está siendo o ha sido utilizado en tesis de doctorado, de licenciatura, trabajos de laboratorio 6 y 7 y pasantías. En el Apéndice II se presenta una lista de trabajos, publicaciones y presentaciones a congresos en los que se lo ha empleado.

La investigación sobre el incremento de la energía por pulso mediante la inserción de un telescopio con aumento –1, ha demostrado la factibilidad de este método. La reducción de la frecuencia de repetición de los pulsos de 100 MHz a unos pocos Hz, además de incrementar la energía de cada pulso, puede traer ventajas experimentales. La reducción de

frecuencia baja los efectos térmicos parásitos, los problemas de dañado de muestras y las señales espurias de tiempo de recuperación que pueden aparecer en estudios no lineales y ultrarrápidos. Además, el espaciamiento temporal de los pulsos puede simplificar la sincronización de los sistemas en que se los usa con el láser que los genera. Un ejemplo es la sincronización de etapas amplificadoras que podrían simplificarse al eliminar el elemento óptico activo, como una celda Kerr o un modulador optoacústico, que selecciona el pulso pero a su vez introduce cierta dispersión .

Se presentó el diseño de un amplificador multipasaje sencillo y que permite la variación del número de pasajes sin la necesidad de mayores cambios de la configuración. La variación, que se realiza mediante la rotación de uno de los diedros, no afecta la alineación del sistema. Si bien los cálculos relacionados con el diseño del amplificador aplicado a un láser polarizado demostraron una pérdida de eficiencia debido a la rotación de la polarización, también mostraron que en ciertas condiciones esta disminución es de a lo sumo un 25%, lo que para muchas aplicaciones puede resultar tolerable.

Se construyó un láser de Nd:YAG doblado intracavidad y bombeado por diodos que genera pulsos de 25 ns de duración, a una frecuencia de repetición de 4 kHz con una potencia media de 160 mW. Esta potencia resultó insuficiente para conseguir una amplificación de tres órdenes de magnitud en la energía de los pulsos del Ti:Za en un número razonable de pasadas (5 a 10). Para lograr esto sería necesario incrementar la potencia media de salida en un factor diez, lo que requiere de diodos láser de bombeo más potentes que los que se pudieron conseguir durante este trabajo.

Se demostró un método nuevo, DGDOM, que permite la caracterización de pulsos ultracortos a través de la medición directa del retardo de grupo de las frecuencias que componen el pulso. En el desarrollo teórico quedó demostrado que la derivada logarítmica de la correlación cruzada de un pulso corto de referencia con un pulso obtenido por el filtrado en frecuencia del pulso que se desea caracterizar, es proporcional al retardo de grupo de la frecuencia filtrada. Se demostró también que el resultado de la derivada logarítmica no depende de la forma exacta del pulso de referencia, siempre que sea suficientemente más corto que el filtrado. Además quedo explícito que el promedio temporal de la derivada logarítmica es el promedio temporal del retardo de grupo, una propiedad muy importante para la caracterización de pulsos de alta frecuencia de repetición. Según entendemos, este es el primer método que permite la medición directa del retardo de grupo.

Se demostró numéricamente la obtención del retardo de grupo a partir de la derivada logarítmica. Se obtuvo una reconstrucción bastante aproximada del retardo de grupo simulando un filtro espectral de ancho equivalente a casi la mitad del espectro total del pulso. Con esto se ha mostrado numéricamente que la condición de filtro espectral angosto o, lo que es equivalente, fase lineal del espectro filtrado, no es muy exigente.

Se presentó el montaje experimental del método de DGDOM. Por ser el filtrado espectral igual al de la técnica FDPM o sonograma, valen las mismas consideraciones respecto a tolerancias de construcción. La reconversión de un montaje a otro es relativamente sencilla, por lo que su implementación en sistemas existentes puede contribuir a una reducción importante del tiempo total de medición. En principio, si se aumenta la velocidad de barrido del filtro espectral, y se automatiza el procesado de la información, se podría llegar a la caracterización de los pulsos en tiempo real, una posibilidad de gran utilidad en la optimización de la generación de los pulsos ultracortos.

Finalmente, hemos también demostrado experimentalmente el método, validando los resultados al compararlos con los obtenidos mediante el reconocido método del FDPM.

