



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

RECONFIGURACIÓN DE PULSOS DE
FEMTOSEGUNDOS CON ÓPTICA
ADAPTATIVA

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:
FÍSICO
P R E S E N T A :
GUSTAVO CASTRO OLVERA



DIRECTOR DE TESIS:
DR. JESÚS GARDUÑO MEJÍA

2012



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

JURADO ASIGNADO:

Presidente: Dr. Salvador Cuevas Cardona.

Secretario: Dr. Jesús Garduño Mejía.

Vocal: Dra. Martha Rosete Aguilar.

1er Suplente: Dr. Roberto Ortega Martínez.

2do Suplente: Dr. Antonio Alfonso Rodríguez Rosales.

Laboratorio de Pulsos Ultracortos.

CENTRO DE CIENCIAS APLICADAS Y DESARROLLO TECNOLÓGICO

UNAM.

TUTOR DE TESIS:

Dr. Jesús Garduño Mejía

FIRMA

*A mis padres
Hugo Filiberto y Luz María
y a mis hermanas
Karla y Yatziri.*

“Debes tener siempre fría la cabeza, caliente el corazón y larga la mano.”

-Confucio

Agradecimientos

A mi mamá por haberme enseñado a superar toda adversidad.

A mi papá por enseñarme a nunca rendirse incluso cuando tu mundo se derrumba.

A Yatziri y a Karla, mis hermanas, por ustedes he seguido adelante, las quiero.

A la Facultad de ciencias y a la UNAM, por formarme académicamente y darme una mente más crítica.

Al Dr. Jesús Garduño, no solo por dejarme trabajar con él, por el apoyo y consejos que me dio, sino por creer en mí y ofrecerme su amistad.

A todos en el CCADET, en sobretodo al grupo de óptica, por enseñarme a ver la luz en todos sus colores, en especial a Roberto y Antonio, por sus consejos y amistad.

A mi familia, por el apoyo, amistad y cariño que me han brindado siempre.

A mis amigos, los guayabos y la banda chilanga, por brindarme su amistad incondicional, por compartir parte su vida conmigo, y sobre todo, por tolerarme en todo momento.

Índice General

RESUMEN	1
ABSTRACT	2
INTRODUCCIÓN	3
Referencias	5
1. PULSOS ULTRACORTOS.	6
1.1 Características de los Pulsos Ultracortos	6
1.1.1 Intensidad y Fase.	6
1.1.2 Fase de un Pulso.	8
1.1.2.1 φ_0 : Fase Absoluta.	9
1.1.2.2 φ_1 : Corrimiento en tiempo o frecuencia.	10
1.1.2.3 φ_2 : Chirp Lineal.	10
1.1.2.4 φ_3 : Chirp cuadrático.	12
1.1.3 Propagación del Pulso	13
1.2 Generación de Pulsos Ultracortos	14
1.2.1 Láser de pulsos ultracortos	14
1.3 Técnicas de Caracterización	15
1.3.1 Autocorrelación de Intensidad (tiempo)	16
1.3.2 Autocorrelación de Interferencia (FRAC)	17
1.3.3 SHG-FROG	20
1.3.4 Interferometría Espectral (SI)	21
1.4 Referencias	24
2. RECONFIGURACIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS.	25
2.1 Tipos de Reconfiguradores	25
2.1.1 De intensidad	25
2.1.2 De Fase	27
2.2 MMDM	28
2.2.1 Descripción	28

2.2.2	Caracterización de superficie	29
2.2.3	Reconstrucción por medio de la Matriz de influencia	32
2.3	Referencias	34
3.	TÉCNICA DE RECONFIGURACIÓN DE PULSOS EMPLEADA.	35
3.1	Análisis Temporal por Dispersión de un Par de Campos Electricos (TADPOLE)	37
3.2	Referencias	40
4.	RESULTADOS	41
4.1	Resultados Experimentales	41
4.1.1	Recocido Simulado	45
4.1.2	Algoritmo de Recocido Simulado para el control del Espejo	46
4.1.1.1	A partir de una fase teórica como objetivo	47
4.1.1.2	A partir de una fase experimental como objetivo	49
4.1.2	Inversión Directa	51
4.1.2.1	A partir de una fase teórica como objetivo	53
4.1.2.2	A partir de una fase experimental como objetivo	55
4.2	Referencias	59
5.	CONCLUSIONES	60
APÉNDICE A		62
Láser Ti:Zaf		62
Referencias		63
APÉNDICE B		64
Efectos no lineales		64
SHG		64
Efecto Kerr Óptico		65
APÉNDICE C		67
Amarre de Modos		67
C.1 Modulación Activa		67
C.2 Modulación Pasiva		67

C.2.1 Absorción saturable	67
C.2.2 Efecto Kerr óptico.	68
APÉNDICE D	72
Información Técnica	72
MMDM	72
Espectrómetro.	72
APÉNDICE E	73
Algoritmo Recocido Simulado (MathLab).	73
Algoritmo Pulse_Generation5	76
Filtro_ruido	77
Func_error	77
APÉNDICE F	78

Índice de Figuras

<i>Figura 1.1 Campo eléctrico, intensidad y amplitud de un pulso Gaussiano.</i>	7
<i>Figura 1.2 Pulsos de 20 fs con distintas fases absolutas, (arriba) pocos ciclos, (abajo) muchos ciclos.</i>	9
<i>Figura 1.3 Campo Eléctrico de un pulso eléctrico con chirp lineal positivo (arriba),</i>	12
<i>Figura 1.4 Campo eléctrico de un pulso gaussiano con chirp</i>	12
<i>Figura 1.5 Pulsos formados por 5 y 50 modos amarrados en fase.</i>	15
<i>Figura 1.6 Autocorrelador no colineal utilizando un cristal SHG.</i>	17
<i>Figura 1.7 Autocorrelador colineal usando un cristal SHG.</i>	18
<i>Figura 1.8 Traza FRAC de un pulso Gaussiano.</i>	19
<i>Figura 1.9 Arreglo FROG (Frequency Resolved Optical Gating).</i>	20
<i>Figura 1.10 Trazas FROG para un pulso gaussiano.</i>	21
<i>Figura 1.11 Arreglo de Interferometría Espectral.</i>	22
<i>Figura 1.12 Espectrograma de un pulso gaussiano.</i>	22
<i>Figura 1.13 Transformada de Fourier de a) un pulso gaussiano, b) Dos deltas separadas un tiempo t,</i>	23
<i>Figura 2.1 Diseño de un reconfiguración de intensidad,</i>	26
<i>Figura 2.2 a) (izquierda) espectro de un pulso gaussiano sin chirp, (derecha) mismo pulso en el dominio del tiempo, b) (izquierda) espectro con componente filtrado de un pulso gaussiano sin chirp, (derecha) mismo pulso en el dominio del tiempo.</i>	26
<i>Figura 2.3 Arreglos LCM como filtros de intensidad (izquierda) y de fase (derecha).</i>	27
<i>Figura 2.4 Diseño simple del MMDM.</i>	29
<i>Figura 2.5 Arreglo de voltaje e interferograma producido.</i>	30
<i>Figura 2.6 Transformada de Fourier del patrón de interferencia y filtraje.</i>	30
<i>Figura 2.7 Forma de la superficie del espejo.</i>	31
<i>Figura 2.8 Matriz de influencia de Deformación.</i>	31
<i>Figura 2.9 Selección de las frecuencias en el plano de Fourier para calibrar el espejo MMDM.</i>	33
<i>Figura 2.10 Matriz de Influencia de Fase.</i>	33
<i>Figura 3.1 Diseño experimental para la reconfiguración y caracterización de un pulso ultracorto (TADPOLE)</i>	36
<i>Figura 3.2 Pulso de referencia medido mediante la técnica SHG-FROG.</i>	37
<i>Figura 3.3 Espectrograma de un pulso</i>	38
<i>Figura 3.4 Transformada de Fourier de un espectrograma.</i>	38
<i>Figura 3.5 Reconstrucción del pulso reconfigurado.</i>	39

<i>Figura 4.1 Arreglo de Voltajes, Espectrograma generado con el arreglo de voltajes y Transformada de Fourier del espectrograma.</i>	41
<i>Figura 4.2 Fases (arriba) y Pulsos (abajo) obtenidos mediante TADPOLE y la matriz de influencia.</i>	42
<i>Figura 4.3 Arreglo de Voltajes propuesto para generar el espejo plano, Espectrograma obtenido y Transformada de Fourier del espectrograma.</i>	43
<i>Figura 4.4 Fases obtenidas mediante TADPOLE y la matriz de influencia.</i>	44
<i>Figura 4.5 Pulsos obtenidos mediante TADPOLE y la matriz de influencia.</i>	44
<i>Figura 4.6 Diagrama de flujo del algoritmo “Recocido Simulado” de enfriamiento rápido.</i>	46
<i>Figura 4.7 Aproximación de la fase, dada una fase teórica (arriba-izquierda),</i>	47
<i>Figura 4.8 Aproximación de la fase, dada una fase teórica (arriba-izquierda),</i>	48
<i>Figura 4.9 Aproximación de la fase, dada una fase experimental (arriba-izquierda),</i>	49
<i>Figura 4.10 Aproximación de la fase, dada una fase experimental (arriba-izquierda),</i>	50
<i>Figura 4.11 Aproximación de la fase, dada una fase experimental (arriba-izquierda),</i>	50
<i>Figura 4.12 Aproximación de la fase, dada una fase plana (arriba-izquierda),</i>	51
<i>Figura 4.13 Matriz Inversa de Fase.</i>	52
<i>Figura 4.14 Aproximación de la fase, dada una fase teórica (arriba-izquierda),</i>	53
<i>Figura 4.15 Aproximación de la fase, dada una fase teórica (arriba-izquierda),</i>	54
<i>Figura 4.16 Aproximación de la fase, dada una fase experimental (arriba-izquierda),</i>	55
<i>Figura 4.17 Aproximación de la fase, dada una fase experimental (arriba-izquierda),</i>	56
<i>Figura 4.18 Comparación de voltajes obtenidos mediante inversión</i>	57
<i>Figura 4.19 Comparación de voltajes obtenidos mediante inversión</i>	58

Resumen

En este trabajo se alineó un sistema TADPOLE (Análisis Temporal por Dispersión de un Par de Campos Eléctrico), el cual es una combinación entre el método SHG-FROG e interferometría espectral, para la caracterización de pulsos de femtosegundos. Además se acoplo un espejo de membrana deformable (MMDM) en el arreglo, para reconfigurar pulsos de femtosegundos provenientes de un láser pulsado de Ti:zafiro.

Con el arreglo experimental se pudo comprobar la validez de la matriz de influencia de fase, la cual es capaz de aproximar la fase de un pulso reconfigurado por el MMDM a partir del arreglo de voltajes aplicado. Asimismo utilizando el método numérico conocido como recosido simulado se pudo obtener el arreglo de voltajes necesario para obtener una fase deseada, de esta manera se pudo también invertir la matriz, utilizando la pseudoinversa. El desarrollo de este experimento se realizó en el Laboratorio de Pulsos Ultracortos del CCADET de la UNAM.

Los resultados experimentales obtenidos con la técnica TADPOLE, así como los generados numéricamente con recosido simulado y pseudoinversa, permitieron proponer un mecanismo capaz de reconfigurar y caracterizar los pulsos ultracortos de manera automática, implementando algoritmos inteligentes en el mismo arreglo experimental. Lo cual ha motivado a realizar la automatización y así poder ampliar el estudio de los resultados exhibidos en la presente tesis.

Abstract

In this paper, I present a TADPOLE (Temporal Analysis by dispersing a pair of electric field), which is a combination of SHG-FROG method and spectral interferometry for characterization of femtosecond pulses. Furthermore, coupling a deformable membrane mirror (MMDM) in the array to reconfigure femtosecond pulses from a pulsed Ti: sapphire.

With the experimental setup, we can check the validity of the matrix of influence of phase, which is able to approximate the phase of a pulse MMDM reconfigured by the arrangement from the applied voltages. Also using the numerical method known as simulated recosido arrangement, we can get the voltages necessary to obtain a desired phase, so you might also reverse the array, using the pseudoinverse. The development of this experiment was conducted at the Laboratorio de Pulsos Ultracortos of CCADET of UNAM.

The experimental results obtained with the technique Tadpole, as well as generated numerically with simulated annealing and pseudoinverse, allowed to propose a mechanism able to reconfigure and characterize ultrashort pulses automatically, using the same experimental setup. This has motivated to realize automation so we can extend the study of the results shown in this thesis.

Introducción

Un pulso ultracorto es un paquete de ondas electromagnéticas de luz láser con una duración extremadamente corta. Antes de 1960 el pulso más breve que podía ser generado era del orden de nanosegundos¹ (10^{-9} s), el cual se obtenía mediante la generación de descargas eléctricas sobre el medio activo, después en 1965 se alcanzaron los picosegundos (10^{-12} s) introduciendo un medio saturable pasivo en la cavidad óptica, pero no fue hasta los 80's cuando se lograron producir pulsos de femtosegundos (10^{-15} s) por medio de mecanismos totalmente ópticos.²

Los principales atributos de una fuente láser ultrarrápida se pueden resumir en cinco aspectos fundamentales: resolución temporal y espacial, intensidad pico, tasa de repetición y amplio ancho de banda. Inherentemente, estas características han abierto, de manera reciente, un nuevo campo del conocimiento denominado como óptica ultrarrápida. Los principales objetivos de la óptica ultrarrápida son la generación, caracterización, manipulación y aplicación de pulsos de luz ultracortos de femtosegundos y recientemente de attosegundos (10^{-18} s)³.