En resumen, hemos construido un láser de femtosegundos de Ti:Za y un láser de Nd:YAG pulsado, doblado intracavidad bombeado por diodos. Hemos presentado dos métodos para el incremento de la energía de los pulsos, la extensión directa de la cavidad del láser y la utilización de un amplificador multipasaje *corbata de moño girado*, al que le hemos hecho un modelo para estimar la influencia de la rotación de la polarización en la amplificación. Por último, hemos demostrado en forma teórica, numérica y experimental la técnica DGDOM para la caracterización de pulsos ultracortos en fase y amplitud.

Lic. Ariel R. Libertun
Tesista

Dr. Mario C. Marconi
Director

Apéndice I: Óptica que compone el láser de Ti:Za

En la siguiente tabla se encuentra especificado la lista actual y las características de la óptica que compone el láser de Ti:Za del LEC.

Tabla A-1: La óptica que compone el oscilador del Ti:Za del LEC.

Elemento	Características	Cantidad	Marca	Código
Prisma	• Fused Silica • Angulo de refringencia: 69,3°	2	CVI	IB-12.4.69.1-UV
Espejos planos	• Reflect: 100% @ 800 nm • Diam: 1"	4	CVI	TLM2-800-1037-0°
Espejo Cóncavo	• ROC: 10 cm • Reflect: 100% @ 800 nm • Diam: 0,5"	1	CVI	TLM2-800-0537-0.10CC
Espejo Cóncavo de entrada de bombeo (pump through)	• ROC: 10 cm • Reflect: 100% @ 800 nm • Diam: 0,5"	1	CVI	SWP4-0-R800-T500-IF-0537-0.10CC
Espejo plano de salida (output coupler)	• Reflect: 88% @ 720-890 nm • Diam: 0,5"	1	NewPort	05B20OC.20
Barra de Ti:Zafiro (sección rectangular)	• Concentración de Ti: 0,15 % • α= 2,5 cm^{-1} @ 532 nm • FOM >200 • Aperture: 4.0 mm × 3.0 mm • Length: 4,75 mm • Ambos extremos cortados en ángulo de Brewster (29,6°)	1	MolTech GMBH	

Apéndice II: Trabajos y publicaciones con el láser de Ti:Za construido.

Trabajos que emplearon el láser de Ti:Za construido en el LEC:

- Tesis de doctorado de Marcelo Kovalsky, en curso.
- Tesis de doctorado de Santiago Costantino, en curso.
- Tesis de licenciatura de Bernardo Suárez: "Absorción resuelta en el tiempo en la escala de picosegundos", septiembre de 2002.
- Tesis de licenciatura de Gabriela Capeluto, en curso.
- Tesis de licenciatura de Santiago Costantino: "Implementación de una técnica de espectroscopía Raman por barrido de frecuencia", april de 1999.
- Trabajo de Laboratorios 6 y 7 de Ana Amador y Laura C. Estrada: "Ensanchamiento del espectro de un láser de Ti:Za a partir de una fibra de cristal fotónico", agosto de 2002.
- Trabajo de Laboratorios 6 y 7 de Darío Kunik: "Construccion de un sistema para la medicion de pulsos de luz láser ultracortos en amplitud y fase", marzo de 2002.
- Trabajo de Laboratorios 6 y 7 de Alejandro de Falco: "Diseño y construcción de un amplificador de un láser de pulsos ultracortos de Ti:Za", febrero de 2001.
- Pasantía de Christian Bressers: "The construction of an optical amplifier of ultrashort laser pulses", julio de 2001.

Publicaciones y presentaciones a congresos en los que se usó el láser de Ti:Za:

- *"Direct method for phase and amplitude determination of ultrashort light pulses"*. A. R. Libertun, G. A. Sánchez and O. E. Martínez, App. Phys. B **75**, p. s273 (2002).
- *"Fast scanner with position monitor for large optical delays"*. S. Costantino, A. R. Libertun, P. Do Campo, J. R. Torga y O. E. Martínez, Opt. Commun. **198**, p. 287 (2001).
- *"Bistability In Kerr Lens Mode-Locked Ti:Sapphire Lasers"*, M. G. Kovalsky, A. A. Hnilo, A. Libertun and M. C. Marconi, Opt. Commun. 192 pag. 333 (2001).

- *"Direct Group Delay Operator Measurement Technique For Characterizing Ultrashort Laser Pulses"*, A. R. Libertun, G. A. Sánchez and O. E. Martínez, Ultrafast Optics 2001, July 22 - 26, Montebello, Quebec, Canada, pag. 42 (2001).
- *"Verificación experimental del funcionamiento multiestable en un láser de Ti:Zafiro"*. A. Hnilo, M. Kovalsky, A. Libertun y M. Marconi. 85° Reunión Nacional de Física, Buenos Aires, del 18 al 22 de septiembre de 2000.
- *"Optical rapid scanning device based on an oscillating stepper motor"*, S. Costantino, A.R. Libertun, J. Torga, P. do Campo, O.E. Martínez. Presentado en la IV Reunión Iberoamericana de Optica - VII Encuentro Latinoamericano de Optica, Láseres y sus Aplicaciones, Tandil, Argentina, 3 al 7 de septiembre de 2000.
- *"Absorción resuelta en el tiempo"*. B. P. R. Suárez y M. C. Marconi, Presentado en la 87ª Reunión Nacional de Física, 16-19 Septiembre de 2002, Córdoba, Argentina, p. 155.
- *"Generación de nuevas frecuencias con una fibra de cristal fotónico"*. A. Amador, L. Estrada y M. C. Marconi, Presentado en la 87ª Reunión Nacional de Física, 16-19 Septiembre de 2002, Córdoba, Argentina, p. 156.
- *"Fluorescencia por absorción de dos fotones: calibración y caracterización de un microscopio"*. M. G. Capeluto, M. C. Marconi, E. Luzzi y M. Crespo, Presentado en la 87ª Reunión Nacional de Física, 16-19 Septiembre de 2002, Córdoba, Argentina, p. 154.

Referencias

1.- T. H. Maiman, *"Stimulated optical radiation in ruby"*. Nature **187**, p. 493 (1960).

2.- J. E Geusic, H. M Marcos y L. G Van Uitert, *"Laser Oscillation in Nd:doped yttrium aluminium, yttrium gallium and gadolinium garnets"*. Appl. Phys. Lett. **4**, p. 182 (1964).

3.- F. P Schafer, F. P. W Schmidth y J. Volze, *"Organic dye solution laser"*. Appl. Phys. Lett. **9**, p. 306 (1966).

4.- L. E Hargrove, R. L Fork y M. A Pollock. Appl. Phys. Lett. **5**, p. 4 (1964).

5.- C. V Shank y E. P Ippen, *"Subpicosecond kilowatt pulses from a modelocked cw dye laser"*. Appl. Phys. Lett. **24**, p. 373, (1974).

6.- R. L Fork, B.I Greene y C.V Shank, *"Generation of optical pulses shorter than 0.1 ps by colliding pulse modelocking"*. Appl. Phys. Lett. **38**, p. 671 (1981).

7.- R. L Fork, O. E Martinez y J. P Gordon, *"Negative dispersion using a pair of prisms"* Opt. Lett. **9**, p. 150 (1984).

8.- P. F. Moulton, Presentación en la XII International Quantum Electronics Conference, Munich Alemania, junio de 1982.

9.- D. E. Spence, P. N. Kean y W. Sibbett, *"Sub 100-fsec pulse generation from a self-mode-locked titanium-sapphire laser"*. Digest of Conference on Lasers and Electro-Optics **9**, Optical Society of America, p. 619 (1990).

10.- U. Keller, G.W. 't Hooft. W. H. Knox y J. E. Cunningham, *"Femtosecond pulses from a continuously self-starting passively mode-locked Ti:sapphire laser"*. Opt. Lett. **16**, p 1022 (1991).

11.- L. Spinelli, B. Couillaud, N. Goldblatt y D.K. Negus, *"Starting and generation of sub-100 fs pulses in Ti :Al2O3 by self focusing"*. Conference on Laser and Electro-Optics **10**, OSA Technical Digest, Optical Society of America, paper CPDP7 (1991).

12.- C. P. Huang, H. C. Kapteyn, J. W. McIntosh y M. M. Murnane, *" Generation of transform-limited 32-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser "*. Opt. Lett. **17**, 139 (1992).

13.- R. L. Fork, C. V. Shank y R. Yen. Appl. Phys. Lett. **41**, p. 223 (1982).

14.- T. Sizer II, J. D. Kafka, I. N. Duling III, C. W. Gabel y G. A. Mourou. IEEE J. Quantum Electron. **19**, p. 506 (1983).

15.- D. Strickland y G. Mourou, *"Compression of amplified chirped optical pulses"*. Opt. Commun. **56**, p. 219 (1985).

16.- J. C. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael y F. Simoni, *"Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy"*. App. Optics **24**, p. 1270 (1985).

17.- J.C. Diels, J.J. Fontaine y W. Rudolph, Rev. Appl. Phys. **22**, p. 1605 (1987).