Por mencionar algunos ejemplos, algunas tecnologías, así como ciencias básicas que aprovechan esos atributos son: la medicina, la metrología, el procesamiento de materiales, la conversión de frecuencia, la generación de THz, las telecomunicaciones, control cuántico⁴, la óptica no lineal, la microscopía no lineal, la generación de rayos X ultrarrápida y la espectroscopia de resolución temporal. En relación a esta última, varios procesos atómicos y moleculares ocurren en tiempos ultrarrápidos que van desde los pico hasta los sub-femtosegundos. De esta forma, para su estudio, es necesario la interacción con fuentes a escalas temporales del mismo orden de magnitud o menor a la duración del fenómeno mismo. En microscopía no lineal la alta intensidad pico de los pulsos hace posible que procesos de absorción de dos o más fotones sean significativos⁵. En la técnica FLIM (Fluorescence Lifetime Imaging Microscopy) el análisis de la fluorescencia de una muestra excitada por un pulso ultracorto permite diferenciar entre el tejido sano y el cancerígeno.⁶ La alta intensidad y

corta duración de los pulsos también los hace ideales para ablación láser y procesamiento de materiales con una precisión de hasta $1\mu\text{m}$.⁷

Por otro lado, no sólo la intensidad y duración de los pulsos es importante en la interacción de la luz con la materia sino también otra característica de los pulsos asociada con su fase. Por ejemplo, se ha demostrado que es posible seleccionar el estado cuántico de una molécula utilizando pulsos modulados en fase o con “chirp”.⁴ De aquí la necesidad de conocer y modificar tanto la intensidad temporal, espectral así como la fase del pulso. Dicha modulación puede ser lograda mediante técnicas de óptica adaptativa.

La óptica adaptativa surgió como un método para corregir las aberraciones atmosféricas que sufre un frente de onda en el camino óptico de los telescopios, cuando en 1953 el astrónomo Horace W. Babcock propuso utilizar una navaja rotante colocada frente a un orticonoscopio como sensor de frente de onda y un espejo recubierto de una capa delgada de aceite como medio óptico deformable. La idea estaba mucho más adelantada a la tecnología de la época, por lo que tomo varias décadas poder hacer practica su idea.

Actualmente los espejos deformables son la principal tecnología para corregir los frentes de onda, estos se basan en la modificación del camino óptico al reflejarse en un espejo con una deformación correcta. Algunos de los usos principales de los espejos deformables son la corrección de aberraciones del ojo humano, de telescopios solares y atmosféricos, sistemas de rastreo satelital, así como en la reconfiguración de pulsos de femtosegundos.

Referencias

-
- ¹ <http://www.nist.gov/pml/general/time/atomic.cfm>
- ² C. Rulliere, editor. “Femtosecond Láser Pulses - Principles and Experiments”. Springer, 2da Ed, 2005.
- ³ P. B. Corkum and Ferenc Krausz, “Nature Physics”, Vol. 3 , 2007, 381-387
- ⁴ B. Kohler, V. V. Yakovlev, J. W. Che, J. L. Krause, M. Messina, K. R. Wilson, N. Schwentner, R. M. Whitnell, y Y. J. Yan, “Quantum control of wave-packed evolution with tailored femtosecond pulses”, Physical Review Lett. **74**, 3360 – 3363 (1995).
- ⁵ J. C. Diels and W. Rudolph, “Ultrashort Láser Pulse Phenomena”. 2nd Ed. (Academic, New York, 2006).
- ⁶ R. Jones, K. Dowling, M. J. Cole, and D. Parsons-Karavassilis, “Fluorescence lifetime imaging using a diode-pumped all-solid-state láser system”, Electron. Lett. **35**, 256 (1999).
- ⁷ H. K. Tonshoff, C. Momma, A. Ostendorf, S. Nolte, and G. Kamlage, “Microdrilling of metals with ultrashort láser pulses”, J. Láser Appl. Lett. **12**, 23 – 27 (2000).

CAPÍTULO 1

1. Pulsos Ultracortos.

La diferencia que existe en el funcionamiento de un láser común y de un láser de pulsos ultracortos de femtosegundos, radica principalmente en que los primeros generan una onda continua de luz casi monocromática, mientras que los segundos generan un tren de pulsos con un ancho de banda de algunos nanómetros. Esto significa un ancho de banda enorme. Un ejemplo de estos es el láser de Titanio:Zafiro (Ti:zaf), ver Apéndice , el cual representa una fuente importante en la generación de los pulsos ultracortos. Los anchos temporales más breves que pueden ser generados directamente con un láser de este tipo son de alrededor de 4 femtosegundos (10^{-15} s) en el Infrarrojo cercano⁸, y usando estos pulsos, es posible, mediante de procesos ópticos no lineales extracavidad, generar pulsos de attosegundos (10^{-18} s) en el ultravioleta lejano⁹.

Los pulsos de femtosegundos tienen intensidades tan elevadas que han sido ampliamente utilizados en el estudio de fenómenos no lineales, al mismo tiempo su duración es tan corta que no existe ningún otro fenómeno generado por el ser humano de menor duración¹⁰. Además de la generación de pulsos ultracortos, otro gran reto es la caracterización de los mismos. Para caracterizar los pulsos ultracortos de femtosegundos y attosegundos es necesario utilizar métodos de medida indirectos, independientes del tiempo de respuesta de los detectores electrónicos.

1.1 Características de los Pulsos Ultracortos

1.1.1 Intensidad y Fase.

Un Pulso, como cualquier onda de luz, esta descrito por su campo eléctrico, el cual es función del espacio y del tiempo, $E(x,y,z,t)$. Si suponemos que el campo eléctrico esta linealmente polarizado en alguna de las direcciones (aproximación escalar)¹¹, se puede

ignorar la parte espacial del pulso; por lo que el campo eléctrico asociado a un pulso ultracorto se puede expresar matemáticamente como:

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{2} \sqrt{I(t)} \exp\{i[\omega_0 t - \phi(t)]\} + c. c. \quad (1.1)$$

donde $I(t)$ representa el perfil de Intensidad del Pulso, $\phi(t)$ la fase a lo largo del pulso y ω_0 la frecuencia angular portadora. La frecuencia angular portadora es del orden 10^{15} Hz, la cual varía muy rápido con respecto a $\phi(t)$ y a $I(t)$, entonces considerando que tanto los métodos como los detectores que se usan resuelven temporalmente haciendo promedios de la intensidad en el tiempo, este término tan rápido comparado con los otros que se puede ignorar.

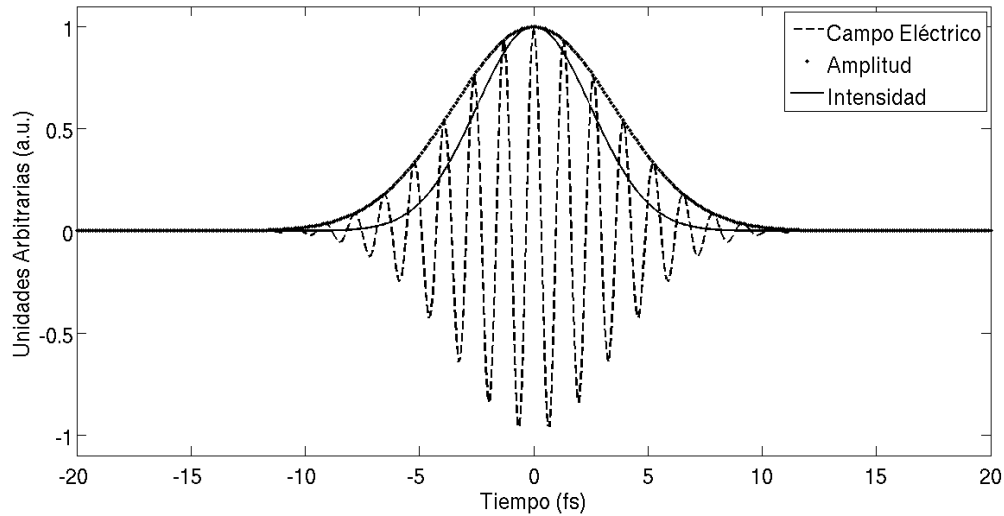


Figura 1.1 Campo eléctrico, intensidad y amplitud de un pulso Gaussiano.

La parte c.c. “compleja conjugada” es necesaria para hacer real la expresión (1.1) del campo, sin embargo puede ser ignorada en la aproximación escalar, por lo que el campo eléctrico queda matemáticamente determinado por:

$$E(t) = \sqrt{I(t)} e^{-i\phi(t)} \quad (1.2)$$

Considerando:

$$I(t) = |E(t)|^2 \quad (1.3)$$

$$\phi(t) = -\arctan \left\{ \frac{\text{Im}[E(t)]}{\text{Re}[E(t)]} \right\} \quad (1.4)$$

Muchas veces es más conveniente o ilustrativo conocer el campo eléctrico en el dominio de las frecuencias, lo cual obtenemos mediante la Transformada de Fourier en el dominio del tiempo:

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(t) e^{-i\omega t} dt \quad (1.5)$$

Con lo cual obtenemos:

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = \sqrt{S(\omega)} e^{-i\varphi(\omega)} \quad (1.6)$$

donde $S(\omega)$ es el espectro y $\varphi(\omega)$ es la fase espectral definidas como:

$$S(\omega) = |\tilde{\varepsilon}(\omega)|^2 \quad (1.7)$$

$$\varphi(\omega) = -\arctan \left\{ \frac{\text{Im}[\tilde{\varepsilon}(\omega)]}{\text{Re}[\tilde{\varepsilon}(\omega)]} \right\} \quad (1.8)$$

1.1.2 Fase de un Pulso.

Matemáticamente la fase de un pulso está limitada por valores que no varíen más de 2π , esto se debe a que:

$$e^{i\varphi} = e^{i\varphi + 2\pi n}, \quad n \in \mathbb{Z} \quad (1.9)$$

Para evitar tomar distintos valores de una misma fase, solo se toman valores entre $-\pi$ y π , y para evitar discontinuidades, al resultado se le suman múltiplos de 2π ; este proceso se le conoce como desenrollamiento de fase (phase-unwrapping¹²). Por otro lado es útil en la práctica expresar la fase temporal en términos de su serie de Taylor:

$$\varphi(t) = \varphi_0 + (t + t_0)\varphi_1 + \frac{1}{2}(t + t_0)^2\varphi_2 + \dots \quad (1.10)$$

La expansión en series de Taylor permite un análisis claro de la contribución de cada término en las características del pulso.

1.1.2.1 φ_0 : Fase Absoluta.

El término de orden cero de la fase es conocida como fase absoluta, aunque en realidad es la fase relativa entre la onda portadora y la envolvente del pulso. Este término solo es importante cuando el pulso tiene pocos ciclos, ya que si tiene muchos ciclos el pulso, se ve casi igual y no se aprecian los efectos.

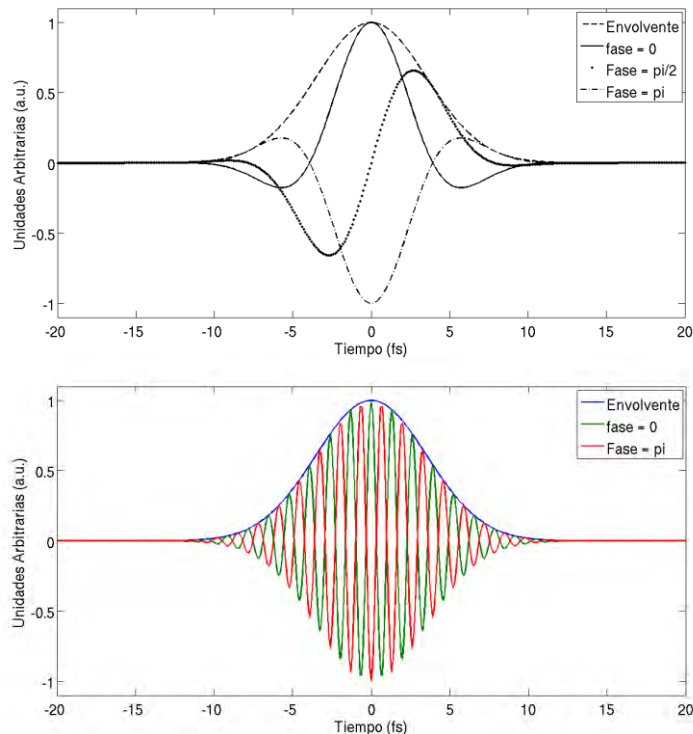


Figura 1.2 Pulsos de 20 fs con distintas fases absolutas, (arriba) pocos ciclos, (abajo) muchos ciclos.

Este efecto se puede apreciar en la figura 1.2. Donde, para pocas oscilaciones se observa una diferencia en el campo eléctrico al haber un cambio de fase absoluta, sin embargo para muchas oscilaciones el campo eléctrico se ve casi igual.

1.1.2.2 φ_1 : Corrimiento en tiempo o frecuencia.

El término de orden uno de la fase introduce un retraso en el pulso, debido al corrimiento de la transformada de Fourier:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(t - t_0) e^{-i\omega t} dt = \tilde{\varepsilon}(\omega) e^{-i\omega t_0} \quad (1.11)$$

Como el corrimiento de la transformada también se aplica en la transformada inversa, el término de primer orden genera un corrimiento en la frecuencia, este efecto es interesante y fácilmente detectable mediante un espectrómetro.

1.1.2.3 φ_2 : Chirp Lineal.