18.- J. A. Chilla y O. E. Martínez, "Direct determination of the amplitude and the phase of femtosecond light pulses". Opt. Lett. **16**, p.39 (1991).

19.- D. J. Kane, R. Trebino, *"Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating"*. IEEE J. Quantum Electron. **29**, p. 571 (1993).

20.- C. Iaconis y I. A. Walmsley, *"Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses"*. Opt. Lett. **23**, p. 792 (1998).

21.- R. G. M. P. Koumans y A. Yariv, *"Time-Resolved Optical Gating Based on Dispersive Propagation: A New Method to Characterize Optical Pulses"*. IEEE J. of Quantum Elec. **36**, p 137 (2000).

22.- S. Rivet, M. O. Martin, L. Canioni y L. Sarger, *"Complete pulse characterization: measurements of linear and nonlinear properties"*. Opt. Commun. **181**, p 425 (2000).

23.- I. G. Cormack, W. Sibbett y D. T. Reid, *"Rapid measurement of ultrashort-pulse amplitude and phase from a two-photon absorption sonogram trace"*. J. Opt. Soc. Am. B **18**, p. 1377 (2001).

24.- R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Sheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko y B. Luther-Davies, *"Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser"*. Opt. Lett. **26**, p 73 (2001).

25.- Y. Nabekawa, Y. Kuramoto, T. Togashi, T. Sekikawa y S. Watanabe, *"Generation of 0.66-TWpulses at 1kHz by a Tisapphire laser"*. Optics Letters **23**, p. 1384 (1998).

26.- T. C. Weinacht, J. Ahn y P. H. Bucksbaum, *"Controlling the shape of quantum wavefunction"*. Nature 397, p. 233 (1999).

27.- B. P. R. Suárez y M. C. Marconi, *"Absorción resuelta en el tiempo"*. Presentado en la 87ª Reunión Nacional de Física, 16-19 Septiembre de 2002, Córdoba, Argentina, p. 155.

28.- A. Amador, L. Estrada y M. C. Marconi, *"Generación de nuevas frecuencias con una fibra de cristal fotónico"*. Presentado en la 87ª Reunión Nacional de Física, 16-19 Septiembre de 2002, Córdoba, Argentina, p. 156.

29.- M. G. Capeluto, M. C. Marconi, E. Luzzi y M. Crespo, *"Fluorescencia por absorción de dos fotones: calibración y caracterización de un microscopio"*. Presentado en la 87ª Reunión Nacional de Física, 16-19 Septiembre de 2002, Córdoba, Argentina, p. 154.

30.- P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al2O3". J. Opt. Soc. Am. B **3**, p. 125 (1986).

31.- K. F. Wall, R. L. Aggarwal, R. E. Fahey y A. J. Srauss, *"Small-Signal Gain Measurements in a Ti:Al_2O_3 Amplifier"*. IEEE J. Quantum Electron. **24**, p. 1016 (1988).

32.- A. Sánchez, A. J. Strauss, R. L. Aggarwal y R. E. Fahey, *"Crystal Growth, Spetroscopy, and Laser* Characteristics *of Ti:Al_2O_3"*. IEEE J. Quantum Electron. **24**, p. 995 (1988).

33.- E. P. Ippen, H. A. Haus y, L. Y. Liu, *"Additive pulse mode locking"*. J. Opt. Soc. B **6**, p. 1736 (1989).

34.- U. Keller, G.W. 't Hooft. W. H. Knox y J. E. Cunningham, *"Femtosecond pulses from a continuously self-starting passively mode-locked Ti:sapphire laser"*. Opt. Lett. **16**, p 1022 (1991).

35.- D. E. Spence, J. P. Evans, W. E. Sleat y W. Sibbett, *"Regeneratively initiated self-mode-locked Ti:sapphire laser"*. Opt. Lett. **16**, p 1762 (1991).

36.- N. Sarakuro, Y. Ishida y H. Nakano, *"Continuously self-mode-locked Ti:sapphire laser that produces sub-50-fs pulses"*. Opt. Lett. **17**, p 279 (1992).

37.- D. E. Spence, P. N. Kean y W. Sibbett, *"60-fsec pulse generation from a self-mode-locked titanium-sapphire laser"*. Opt. Lett. **16**, p 42 (1991).

38.- A. Ducasse, C. Rullière, B. Couillaud, *"Methods for the Generation of Ultrashort Laser Pulses: Mode-Locking"*. Cap. 3 de *"Femtosecond Laser Pulses, Principles and experiments"*, C. Rullière (Ed.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg, p. 77 (1998).