Dominio temporal

El término de segundo orden de la fase temporal introduce una variación en el pulso conocida como chirp lineal, ya que representa un cambio lineal entre la frecuencia y el tiempo; esto se observa claramente al considerar un pulso Gaussiano con fase temporal cuadrática:

$$E(t) = [E_0 e^{-at^2}] e^{ibt^2} \quad (1.12)$$

donde a determina las componentes temporales del pulso y b el término cuadrático de la fase temporal, por lo que fase del pulso queda determinada por:

$$\phi(t) = -bt^2 \quad (1.13)$$

Teniendo en cuenta que la frecuencia instantánea de un pulso se define como:

$$\omega_{inst}(t) \equiv \omega_0 - \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (1.14)$$

Se obtiene que:

$$\omega_{inst}(t) = \omega_0 + 2bt \quad (1.15)$$

Lo cual muestra que una variación cuadrática de la fase generada por el término bt^2 produce una variación lineal de la frecuencia instantánea.

Dominio de Frecuencias

Por otro lado al analizar el campo en el dominio de Frecuencias obtenemos:

$$E(\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{a-ib} e^{\left[-\frac{\omega^2}{4(a-ib)}\right]} \quad (1.16)$$

Por lo que la fase espectral queda de la forma:

$$\varphi(\omega) = \frac{b}{a^2+b^2} \omega^2 \quad (1.17)$$

Esto nos lleva a concluir que una variación cuadrática en la fase temporal, implica una variación cuadrática en la fase espectral, y además la variación es opuesta, es decir, $\varphi(\omega)$ tiene signo contrario que $\phi(t)$.

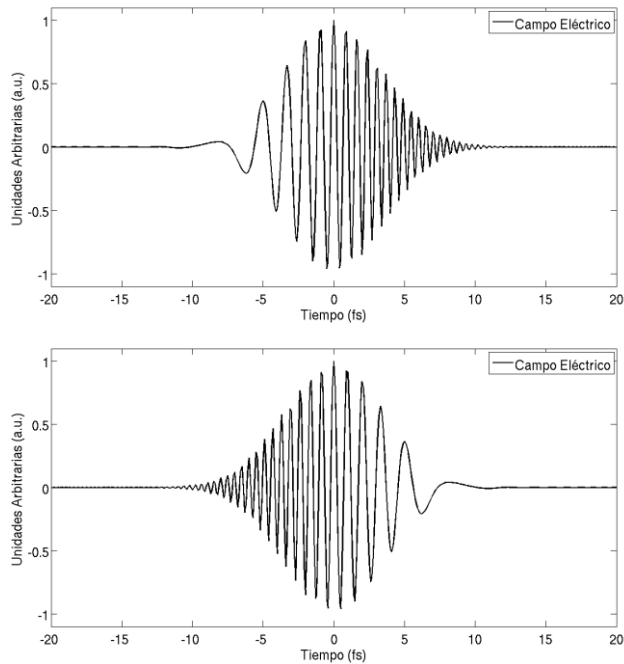


Figura 1.3 Campo Eléctrico de un pulso eléctrico con chirp lineal positivo (arriba), chirp lineal negativo (abajo).

Cuando un pulso se propaga por un material este le introduce un chirp lineal positivo, lo cual tiende a ensanchar el pulso.

1.1.2.4 φ_3 : Chirp cuadrático.

De manera análoga al chirp lineal, el chirp cuadrático se produce debido a la variación cubica de la fase, esto significa que la frecuencia central se adelanta con respecto a las frecuencias de ambos lados.

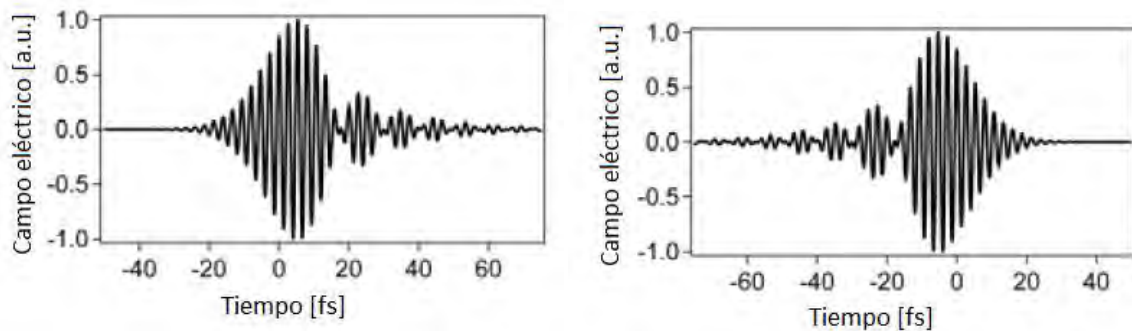


Figura 1.4 Campo eléctrico de un pulso gaussiano con chirp cuadrático positivo (izquierda), negativo (derecha)¹¹.

Los pulsos con chirp cuadrático tienen oscilaciones antes o después del pulso central.

1.1.3 Propagación del Pulso

Cuando un pulso se propaga por un medio, este modifica su fase y espectro (en caso de sufrir absorción) lo cual tiene como consecuencia el ensanchamiento del pulso.

La fase se modifica debido a que cada una de las frecuencias, que conforman al pulso, viajan a diferentes velocidades en un material:

$$v_p(\omega) = \frac{c}{n(\omega)} \quad (1.18)$$

donde $n(\omega)$ es el índice de refracción del material para cada frecuencia y c la velocidad de la luz, esto introduce chirp de distintos órdenes.

Por su otra parte el espectro se modifica ya que cada frecuencia es absorbida por el material de distinta manera, generando así, un espectro de salida dado por:

$$S_{out}(\omega) = S_{in}(\omega)e^{-\alpha(\omega)L} \quad (1.19)$$

donde $\alpha(\omega)$, es el coeficiente de absorción del material para cada frecuencia, L es la longitud del material y S_{in} es el espectro a la entrada del material.

1.2 Generación de Pulsos Ultracortos

La generación de un pulso ultracorto se debe básicamente al acoplamiento de dos efectos: la compensación de la dispersión de la velocidad de grupo (GVD) y la automodulación de Fase (Self Phase Modulation), esta última, es generada por un proceso no lineal conocido como el Efecto Kerr Óptico, el cual es descrito en el Apéndice B.

1.2.1 Láser de pulsos ultracortos

Los láseres de pulsos ultracortos utilizan medios activos con un gran ancho de banda, y así abarcar el mayor número de modos de oscilación posibles. En particular para la generación de pulsos ultracortos es necesario contar con un mecanismo de modulación ultrarrápido, pasivo, que permita el amarre de modos (este proceso esta descrito en el Apéndice C). En el caso de un láser de pulsos de femtosegundos el mecanismo encargado de la modulación es el efecto Kerr óptico. De acuerdo a la relación de Fourier¹³, a mayor número de modos amarrados menor será el ancho temporal correspondiente de la modulación.

Para ver este proceso, una vez lograda la modulación y el amarre de modos, el campo eléctrico total puede escribirse como:

$$\mathcal{E}(t) = \sum_n \alpha_n e^{i[(\omega_0+n\delta\omega)t+\phi_n]} \quad (1.20)$$

donde α_n es la amplitud y ϕ_n la fase relativa del n-esimo modo, y $\delta\omega$ la separación entre los modos. Como se aprecia en la figura 1.5, el ancho temporal de la modulación o pulso es inversamente proporcional al número de modos amarrados.

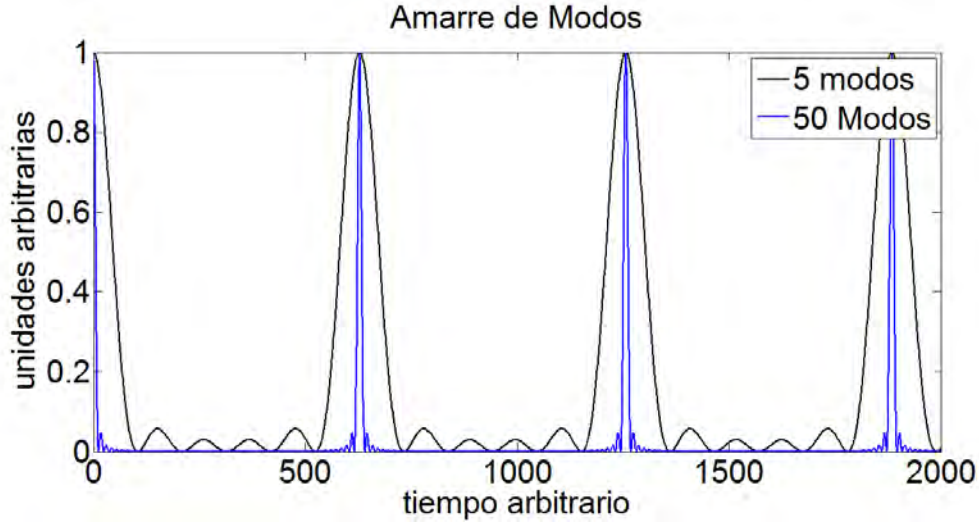


Figura 1.5 Pulsos formados por 5 y 50 modos amarrados en fase.

En principio la fase entre los modos que oscilan en una cavidad láser es totalmente aleatoria. Al acoplar todos los modos en una fase, el campo eléctrico resultante será una función periódica bien definida en el tiempo, cuyo tiempo de separación está determinado por:

$$\Delta t_{step} = \frac{2nL}{c}, \quad n \in \mathbb{Z} \quad (1.21)$$

Este es el tiempo que el pulso tarda en recorrer la cavidad en ambos sentidos, a lo largo de la cavidad de longitud L , siendo n el número de vueltas que da en la cavidad.

1.3 Técnicas de Caracterización

Debido a que no existen dispositivos electrónicos lo suficientemente rápidos para resolver temporalmente un pulso de femtosegundos, se tiene que recurrir a técnicas indirectas para su caracterización. Dichas técnicas involucran arreglos interferométricos, óptica no lineal, algoritmos de deconvolución y detectores electrónicos que combinados permiten la caracterización completa de los pulsos. Las técnicas más sencillas se basan en

métodos de Autocorrelación de Segundo Orden las cuales nos permiten estimar el ancho temporal del pulso. Existen otro tipo de técnicas más completas que permiten caracterizar el pulso de manera completa, es decir, medición de la amplitud y la fase, tales como SHG-FROG, SPIDER y TADPOLE.

1.3.1 Autocorrelación de Intensidad (tiempo)

La Autocorrelación de Segundo Orden es uno de los métodos más básicos para medir pulsos ultracortos. En esta técnica el pulso $E(t)$ y una réplica del mismo retardado un tiempo $t = \tau$ se mezclan en un elemento no lineal¹⁴. Hay que tener en cuenta que las técnicas de autocorrelación solo permiten inferir la duración de los pulsos asumiendo que estos tienen un perfil de intensidad determinado. Sin embargo, la simpleza de la técnica nos permite estimar, de una manera rápida, la duración de los pulsos.

Una diseño típico para obtener una señal de autocorrelación, consiste en la utilización de un interferómetro no colineal y un cristal de generación de segundo armónico (SHG). En este diseño se divide el pulso en dos, y con una lente se enfocan y recombinan ambos pulsos en el cristal SHG, como se observa en la figura 1.6. La señal generada por ambos pulsos dependerá del retardo entre ellos:

$$E_{señal}^{SHG}(t, \tau) = E(t) \cdot E(t - \tau) \quad (1.22)$$

Como los detectores electrónicos son muy lentos para resolver temporalmente un solo pulso, lo que se puede obtener es la integral temporal de la intensidad:

$$A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (1.23)$$

La ecuación anterior es la definición de la función de autocorrelación de intensidad de segundo orden.

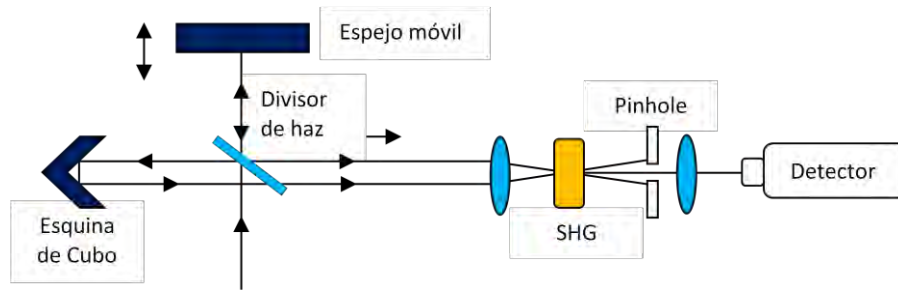


Figura 1.6 Autocorrelador no colineal utilizando un cristal SHG.

El tiempo de retardo τ , es controlando con el desplazamiento de uno de los brazos del interferómetro, Δx , logrando con eso cambiar el camino óptico de uno de los pulsos con respecto al otro:

$$\tau = \frac{2 \cdot \Delta x}{c} \quad (1.24)$$

El ancho del pulso es, entonces, medido de forma indirecta al muestrear la intensidad con respecto al desplazamiento ó retardo Δx .

1.3.2 Autocorrelación de Interferencia (FRAC)

Este método combina la interferometría con la autocorrelación y es conocida autocorrelación de resolución de franjas (FRAC, Fringe Resolved Autocorrelation¹¹), este método se consideran la incidencia de los dos haces sobre el cristal SHG uno con un retardo τ con respecto al otro (figura 1.7):

$$E(t) = E_0(t)e^{i\phi(t)}e^{i\omega t} \quad (1.25)$$

$$E(t + \tau) = E_0(t)e^{i\phi(t+\tau)}e^{i\omega(t+\tau)} \quad (1.26)$$

De tal manera que la expresión de la traza FRAC es:

$$I_{FRAC} = \int_{-\infty}^{\infty} |[E(t) + E(t - \tau)]|^2 dt \quad (1.27)$$

Al expandir esta expresión tenemos:

$$\begin{aligned} I_{FRAC}(\tau) = & \int_{-\infty}^{\infty} \{I(t)^2 + I(t - \tau)^2\} dt \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \{I(t) + I(t - \tau)\} \text{Re}\{E(t)E^*(t - \tau)\} dt \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} \text{Re}\{E(t)^2 E^*(t - \tau)^2\} dt \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau) dt \end{aligned} \quad (1.28)$$

En otras palabras:

$$\begin{aligned} I_{FRAC}(\tau) = & \text{Constante} \\ & + \text{Interferograma modificado de } E(t) \\ & + \text{Interferograma del segundo armónico de } E(t) \\ & + \text{Autocorrelación de } I(t). \end{aligned}$$

En este caso nos referimos a interferograma modificado, ya que aparece el termino $I(t)I(t-\tau)$, el cual se vuelve una constante para el interferograma.

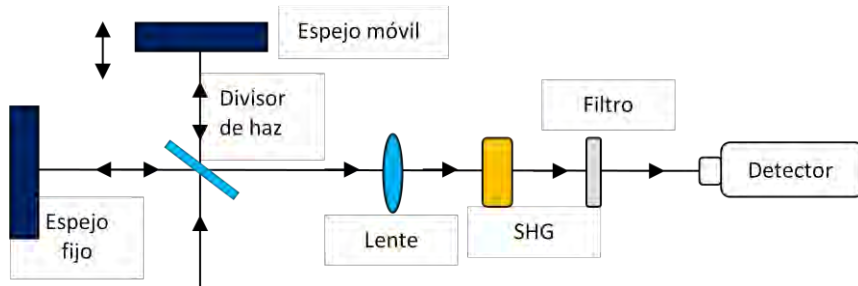


Figura 1.7 Autocorrelador colineal usando un cristal SHG.

Existe una discusión en el uso de este método, la cual radica en la certeza de poder distinguir las franjas de interferencia, por lo que se necesita una forma de probar la viabilidad de este método.

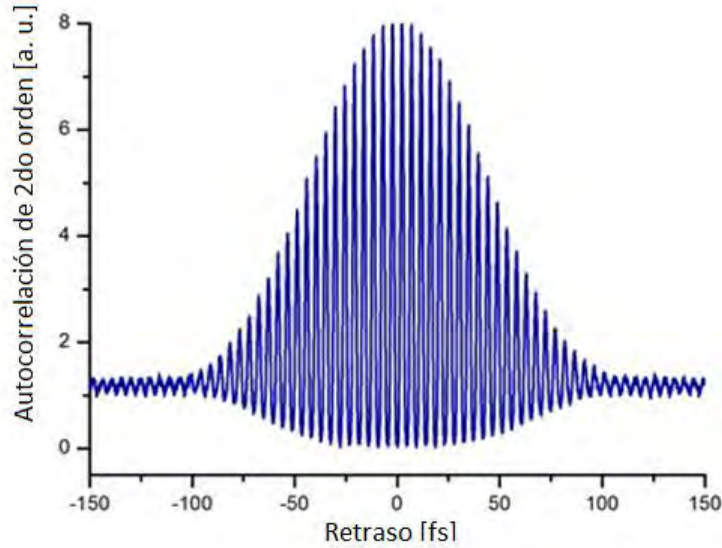


Figura 1.8 Traza FRAC de un pulso Gaussiano. Error! Marcador no definido..

Si consideramos un traslape cero, es decir $\tau \rightarrow \infty$, no existirán los términos cruzados y considerando que ambos pulsos son idénticos, salvo el tiempo de retraso entonces $I(t-\tau)=I(t)$, por lo tanto, la ecuación 1.29 quedara de la forma:

$$I_{FRAC}(\infty) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} \{I(t)^2\} dt \quad (1.29)$$

Por otro lado la máxima intensidad se registra cuando el traslape es máximo, esto es $\tau=0$, entonces la ecuación 1.30 queda como:

$$I_{FRAC}(0) = 16 \int_{-\infty}^{\infty} \{I(t)^2\} dt \quad (1.30)$$

Por lo que la razón entre el máximo y el mínimo será 8, esta señal oscilara cada que τ aumente $\pm\pi/\omega$. El resultado entonces será las franjas de interferencia del pulso, como se muestra en la figura 1.8.

1.3.3 SHG-FROG

La técnica FROG (Frequency Resolved Optical Gating) permite caracterizar la evolución temporal del módulo del campo y de la fase de un pulso ultracorto arbitrario, mediciones en este dominio deben contemplar mediciones tanto del tiempo como de la frecuencia simultáneamente.

En el sistema SHG-FROG¹¹ el pulso $E(t)$ y una réplica retardada $t = \tau$ se mezclan en el cristal de generación de segundo armónico. La señal de autocorrelación, es colimada y filtrada espacialmente para eliminar la componente de fundamental. Entonces la señal filtrada es dirigida a un espectrómetro con el fin de obtener su espectro en función del retardo τ , como se observa en la figura 1.9. En el caso de las autocorrelaciones, estas están formadas por medidas de intensidad de la señal generada en el cristal, para distintos valores del retardo τ , ahora obtendremos distintas medidas del espectro de esa misma señal, para distintos valores de τ . El resultado es conocido como traza FROG que dependerá de la frecuencia ω en el eje “y” y del retraso τ en el eje “x”.

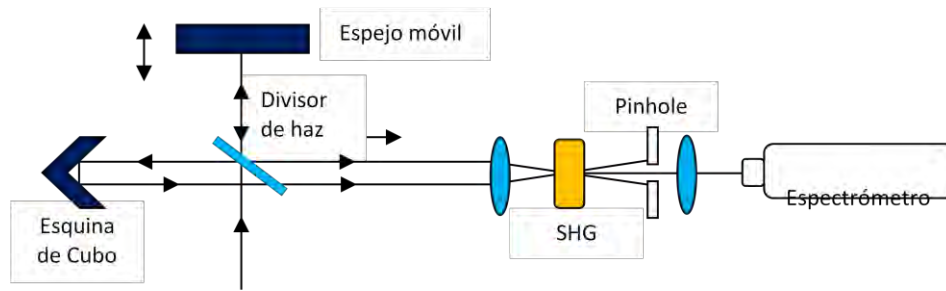


Figura 1.9 Arreglo FROG (Frequency Resolved Optical Gating).

La traza FROG indica la intensidad de las distintas componentes que forman el espectro de $E_{\text{señal}}(t, \tau)$, lo que podemos expresar matemáticamente como:

$$I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) |E(t - \tau)|^2 e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (1.31)$$

El resultado es la función $I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau)$ la cual es igual a la intensidad de $E_{sig}(\omega, \tau)$, que a su vez depende de la frecuencia ω y del retardo τ (Ver figura 1.10). Basta con tomar valores discretos de de la traza FROG para obtener una matriz de datos que permite reconstruir del pulso mediante un algoritmo.

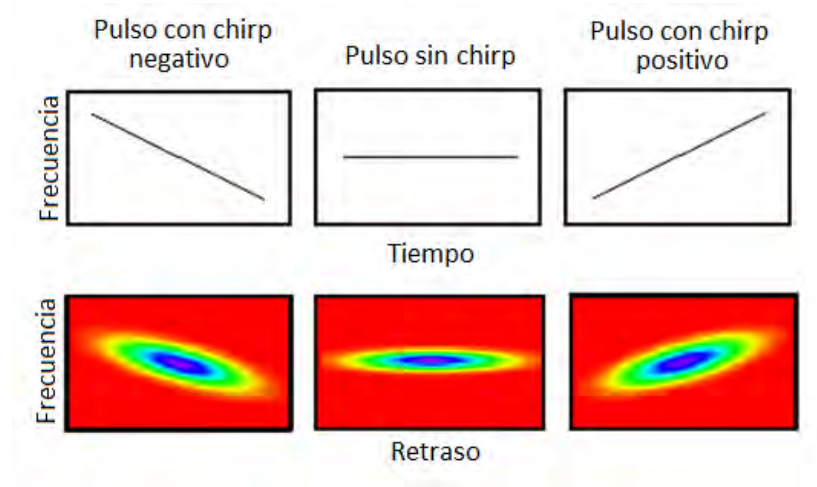


Figura 1.10 Trazas FROG para un pulso gaussiano¹⁵.

Una consideración a tener en cuenta es que $I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau)$ es invariante con respecto al signo del retardo, por lo que las trazas SHG-FROG son siempre simétricas respecto τ .

1.3.4 Interferometría Espectral (SI)

Este método también es conocido como interferometría en el dominio de frecuencias (SI¹⁶, Spectral Interferometry), es una técnica que consiste en enviar un pulso de referencia y el pulso a caracterizar de manera colineal con un retardo τ , a un espectrómetro, como se muestra en la figura 1.11.

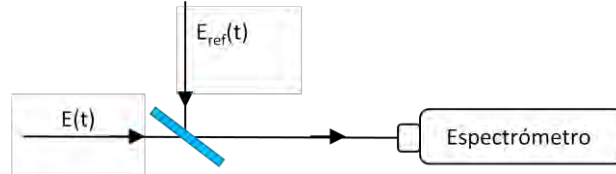


Figura 1.11 Arreglo de Interferometría Espectral.

El espectrómetro lo que observa es la Transformada de Fourier de ambos pulsos, es decir:

$$\begin{aligned}
 S_{SI}(\omega) &= |\mathcal{F}\{E_{ref}(t) + E(t - \tau)\}|^2 \\
 &= |\tilde{E}_{ref}(\omega) + \tilde{E}(\omega)e^{-i\omega\tau}|^2 \\
 &= \left| \sqrt{S_{ref}(\omega)}e^{i\varphi_{ref}(\omega)} + \sqrt{S(\omega)}e^{i\varphi(\omega)-i\omega\tau} \right|^2 \\
 &= S_{ref}(\omega) + S(\omega) + \sqrt{S_{ref}(\omega)S(\omega)}[e^{i\varphi_{ref}(\omega)-i\varphi(\omega)+i\omega\tau} + c. c.] \\
 &= S_{ref}(\omega) + S(\omega) + 2\sqrt{S_{ref}(\omega)S(\omega)}\cos(\varphi_{ref}(\omega) - \varphi(\omega) + i\omega\tau) \quad (1.32)
 \end{aligned}$$

donde $S_{ref}(\omega)$ y $S(\omega)$ son el espectro del pulso de referencia y del pulso señal respectivamente. A partir de estos espectrogramas, ver figura 1.12. Se puede inferir la diferencia de fase $\Delta\varphi(\omega)=\varphi_{ref}(\omega)-\varphi(\omega)$ entre el pulso de referencia y el pulso señal.

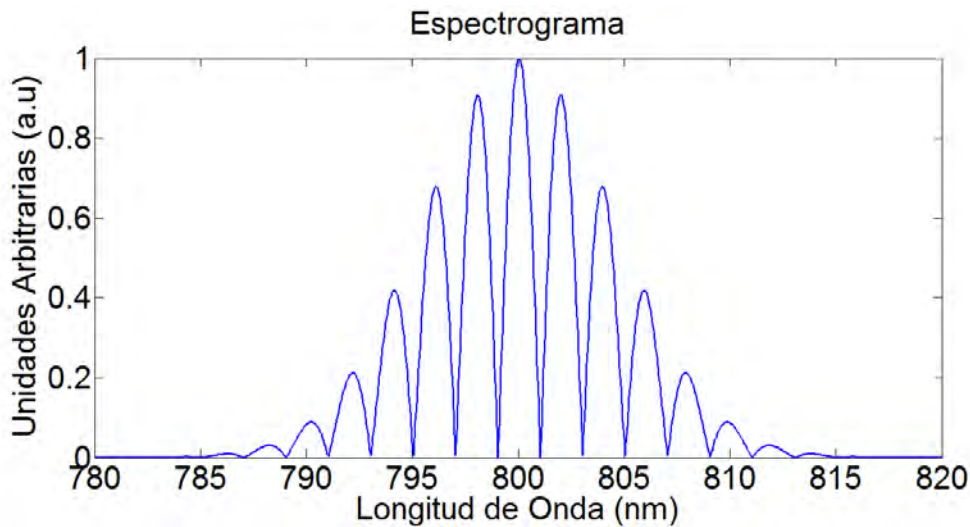


Figura 1.12 Espectrograma de un pulso gaussiano.

El método más común para determinar la diferencia de fase, es el uso de la transformada de Fourier y su inversa, con el cuales se filtra la señal correspondiente a los espectros y la correspondiente a la interferometría obteniendo así $\Delta\phi(\omega)$. Este método resulta ser muy eficaz y ya que todo el proceso es lineal, por lo que se pueden resolver pulsos por arriba de zeptojoules¹⁷ (10^{-21} J), lo cual representa intensidades casi ocho órdenes de magnitud por debajo de los métodos basados en procesos no-lineales, sin embargo se requiere que el pulso de referencia este completamente caracterizado¹³.