39.- M. Piché, Opt. Commun. **86**, 156 (1991).

40.- T. Brabec, Ch. Spielmann, P. F. Curley y F. Krausz, *"Kerr lens mode locking"*. Opt. Lett. **17**, p 1292 (1992).

41.- O. E. Martínez y J. L. A. Chilla, *"Self-mode-locking of Ti:sapphire lasers: a matrix formalism"*. Opt. Lett. **17**, p 1210 (1992).

42.- M. Di Domenico Jr., *"Small-signal analysis of internal (coupling-type) modulation of lasers"*. J. Appl. Phys. **35**, p. 2870 (1964).

43.- L. E. Hargrove, R. L. Fork y M. A. Pollack, *"Locking of He-Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation"*. Appl. Phys. Lett. **5**, p. 4 (1964).

44.- A. Yariv, J. Appl. Phys. **36**, p. 388 (1965).

45.- Ver por ejemplo: A. E. Siegman, *"Lasers"*, University Science Books, Mill Valley, CA (1986); C. Rullière (Ed.), A. Ducasse, C. Rullière, B. Couillaud, *"Methods for the Generation of Ultrashort Laser Pulses: Mode-Locking"*. Cap. 3 de *"Femtosecond Laser Pulses, Principles and experiments"*, C. Rullière (Ed.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1998); A. Yariv, *"Quantum Electronics"*, 3rd Edition, Willey, New York (1989), Chap. 20; W. T. Silfvast, *"Laser Fundamentals"*, Cambridge University Press, Cambridge, MA (1996), Chap. 12.

46.- C. Hirlimann, *"Pulsed Optics"*. Cap. 2 de *"Femtosecond Laser Pulses, Principles and experiments"*, C. Rullière (Ed.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg, p. 31 (1998).

47.- W. Koechner, *"Solid-State Laser Engineering"*, Springer, Fifth Revised and Updated Edition, p538 (1999).

48.- R. L. Fork, O. E. Martínez y J. P. Gordon, *"Negative dispersion using pairs of prisms"*. Opt. Lett., Vol. **9**, p 150 (1984).

49.- A. Stingl, Ch. Spielmann, F. Krausz y R. Szipöcs, *"Generation of 11-fs pulses from a Ti:sapphire laser without the use of prisms"*. Opt. Lett. **20**, p 204 (1994).

50.- R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Sheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko y B. Luther-Davies, *"Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser"*. Opt. Lett. **26**, p 73 (2001).

51.- M. Piché y F. Salin, *"Self-mode locking of solid-state lasers without apertures"*. Optics Letters **18**, 1041 (1993).

52.- M. T Asaki, C.P. Huang, D Garvey, J. Zhou, H.C. Kapteyn y M.M. Murnane, *"Generation of 11-fs pulses from a self-mode-locked Ti:sapphire laser"*. Optics Letters, Vol **18**, p 977 (1993).

53.- T. Brabec, Ch. Spielmann y F. Krausz, *"Mode locking in solitary lasers"*. Opt. Lett. **16**, p 1961 (1991).

54.- J. L. A. Chilla y O. E. Martínez, *"Spatial-temporal analysis of the self-mode-locking of Ti:sapphire laser"*. J. Opt. Soc. Am B **10**, p 638 (1993).

55.- J. Zhou, G. Taft, C. Huang, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn y I. P. Christov, *"Pulse evolution in a broad-bandwwidth Ti ;sapphire laser"*. Opt. Lett. **15**, p 1149 (1994).

56.- Y. Chen, F. X. Kärtner U. Morgner, S. H. Cho, H. A. Haus, E. P. Ippen, y J. G. Fujimoto, *"Dispersion-managed mode locking"*. J. Opt. Soc. B **16**, p. 1999 (1999).

57.- I. P Christov, V. D. Stoev, M. M. Murnane y H. C. Kapteyn, *"Mode locking with a compensated space-time astigmatism"*. Opt. Lett. **20**, p 2111 (1995).

58.- V. P. Kalosha, M. Müller, J. Herrmann y S. Gatz, *"Spatiotemporal model of femtosecond pulse generation in Kerr-lens mode-locked solid–state lasers"*. J. Opt. Soc. Am B **15**, p 535 (1998).

59.- B. Proctor, E. Westwing y Frank Wise, *"Characterization of a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser with positive group-velocity dispersion"*. Opt. Lett **18**, p 1654 (1993).