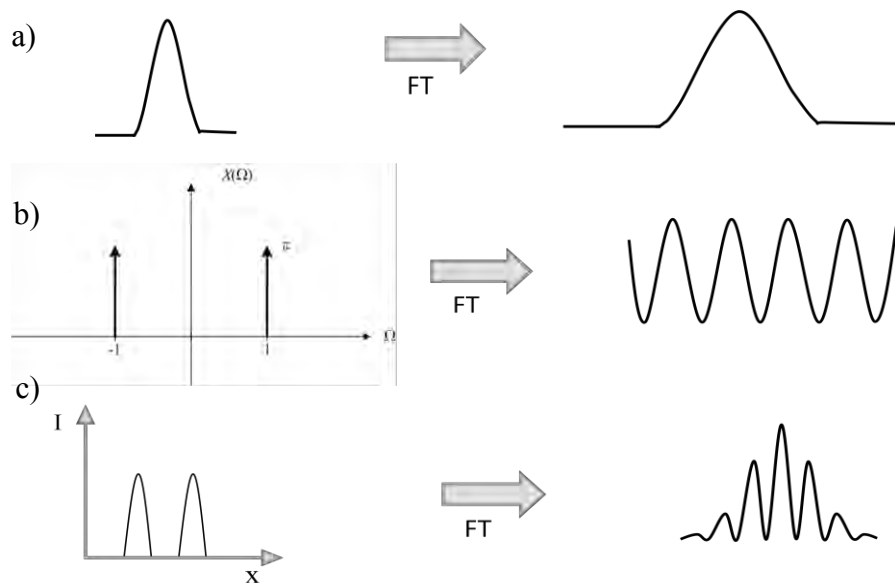


Figura 1.13 Transformada de Fourier de a) un pulso gaussiano, b) Dos deltas separadas un tiempo t , c) Dos pulsos gaussianos separadas un tiempo t .

Debido a que el espectrómetro obtiene la transformada de Fourier de los pulsos que inciden, si el pulso es gaussiano, se observa el mismo pulso gaussiano ensanchado, lo cual corresponde a las componentes espectrales del pulso, como se ve en la figura 1.13 a). Por otro lado, si los pulsos fuesen deltas retrasadas un tiempo t , se observa una función sinusoidal cuyo periodo de oscilación es inversamente proporcional al retardo t entre los pulsos, como se ve en la figura 1.13 b). Sin embargo los pulsos entrantes al espectrómetro son dos pulsos, en principio gaussianos, lo cual genera en la transformada de Fourier, la convolución de ambas funciones. Esto tiene como resultado una modulación en el espectro, cuyo período es inversamente proporcional a la separación ó retardo relativo entre ambos pulsos, como se observa en la figura 1.13 c).

1.4 Referencias

-
- ⁸ J. C. Diels and W. Rudolph, "Ultrashort Láser Pulse Phenomena", 2nd Ed. (Academic, New York, 2006).
- ⁹ D Charalambidis, P Tzallas. "Exploring intense attosecond pulses". New Journal of Physics. Lett. **10** (2008).
- ¹⁰ A. E. Siegman, Láser (University Science Books, 1986).
- ¹¹ R. Trebino. "Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Láser Pulses". (Kluwer Academic Publishers, Boston, 2002).
- ¹² R. Gerchberg and W.O. Saxton,. "A Practical Algorithm for the Determination of Phase from Image and Diffraction Plane Pictures", Optik **35**, 237 (1971).
- ¹³ C. Rulliere, editor. "Femtosecond Láser Pulses - Principles and Experiments". Springer, 2da Ed, 2005.
- ¹⁴ P. Loza-Alvarez, "Ultrashort pulse generation using quasi-phases-matched crystals" (University of St. Andrews, North Haugh, St. Andrews, Scotland, 2000).
- ¹⁵ http://www.swampoptics.com/tutorials_FROG.htm
- ¹⁶ L. Lepetit, G. Chériaux, and M. Joffre, "Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy," J. Opt. Soc. Am. B **12**, 2467-2474 (1995)
- ¹⁷ D.N. Fittinghoff, J. L. Bowie, J. N. Sweetser, R. T. Jennings, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, and R. Trebino, Optics Lett. **12**, 884-886 (1996).

CAPITULO 2

2. Reconfiguración de Pulsos Ultracortos.

En el capítulo anterior se describieron métodos para poder caracterizar los pulsos ultracortos. Sin embargo debido a la estructura espectral que conforman a dichos pulsos, estos tienden a ser alterados con mucha facilidad al pasar por dispositivos ópticos, principalmente por efectos dispersivos, por lo que existen métodos capaces de recomprimir, y reconfigurar los pulsos.

2.1 Tipos de Reconfiguradores

La reconfiguración de los pulsos ultracortos puede lograr modificando la fase o la intensidad espectral del pulso, esto se logra acoplado en el plano de Fourier distintos dispositivos como pantallas de cristal líquido, moduladores acusto-ópticos y espejos deformables.

2.1.1 *De intensidad*

Los reconfiguradores de intensidad basan su funcionamiento en el filtraje de algunas frecuencias que conforman al pulso¹⁸, esto lo logran al colocar una máscara en el plano de Fourier, como se muestra en figura 2.1.

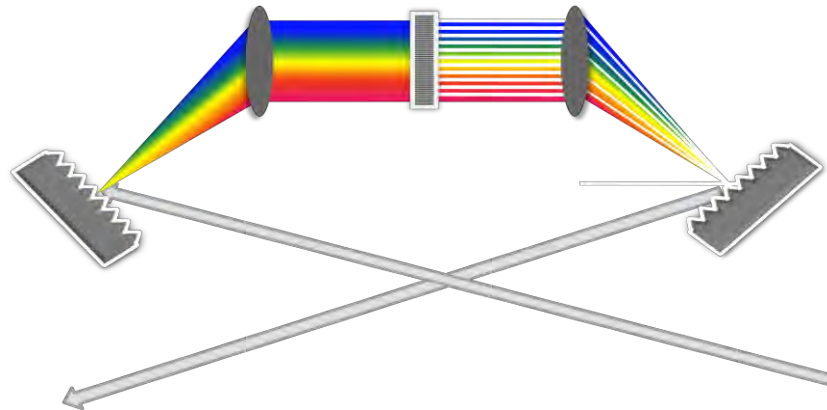


Figura 2.1 Diseño de un reconfiguración de intensidad, mediante una máscara en el plano de Fourier

Dentro de estos dispositivos se encuentran algunos arreglos con moduladores de cristal líquido (LCM¹⁹, Liquid Crystal Modulator) y acústico ópticos (Acousto Optics Programmable Dispersive Filter) acoplados con un par de polarizadores.

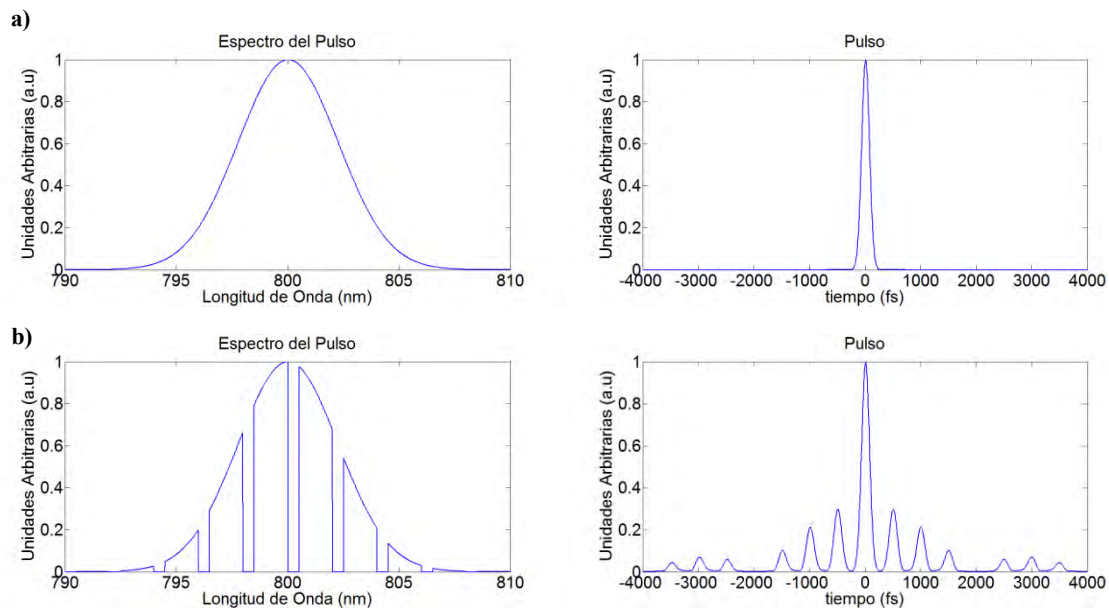


Figura 2.2 a) (izquierda) espectro de un pulso gaussiano sin chirp, (derecha) mismo pulso en el dominio del tiempo, b) (izquierda) espectro con componente filtrado de un pulso gaussiano sin chirp, (derecha) mismo pulso en el dominio del tiempo.

Estos sistemas son capaces de modular la intensidad de las frecuencias que conforman al pulso, el resultado final es la reconfiguración del pulso, como se muestra en la figura 2.2.

2.1.2 De Fase

Los reconfiguradores de Fase son capaces de modificar el pulso debido a que modifican la fase espectral del pulso¹⁸, esto se logra colocando un dispositivo en el plano de Fourier capaz de cambiar la fase relativa de cada una de las frecuencias con respecto a la frecuencia central.

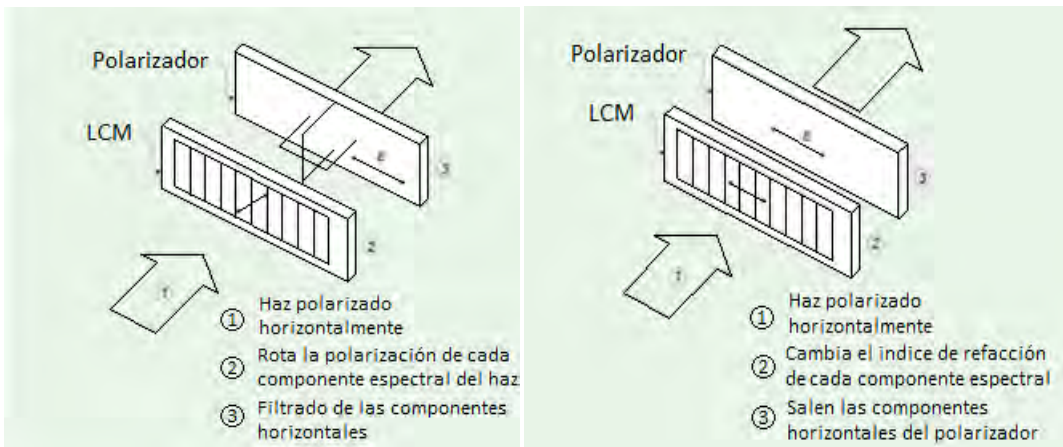


Figura 2.3 Arreglos LCM como filtros de intensidad (izquierda) y de fase (derecha).

Dentro de este tipo de reconfiguradores se encuentran, por ejemplo, aquellos capaces de introducir chirp lineal negativo antes o después de haber viajado en un medio óptico, compensando así el chirp introducido por el material, y con ello comprimir el pulso, ver Apéndice B. Así como también arreglos con moduladores de cristal líquido (Figura 2.3).

Otra forma de generar cambios de fase es por medio de espejos deformable. En estos reconfiguradores cada longitud de onda recorre un camino óptico distinto igual a $2\Delta x$ donde Δx es la deformación en cada punto del espejo por lo que el cambio de fase espectral esta dado por:

$$\Delta\phi = k2\Delta x \quad (2.1)$$

donde $k=2\pi/\lambda$

La ventaja de utilizar espejos deformables con respecto a otros moduladores de fase es que estos generan cambios continuos en la fase, la desventaja es que no puede modular la intensidad espectral.

2.2 MMDM

Un espejo MMDM (Micro-Machine Deformable Mirror²⁰) está compuesto por una membrana fina de nitrato de silicio de 0.5 a 10 μm de espesor. La membrana está recubierta por un lado con una capa reflectiva metálica y por el otro con una capa conductora de oro, ésta se coloca frente un arreglo de electrodos que, al aplicar un voltaje, las fuerzas electrostáticas atraen la superficie de oro deformando la membrana.

El modelo de membrana es aplicable en la simulación de la respuesta de un MMDM, ya que el espesor del sustrato es tan pequeño que su rigidez cilíndrica puede despreciarse. Además se asume que la membrana es totalmente estirable y preserva su forma debido a la tensión superficial.

2.2.1 Descripción

Si suponemos que la membrana se deforma de manera bidimensional al aplicar voltajes V_1, V_2, \dots, V_n , en un arreglo enmallado de actuadores como se muestra en la figura 2.4; además considerando que la deformación es tan pequeña como para que solo influyan las componentes de tensión superficial de la membrana, entonces la deformación puede ser descrita mediante la ecuación de Poisson²¹.

$$\nabla^2 s(x, y) = \frac{P}{T} \quad (2.2)$$

donde T es la tensión superficial de la membrana, P es la presión en cada punto de la membrana

Esta presión es debido a las fuerzas de atracción electrostática:

$$P = \frac{\epsilon_0 V(x,y)^2}{d(x,y)^2} \quad (2.3)$$

donde $V(x,y)$ es el voltaje generado en el espacio por el arreglo de actuadores, y d la distancia de los actuadores a la membrana.

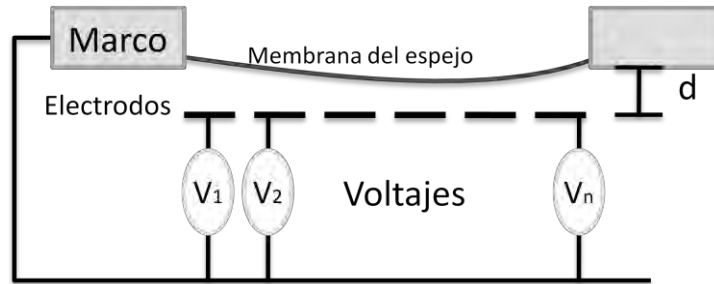


Figura 2.4 Diseño simple del MMDM.

La solución analítica para este caso resulta ser complicada, por lo que las soluciones tienen que obtenerse de manera numérica. Por Ejemplo, OKO Technologies[®] pone a disposición de los usuarios de sus membranas un programa de aproximación “Mrfit”, capaz de aproximar la forma de sus membranas de apertura circular.

2.2.2 Caracterización de superficie

El espejo utilizado para la modificación de los pulsos de femtosegundos es un MMDM fabricado por OKO Technologies[®] de 19 actuadores posicionados en un arreglo lineal, a los cuales se les puede aplicar un voltaje entre 0 y 251v, el cual tiene una deflexión máxima de 10 μ m en el centro, ver Apéndice D. Debido a que este espejo es una membrana rectangular, OKO Technologies[®] no nos proporciona una forma de conocer la forma de la membrana, por lo que se tuvo que caracterizar²².

La caracterización de la membrana fue realizada como parte de un trabajo de Tesis de Licenciatura²³ mediante el método de la Transformada de Fourier para el análisis de patrones de Franjas, mismo que se describe a continuación:

Primero se aplico un arreglo de voltajes a los actuadores del espejo deformable, y se colocó en un interferómetro tipo Michelson, donde la luz de un láser He-Ne de 632nm genera un patrón de interferencia, este patrón se graba en una CCD. Se toma únicamente la parte central del interferograma, correspondiente a la región donde se produce la corrección de la fase espectral a lo largo de la línea espectral. Como se muestra en la figura 2.5.

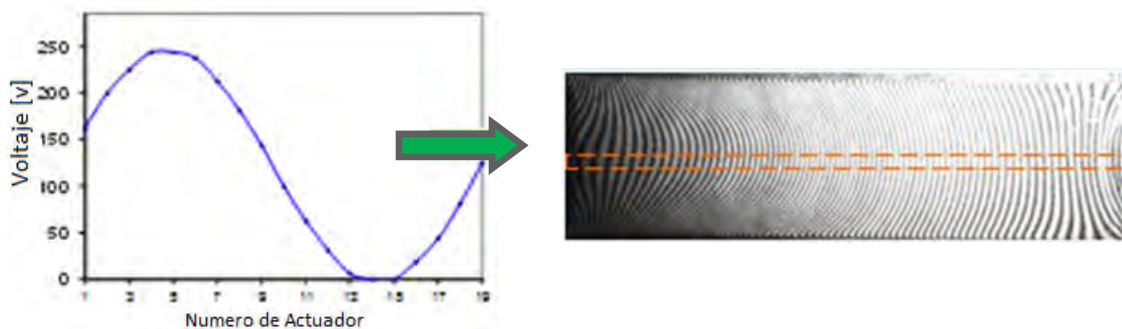


Figura 2.5 Arreglo de voltaje e interferograma producido.

Una vez filtrado el interferograma se integra la imagen para obtener una función de la intensidad vs la posición del espejo, a esto se le aplica la transformada de Fourier y se filtra la señal debida a la interferencia. Como se muestra en la figura 2.6.

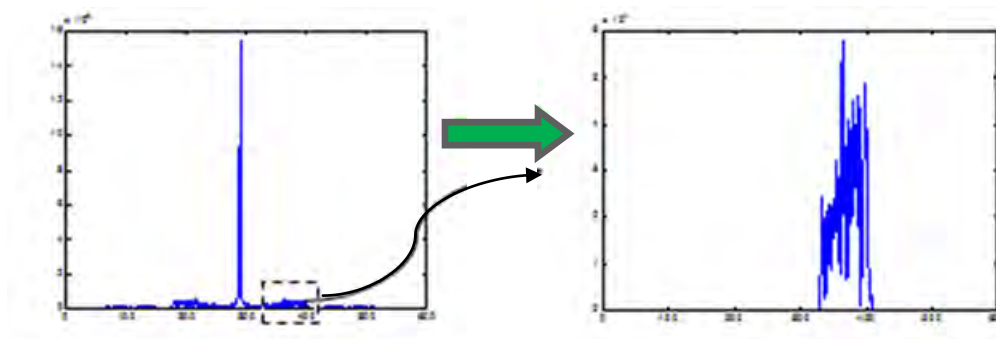


Figura 2.6 Transformada de Fourier del patrón de interferencia y filtraje.

Ya filtrada la señal de la transformada de Fourier, se aplica la transformada Inversa de Fourier y posteriormente se obtiene la fase correspondiente a la deformación del espejo, y recordando la ecuación 2.1, es posible inferir la forma del espejo (Figura 2.7).

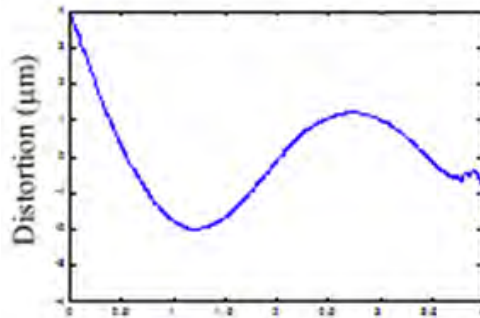


Figura 2.7 Forma de la superficie del espejo.

Para obtener la Matriz de influencia de deformación se aplicaron primero un voltaje máximo al primer actuador manteniendo los demás actuadores en 0V y se guardo el interferograma obtenido, luego se aplico un voltaje máximo al segundo actuador dejando los demás en 0V; y así sucesivamente con los 19 actuadores.

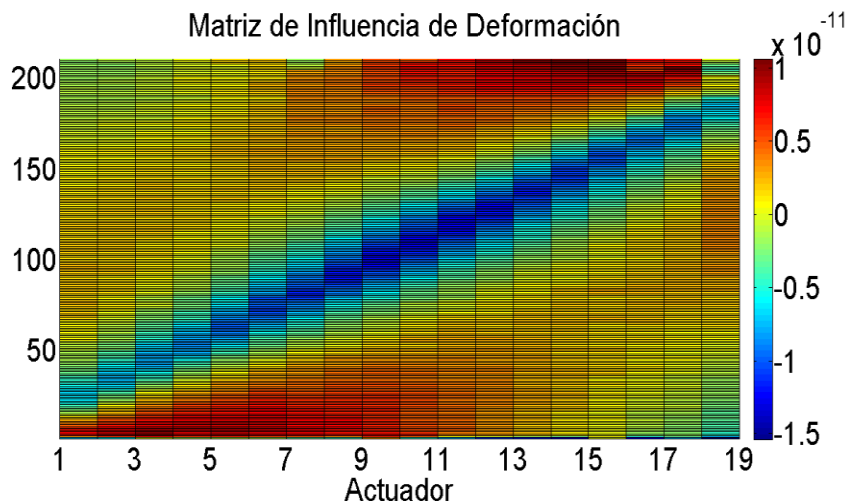


Figura 2.8 Matriz de influencia de Deformación.

Una vez obtenidos los 19 interferogramas se calculo la forma del espejo correspondiente a cada arreglo de voltaje aplicado. Como la forma del espejo no es plana cuando no se le aplica voltaje, se hace una corrección:

$$Y_{def} = (\vec{D}_1 - \vec{D}_0 \quad \vec{D}_2 - \vec{D}_0 \quad \dots \quad \vec{D}_{19} - \vec{D}_0) \quad (2.4)$$

donde \vec{D}_0 es el vector que contiene la forma de la superficie del espejo a 0V y \vec{D}_n , con $n = 1, 2, \dots, 19$, es la superficie del espejo cuando el actuador n tiene 241V, y los demás actuadores están a 0V.

Una vez obtenido lo anterior la matriz de influencia de deformación se obtiene con la siguiente ecuación:

$$M_{def} = (V^2)^{-1} \cdot Y_{def} \quad (2.5)$$

Donde

$$V^2 = 241^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 1 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 1 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

De esta manera con la matriz de influencia de deformación (figura 2.8) es posible conocer la forma del espejo de membrana deformable a partir del arreglo de voltajes aplicados en los actuadores.

2.2.3 Reconstrucción por medio de la Matriz de influencia

Utilizando la Matriz de Influencia de Deformación (\mathcal{M}_{Def}^{23}), es posible inferir la superficie que se obtiene al aplicar un arreglo de voltajes aleatorio, esto implica que, al colocarlo en el plano de Fourier de un pulso es posible modificar su fase, según la ecuación (2.1), para lo cual se necesita saber a qué posición en el espejo le corresponde cada una de las frecuencias.

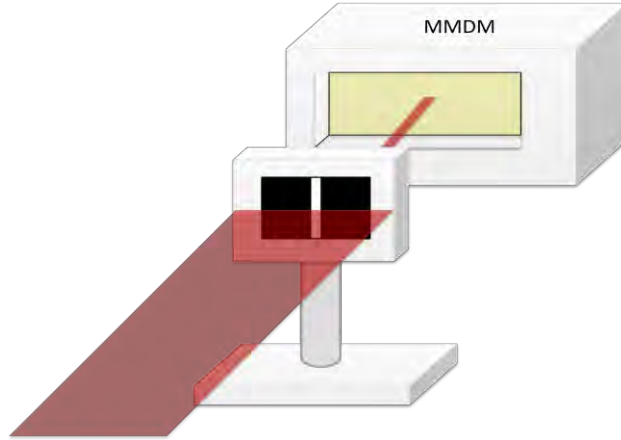


Figura 2.9 Selección de las frecuencias en el plano de Fourier para calibrar el espejo MMDM

Esta calibración se realizó colocando una pequeña rendija frente al espejo, la cual se encontraba encima de una platina micrométrica como se muestra en la figura 2.9, esto con el fin de bloquear todas las longitudes de onda, $\lambda(x)$, excepto las que pasaban por la rendija. Una vez colocada la rendija se midieron las longitudes de onda locales, con ayuda de un espectrómetro, correspondientes a cada posición.

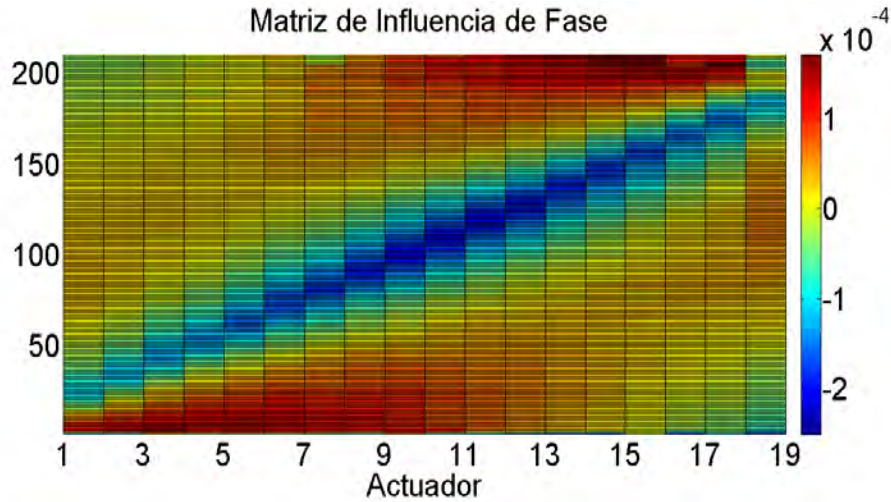


Figura 2.10 Matriz de Influencia de Fase

Una vez obtenida la calibración correspondiente del espejo, se calculó la matriz de influencia de fase, mediante la siguiente ecuación²⁴:

$$\mathcal{M}_\varphi = \mathcal{M}_{Def} / \lambda(x) \quad (2.7)$$

de donde se obtiene:

$$\mathcal{M}_\varphi = \begin{pmatrix} \frac{a_{11}}{\lambda(x_1)} & \frac{a_{21}}{\lambda(x_2)} & \dots & \frac{a_{n1}}{\lambda(x_n)} \\ \frac{a_{12}}{\lambda(x_1)} & \frac{a_{22}}{\lambda(x_2)} & \dots & \frac{a_{2n}}{\lambda(x_n)} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{a_{1n}}{\lambda(x_1)} & \frac{a_{2n}}{\lambda(x_2)} & \dots & \frac{a_{nn}}{\lambda(x_n)} \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Una vez obtenida la matriz de influencia de fase (figura 2.10), se aplica el método para conocer como se modifica la fase del pulso.

2.3 Referencias

-
- ¹⁸ K. Yamanouchi, editor. “Lectures on Ultrafast Intense Láser Science I”, Springer 1ra Ed, 2010.
- ¹⁹ A.M. Weiner et al., IEEE J. Quantum Electron. **28**, 908 (1992)
- ²⁰ “Adaptive Optics Guide”, OKO Technologies, Third edition, April 2008
- ²¹ S. Timoshenko and S. Woinowsky-Krieger. “Theory of plates and shells”. McGraw-Hill. (1953).
- ²² “Linear 19 (38)-channel micromachined membrane deformable mirror system: technical passport”, OKO Technologies.
- ²³ M. Chávez Cervantes. “Caracterización de un espejo deformable de membrana para la reconfiguración de pulsos de femtosegundos”, Tesis de Licenciatura. Universidad Nacional Autónoma de México. (2010).
- ²⁴ C. Rulliere, editor. “Femtosecond Láser Pulses - Principles and Experiments”. Springer, 2da Ed, 2005.

CAPITULO 3

3. Técnica de reconfiguración de pulsos empleada.

El método empleado para reconfigurar los pulsos se realizó mediante el acoplamiento del espejo MMDM colocado en el plano de Fourier de un espectrómetro conformado por una rejilla de difracción de 1200 líneas/mm y un espejo cóncavo con 50 cm de distancia focal. Este diseño combinado con la medida de un pulso de referencia es posible obtener experimentalmente el espectro y la fase espectral experimental del pulso modificado.