60.- H. A. Haus, J. G. Fujimoto y E. P. Ippen, *"Structures for additive pulse mode locking"*. J. Opt. Soc. Am. B **8**, 2068 (1991).

61.- H. C. Kapteyn y M. M. Murnane, *"Mode- Locked Ti:Sapphire laser"*. University of Michigan, Internal Report (1997).

62.- M. Piché y F. Salin, *"Self-mode locking of solid-state lasers without apertures"* . Opt. Lett. **18**, p 1041 (1993).

63.- W. P. De Boeij, *"Ultrafast solvation dynamics explored by nonlinear optical spectroscopy"*. Tesis de doctorado presentado en la Universidad de Groningen, Holanda (1997).

64.- B. P. R. Suárez, *"Absorción resuelta en el tiempo en la escala de picosegundos"*. Tesis de Licenciatura, Departamento de Física – FCEyN – UBA (2002).

65.- W. Denk, J. H. Strikler y W. W. Webb, *"Two-photon laser scanning fluorescence microscopy"*. Science **248**, p 73 (1990).

66.- C. Kerbage y B. J. Eggleton, *"Microstructured Optical Fibers For Integrated Tunability of Photonic Devices"*. Optics & Photonics News Vol. **13**, No. 9, p 38 (2002).

67.- C. G. Durfee, A. Rundquist, S. Backus, C. Herne, M. M. Murnane y H. C. Kapteyn, *"Phase matching of high-order harmonics in hollow wavegides"*. Phis. Rev. Lett. **83**, p 2187 (1999).

68.- A. Rundquist, C. G. Durfee, Z. H. Chang, C. Herne, S. Backus, M. M. Murnane y H. C. Kapteyn, *"Phase-matched generation of coherent soft X-rays"*. Sience **280**, p 1412 (1998).

69.- A. V. Rode, E. G. Gamaly, B. Luther-Davies, B. T. Taylor, J. Dawes, A. Chan, R. M. Lowe y P. Hannaford, *"Subpicosecond laser ablation of dental enamel"*. J. App. Phys. **92**, p. 2153 (2002).

70.- D. P. Umstadter, C. Barty, M. Perry y G. A. Mourou, *"Tabletop, Ultrahigh-Intensity Lasers: Dawn of Nonlinear Relativistics Optics"*. Optics & Photonics News July 1998, p. 40.

71.- I. P. Christov, M. M. Murnane y H. C. Kapteyn. Phys. Rev. Lett. **78**, 1251, (1997).

72.- T. Brabec y F. Krausz, *"Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics"*. Rev. of Modern Phys., Vol **72**, No. 2, 545 (2000).

73.- M. Ramaswamy, M. Ulman. J. Paye y J. G. Fujimoto, *"Cavity-dumped femtosecond Kerr-lens mode-locked Ti:Al2O3 laser"*. Opt. Lett. **18**, p 1822 (1993).

74.- M. S. Pshenichnikov, W. P. d. Boeij y D. A. Wiersma, *"Generation of 13-fs, 5-MW pulses from a cavity-dumped Ti:sapphire laser"*. Opt. Lett. **19**, p 572 (1994).

75.- S. H Cho, B. E. Bouma, E. P. Ippen y J. G. Fujimoto, *"A 15-MHz hig peak power KLM Ti:Al_2O_3 laser using multiple-pass long cavity"*. OSA Technical Digest: Conference on Lasers and Electro Optics 98, p. 364 (1998).

76.- A. R. Libertun, R. Shelton, H. C. Kapteyn y M. M. Murnane, *"A 36 nJ-15.5 MHz Extended-Cavity Ti:Sapphire oscillator"*. OSA Technical Digest: Conference on Lasers and Electro Optics 99, p. 469 (1999).

77.- S. H. Cho, B. E. Bouma, E. P. Ippen y J. G. Fujimoto, *"A Low Repetition Rate High Peak Power KLM Ti:Al2 O3 Laser with a Multiple Pass Cavity"*. Opt. Lett. **24**, p 417 (1999).

78.- S. H. Cho, F. X. Kärtner, U. Morgner, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, J. E. Cunningham y W. H. Knox, *"Generation of 90-nJ pulses with a 4-MHz repetition-rate Kerr-lens mode-locked Ti:Al2O3 laser operating with net positive and negative intracavity dispersion"*. Opt. Lett. **26**, p 560 (2001).