Para la caracterización completa de los pulsos reconfigurados es necesario primero realizar la caracterización completa de un pulso de referencia con algún otro método de autorreferencia. Esto último se realizó mediante un sistema SHG-FROG, el cual se encuentra disponible en el laboratorio de pulsos ultracortos del CCADET.

La caracterización completa del pulso reconfigurado se logra por medio de la técnica de Interferometría Espectral (SI), descrita previamente, a partir de un interferómetro tipo Mach-Zender. El interferograma generado entre el pulso de referencia y el pulso reconfigurado es registrado en un espectrómetro marca IST-REES con una resolución de 0.3 nm, ver Apéndice D. La fase espectral del pulso reconfigurada es calculada a partir de la información contenida en el espectrograma y la fase espectral del pulso de referencia. Una descripción más detallada acerca de esta técnica se realiza en la siguiente sección.

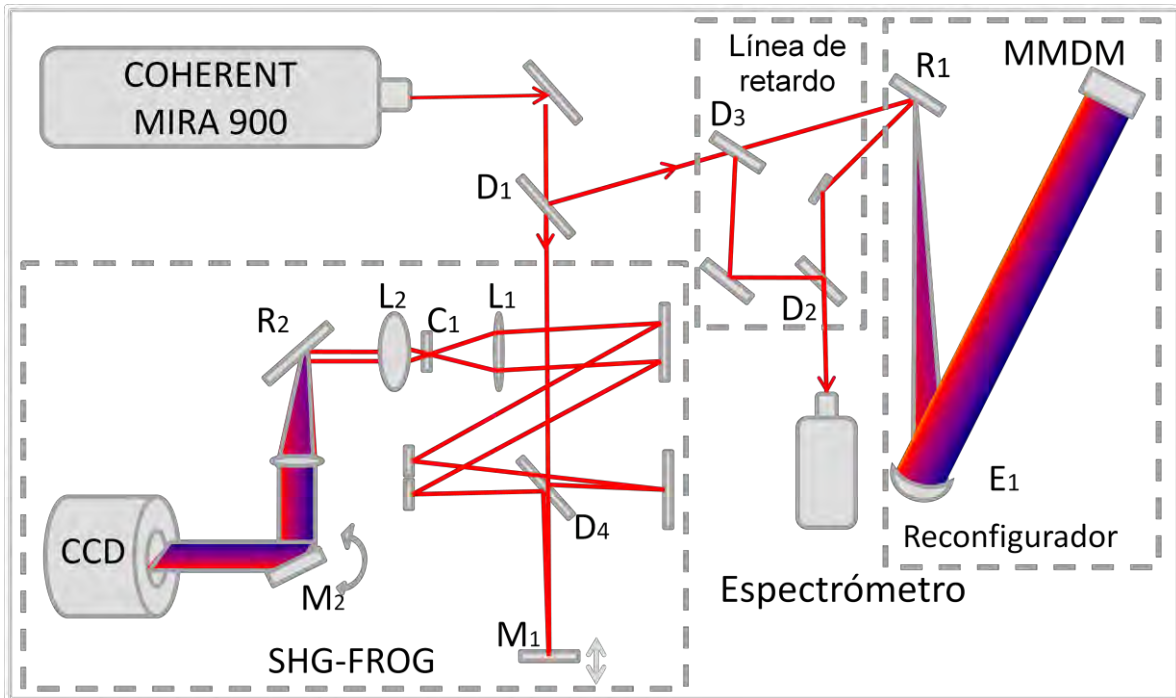


Figura 3.1 Diseño experimental para la reconfiguración y caracterización de un pulso ultracorto (TADPOLE). Las etiquetas D_n corresponden a Divisores de Haz, R1 y R2 a rejillas de difracción de 1200 líneas/mm, L1 y L2 a lentes positivas de 5cm y 8cm de distancia focal respectivamente, E1 al espejo cóncavo de 50 cm de distancia focal, M1 al espejo plano de retardo del FROG, y M2 a un espejo plano oscilante.

En la figura 3.1 el pulso original se divide en D_1 en dos, el pulso de referencia y el pulso prueba, el pulso de referencia entra al sistema SHG-FROG, para ser caracterizado completamente, mientras que el pulso prueba ingresa a la línea de retardo, donde es nuevamente dividido en D_3 en dos pulsos, donde uno va a ser nuestro pulso de referencia (puesto que corresponde a nuestro pulso original, que fue caracterizado con el SHG-FROG), y va a ingresar directamente al espectrómetro, mientras que el otro pulso ira al reconfigurador, donde se modifica la fase para luego enviarlo al espectrómetro y poder caracterizarlo mediante SI.

Este método que involucra el sistema SHG-FROG con el de SI se conoce como Análisis Temporal por Dispersión de un Par de Campos Eléctricos (TADPOLE^{25,26,27}).

3.1 Análisis Temporal por Dispersión de un Par de Campos Electricos (TADPOLE)

El método TADPOLE aprovecha todas las ventajas de la interferometría espectral para poder obtener la fase del pulso a caracterizar²⁸, y como la reconfiguración se hace en un espejo en el cual se distribuyen todas las componentes espectrales del pulso, no hay una modulación del espectro.

Debido al diseño de la técnica, los datos se obtienen en dos partes; primero se obtienen las características del pulso de referencia mediante la técnica SHG-FROG lo cual nos proporciona información de la fase espectral y del espectro del pulso.

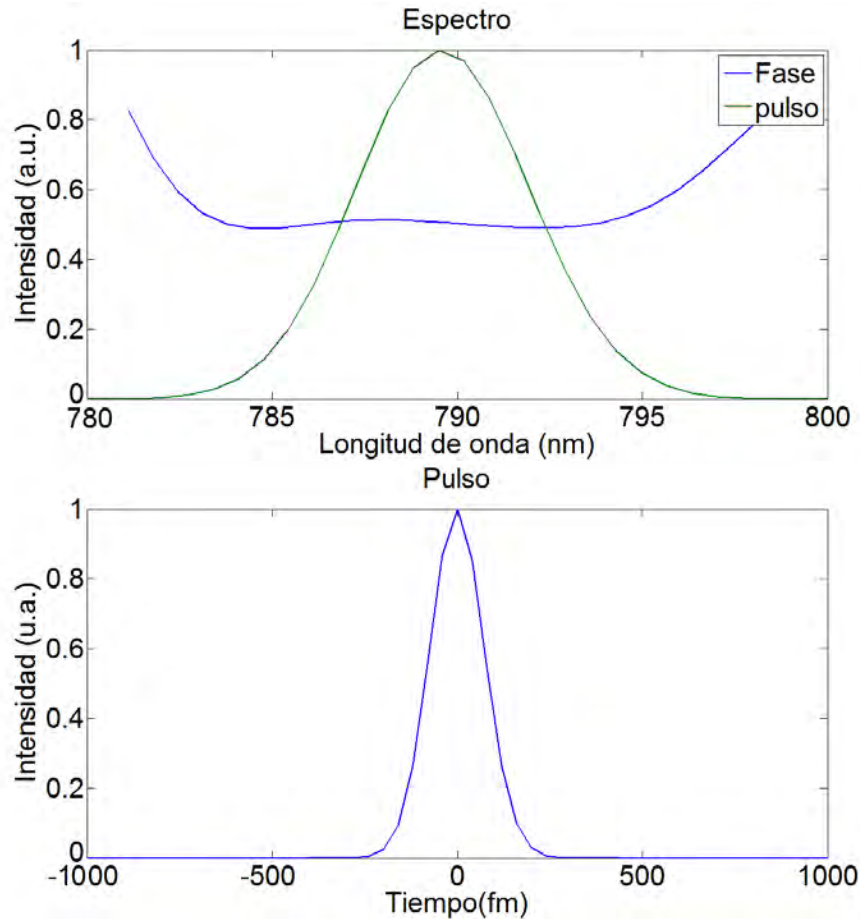


Figura 3.2 Pulso de referencia medido mediante la técnica SHG-FROG. en el dominio de la frecuencia (arriba), en el dominio del tiempo (abajo).

Después se obtienen las características del pulso reconfigurado, eso mediante el análisis de los espectrogramas (figura 3.3), obtenidos entre el pulso de referencia y el pulso modificado, en el espectrómetro.

El análisis consiste en obtener la transformada de Fourier del espectrograma, y de filtrar la información de la modulación del pulso, de la información de la frecuencia portadora, esto es más claro en la figura 3.4.

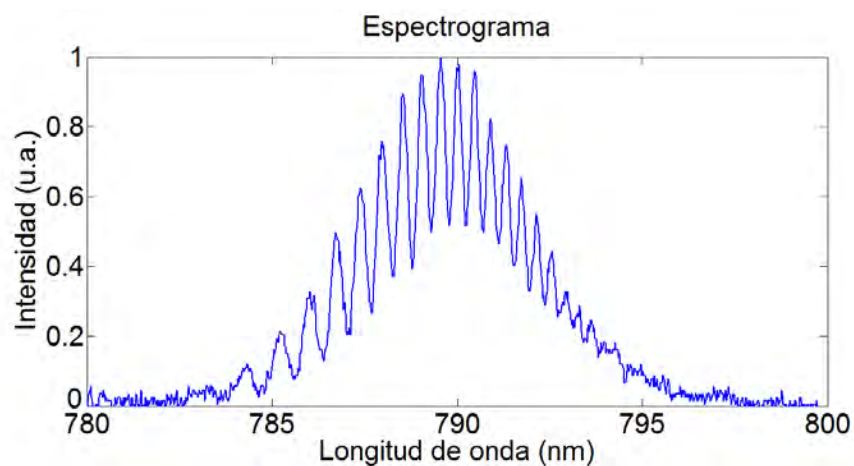


Figura 3.3 Espectrograma de un pulso

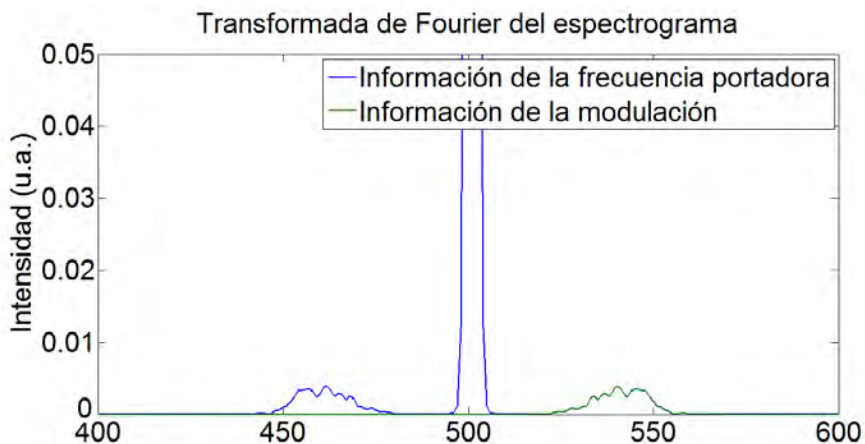


Figura 3.4 Transformada de Fourier de un espectrograma.

En la figura 3.4. se observa la transformada de Fourier del espectrograma (Color Azul), la cual incluye la información de la modulación (fase), y de la frecuencia portadora (espectro), por lo que estos datos se separan y se toma únicamente la información de de la modulación. Una vez separada esta información, se obtiene la transformada inversa de Fourier, esta nos da la información de la diferencia de fase entre el pulso de referencia con el pulso reconfigurado, mediante la ecuación 1.4.

Ya obtenida la información de las diferencias de fase, se resta la fase del pulso de referencia para obtener la fase del pulso reconfigurado, introducida por el MMDM.

$$\varphi(\omega) = \varphi_{ref}(\omega) - \Delta\varphi(\omega) \quad (3.1)$$

Una vez conocida la fase del Pulso reconfigurado, debido a que no hay modulación del espectro, se toma el espectro del pulso de referencia, para poder reconstruir el pulso según la ecuación 1.6, como se muestra en la figura 3.5

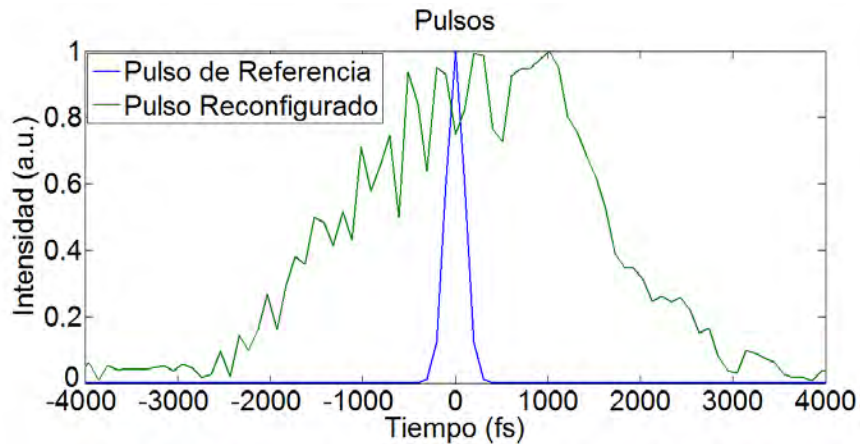


Figura 3.5 Reconstrucción del pulso reconfigurado.

3.2 Referencias

-
- ²⁵ R. Trebino, “Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Láser Pulses”, Kluwer Academic Publishers. (2002).
- ²⁶ K. C. Chu, J. Heritage, R. S. Grant, K. X. Liu, A. Dienes, W. E. White, and A. Sullivan, *Opt. Lett.* **20**, 904 (1995).
- ²⁷ D.N. Fittinghoff, J. L. Bowie, J. N. Sweetser, R. T. Jennings, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, and R. Trebino, *Optics Lett.* **12**, 884-886 (1996).
- ²⁸ T. Tanabe, K. Ohno, T. Okamoto, M. Yamanaka, F. Kannari, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, 1366 (2004).