79.- Y. Nabekawa, Y. Kuramoto, T. Togashi, T. Sekikawa y S. Watanabe, *"Generation of 0.66-TWpulses at 1kHz by a Tisapphire laser"*. Optics Letters **23**, p. 1384 (1998).

80.- A. E. Siegman, *"Lasers"*, University Science Books, Mill Valley, CA, capítulo 15 (1986).

81.- S. H. Cho, U. Morgner, F. X. Kärtner, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, J. E. Cunningham y W. H. Knox, *"A 7.2 MHz High Power KLM Ti:Al2 O3 Laser using a Multiple Pass Cavity and Saturable Bragg Reflector"*. Presentado en la Conference on Lasers and Electro-Optics de 1999, Baltimore, MD, May 22-28, 1999.

82.- R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Sheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko y B. Luther-Davies, *"Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser"*. Opt. Lett. **26**, p 73 (2001).

83.- F. Salin, *"How to Manipulate and Change the Characteristics of Laser Pulses"*. Cap. 6 de *"Femtosecond Laser Pulses, Principles and experiments"*, C. Rullière (Ed.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1998).

84.- S. Backus, C Durfee, M. M. Murnane y H. C. Kapteyn, *"High power ultrafast lasers"*. Rev. Sci. Instrum. **69**, No. 3, p. 1 (1998).

85.- D. P. Umstadter, C. Barty, M. Perry y G. A. Mourou, *"Tabletop, Ultrahigh-Intensity Lasers: Dawn of Nonlinear Relativistics Optics"*. Optics & Photonics News July 1998, p. 40.

86.- R. Laje, V. Cerletti, B. Suárez, A. Libertun y M. Marconi, *"Diseño de un amplificador de dos etapas para un láser pulsado de Ti:Za"*. 82° Reunión Nacional de Física, San Luís, septiembre de 1997.

87.- V. Cerletti y B. Suárez, *"Diseño y montaje de un amplificador de pulsos ultracortos de un láser de Ti:Za"*. Informe final de las materias Laboratorio 6 y 7, Febrero de 1998.

88.- S. Backus, J. Peatross, C. P. Huang, M. M. Murnane y H. C. Kapteyn, *"Ti:sapphire amplifier producing millijoule-level, 21-fs pulses at 1 kHz"*. Opt. Lett. **20**, p. 2000 (1995).

89.- P. F. Moulton, *"Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al_2O_3"*. J. Opt. Soc. Am. B **3**, p. 125 (1986).

90.- E Hech y A. Zajac, *"Optica"*. Addison-Wesley Iberoamericana, Wilmington, EEUU, pp. 285-288 (1977).

91.- A. C. Ventura, P. Bianucci, A. R. Libertun y M. C Marconi, *"Láser Nd:YAG pulsado con doblado intracavidad"*. 84° Reunión Nacional de Física, San Miguel de Tucumán, Tucumán, del 13 al 17 de septiembre de 1999.

92.- P. Bianucci y A. C. Ventura, *"Diseño, armado y ensayo de diferentes configuraciones de amplificadores para pulsos cortos. Construcción de un láser de Nd:YAG pulsado con doblado de frecuencia intracavidad"*. Informe final de las materias Laboratorio 6 y 7, Febrero de 2000.

93.- C. Bressers, *"The construction of an optical amplifier of ultrashort laser pulses"*. Internship Report, 2001.

94.- J. M. Yarborough, J. Falk y C. B. Hitz, *"Enhancement of optical second harmonic generation by utilizing the disperdsion of air"*. App. Phys. Lett. **18**, p. 70 (1971).

95.- T. Baer, *"Large-amplitude fluctuations due to longitudinal mode coupling in diode-pumped intracavity-doubled Nd:YAG lasers"*. J. Opt. Soc. Am. B **3**, p. 1175 (1986).

96.- William T.Silfvast, *"Laser fundamentals"*. Cambridge University Press, New York (1996).

97.- A. de Falco, "Diseño y construcción de un amplificador de un láser de pulsos ultracortos de Ti:Za". Informe final de las materias Laboratorio 6 y 7, Febrero de 2001.

98.- Sitio web del fabricante de optoelectrónica Perkin-Elmer Optoelectronics: http://optoelectronics.perkinelmer.com/library/papers/tp5.htm

99.- L. Sarger y J. Oberlé, *"How to Measure the Characteristics of Laser Pulses"*. Cap. 2 de *"Femtosecond Laser Pulses, Principles and experiments"*, C. Rullière (Ed.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1998).

100.- V. Wong y I. A. Walmsley, *"Linear filter analysis of methods for ultrashort-pulse measurements"*. J. Opt. Soc. Am. B **12**, p. 1491 (1995).

101.- I. Walmsley y V. Wong, *"Characterization of the electric field of ultrashort optical pulses"*. J. Opt. Soc. Am. B **13**, p. 2453 (1996).

102.- E. P. Ippen y C.V. Shank, in Ultrashort Light Pulses, S. L Shapiro, Ed (Springer-Verlag, New York), pp. 313-345 (1997).

103.- J.C. Diels, J.J. Fontaine y W. Rudolph, Rev. Phys. Appl. **22**, p. 1605 (1987).

104.- J. A. Chilla y O. E. Martínez, *"Analysis of a Method of Phase Measurement of Ultrashort Pulses in the Frequency Domain"*. IEEE J. Quantum Electron. **27**, p. 1228 (1991).

105.- J. L. A. Chilla, *"Medición de Pulsos Láser Ultracortos en Amplitud y Fase"*. Trabajo de Tesis de doctorado en Ciencias Física, Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Buenos Aires (1991).

106.- R. Trebino, D. J. Kane: J. Opt. Soc. Am. A 10, 1101 (1993).

107.- C. Iaconis y I. A. Walmsley, IEEE J. Quantum Electron. **35**, p. 501 (1999).

108.- A. R. Libertun, G. A. Sánchez and O. E. Martínez, *"Direct method for phase and amplitude determination of ultrashort light pulses"*. App. Phys. B **75**, p. s273 (2002).

109.- D. T. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W. E. Sleat y W. Sibbett, *"Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses"*. Opt. Lett. **22**, p. 233 (1997).

110.- J. C. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael y F. Simoni, *"Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy"*. App. Optics **24**, p. 1270 (1985).

111.- D. C. Edelstein, R. B. Romney y M. Scheuermann. Rev. Sci. Instrum. **62**, p. 579 (1997).

112.- K. F. Kwong , D. Yankelevich, K. C. Chu, J. P. Heritage y A. Dienes. Rev. Sci. Instrum. **69**, p. 558 (1998).

113.- Z. A. Yasa y N. M. Amer, *"A rapid-scanning autocorrelation scheme for continuous monitoring of picosecond laser pulses"*. Opt. Commun. **36**, p. 406 (1981).

114.- G. Xinan, M. Lambsdorff, J. Kuhl y W. Biachang. Rev. Sci. Instrum. **59**, p. 2088 (1988).

115.- D. M. Riffe y J. Sabbah, *"A compact rotating-mirror autocorrelator design fro femtosecond and picosecond laser pulses"*. Rev. Sci. Instrum. **69**, p. 3099 (1998).

116.- J. M. Cordero Larriera, S. Costantino, P. Do Campo, A. R. Libertun, O. E. Martínez y J. R. Torga, *"Un método para generar grandes variaciones del camino óptico a frecuencia variable"*. Solicitud de patente en trámite N° AR010104669, (2001).

117.- S. Costantino, A. R. Libertun, P. Do Campo, J. R. Torga y O. E. Martínez, *"Fast scanner with position monitor for large optical delays"*. Opt. Commun. **198**, p. 287 (2001).

118.- T. M. Shuman, I. A. Walmsley, L. J. Waxer, M. E. Anderson, C. Iaconis, and J. Bromage, *"Real-time SPIDER: ultrashort pulse characterization at 20 Hz"*. Opt. Express **5**, p. 134 (1999).

119.- D. T Reid y I. G. Cormack, *"Single-shot sonogram: a real time chirp monitor for ultrafast oscilators"*. Opt. Lett. **27**, p. 658 (2002).

120.- I. G. Cormack, W. Sibbett, R. Ortega-Martínez y D. T. Reid, *"Ultrashort pulse characterization using scanning Fabry-Pérot étalon enabling rapid acquisition and retrieval of a sonogram at rates up to 1.52 Hz"*. Rev. Sci. Instrum. **72**, p. 4071 (2001).

121.- D. Kunik, *"Construcción de un sistema para la medición de pulsos de luz láser ultracortos en amplitud y fase"*. Informe final de las materias Laboratorio 6 y 7, Marzo de 2002.

122.- A. M. Weiner, J. P. Heritage y E. M. Kirschner, *"High resolution femtosecond pulse shaping"*. J. Opt. Soc. Amer. B, **5**, p. 1563 (1988).