CAPITULO 4

4. Resultados

4.1 Resultados Experimentales

Una vez conocida la matriz de influencia de deformación²⁹, se tiene que, para un arreglo de voltajes deseado es posible inferir la forma del espejo y con ello el cambio de fase que este le producirá a un pulso, por lo que se compararon las fases obtenidas mediante la matriz de influencia de fase con las obtenidas mediante el análisis de los espectrogramas, ver figuras 4.1.

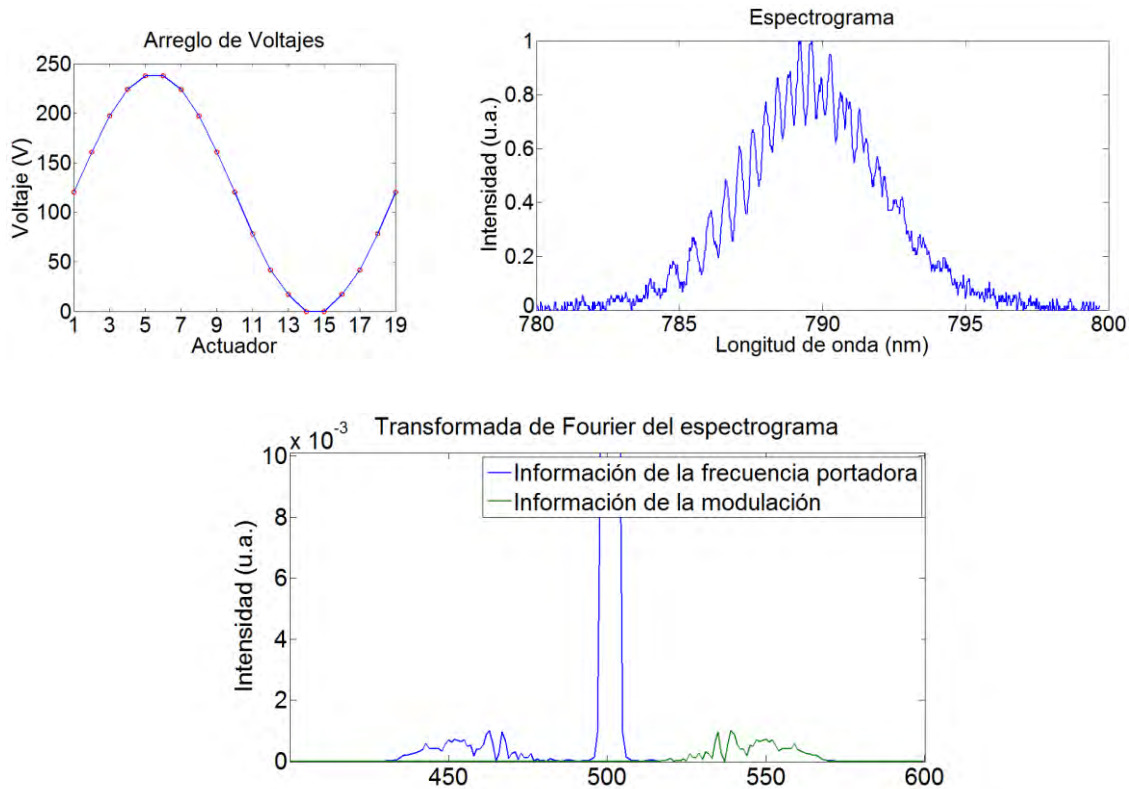


Figura 4.1 Arreglo de Voltajes, Espectrograma generado con el arreglo de voltajes y Transformada de Fourier del espectrograma.

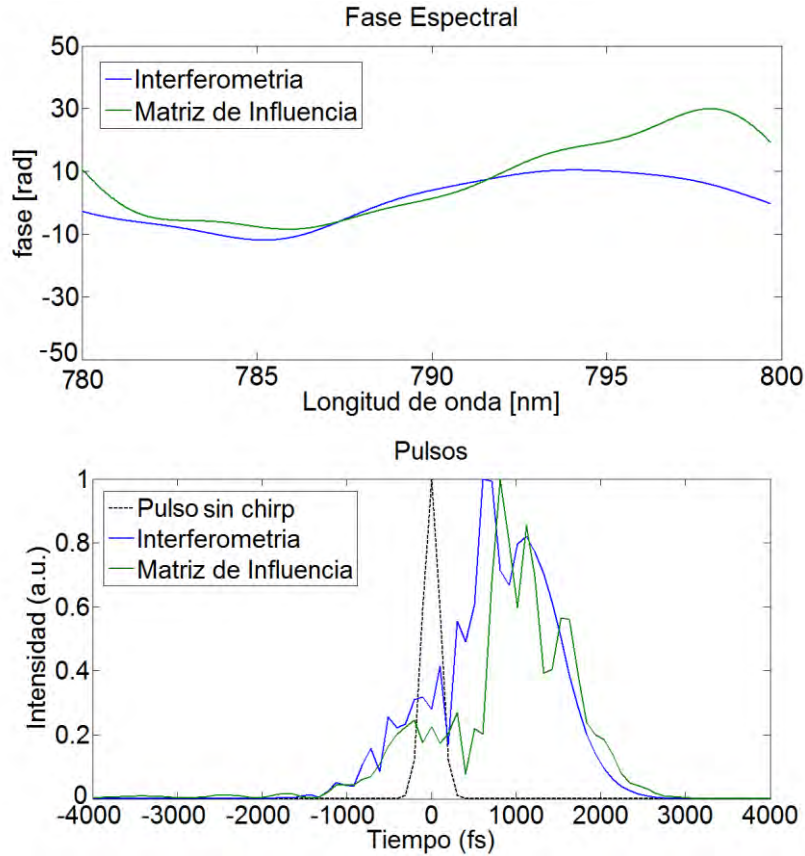


Figura 4.2 Fases (arriba) y Pulsos (abajo) obtenidos mediante TADPOLE y la matriz de influencia.

Las fases (figura 4.2 [arriba]) y por tanto los pulsos obtenidos (figura 4.2 [abajo]) son muy similares, esto demuestra la validez de ambas técnicas. Sin embargo, debido a que el espejo tiene una deflexión máxima de $10\mu\text{m}$, esto corresponde a un cambio de casi 6π radianes en la fase del pulso, pero la fase de un pulso solo puede variar entre 2π veces, esto significa que existen al menos 3 posiciones del espejo para obtener el mismo pulso, por lo que la matriz de influencia de fase no proporciona de manera única un arreglo de voltajes, (esto se observa directamente del arreglo matricial, ya que la matriz no es diagonal)

Además si consideramos que si al introducir un arreglo de voltajes igual a cero (ningún actuador deformando el espejo), el espejo presenta una deformación por lo cual se necesita una corrección correspondiente al arreglo de voltajes para el cual el espejo se aplana, de manera que al presentar el arreglo de voltajes igual a cero, el espejo sea plano.

Una vez hecho esto, la matriz de influencia de fase queda corregida para realizar una inversión numérica y con ello obtener el arreglo de voltajes necesario para conseguir un cambio de fase en el pulso deseado y viceversa.

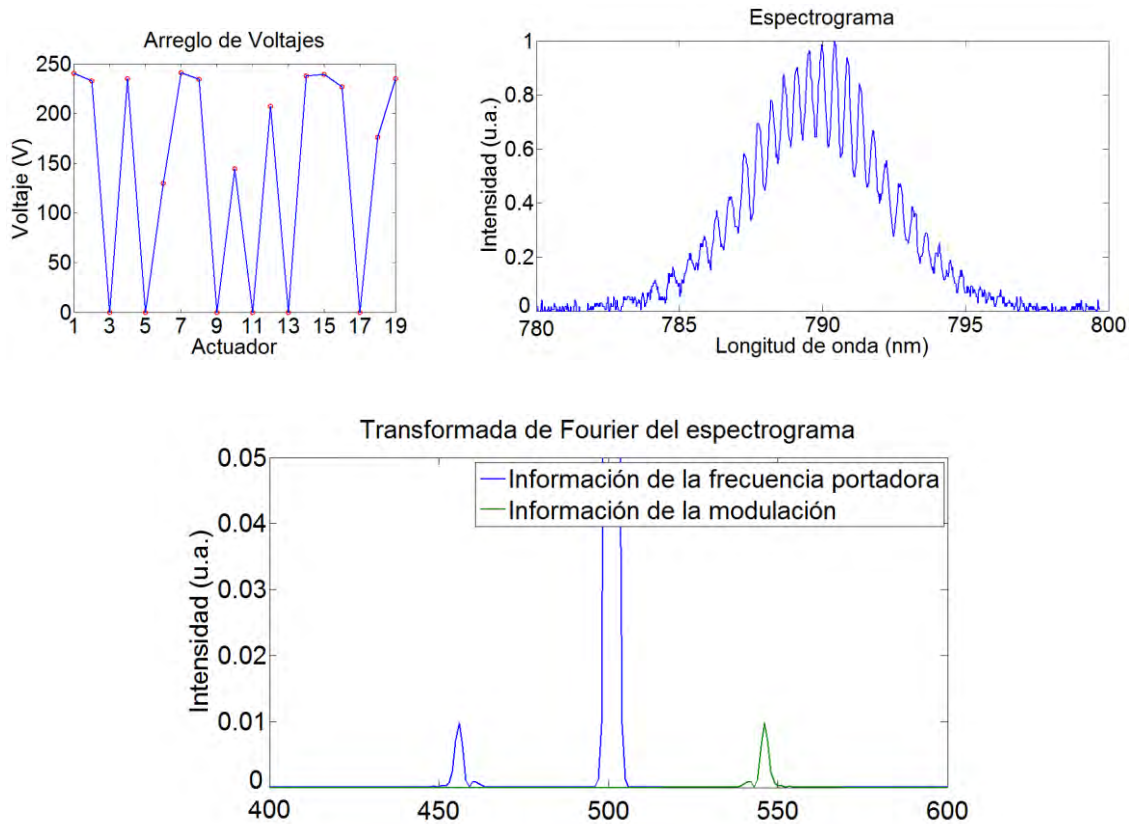


Figura 4.3 Arreglo de Voltajes propuesto para generar el espejo plano, Espectrograma obtenido y Transformada de Fourier del espectrograma.

Para “aplanar” el espejo, se utilizó originalmente un arreglo de voltajes propuesto en la tesis de licenciatura²⁹ a partir de la matriz de influencia de deformación. Este arreglo de voltajes se muestra en la figura 4.3, así como el espectrograma generado.

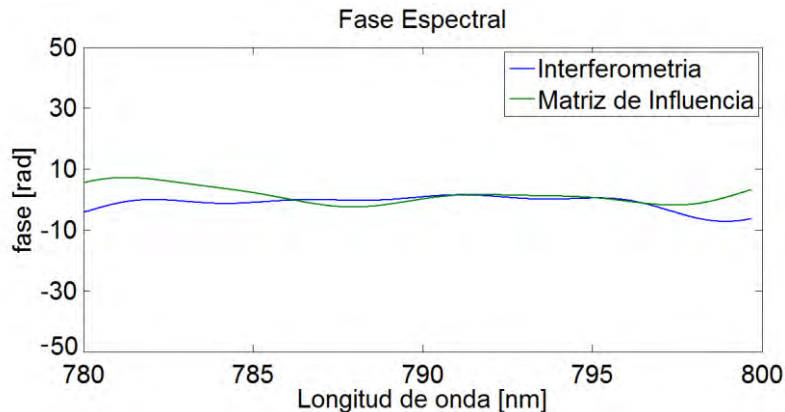


Figura 4.4 Fases obtenidas mediante TADPOLE y la matriz de influencia.

Pese a que se observa que tanto las fases obtenidas mediante la matriz de influencia y TADPOLE parecen estar planas en el centro del espejo (figura 4.4), todas las variaciones perturban al pulso reconfigurado, como se muestra en la figura 4.5.

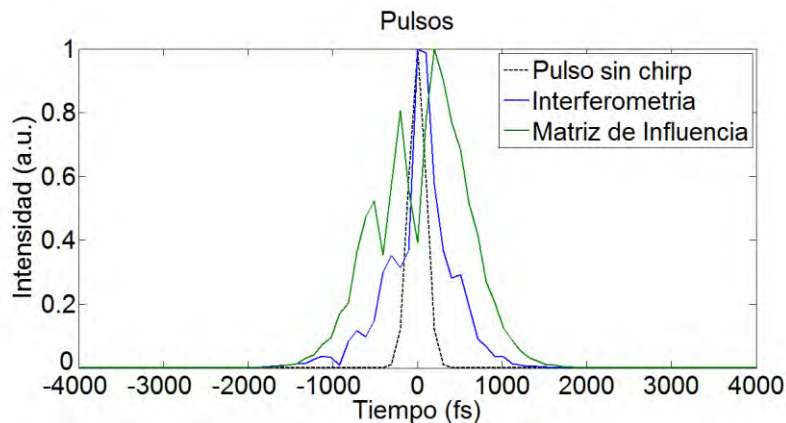


Figura 4.5 Pulsos obtenidos mediante TADPOLE y la matriz de influencia.

Entonces para poder obtener el arreglo de voltajes correspondiente a una superficie plana se utilizó un programa de aproximación numérica el cual toma un arreglo de voltajes aleatorios, y mediante una serie de comparaciones del resultado de este arreglo con la fase plana, el programa obtiene un resultado que depende del error permitido entre la fase deseada y la obtenida numéricamente, el método que se utilizó es conocido como Recocido Simulado (Simulated Annealing).

4.1.1 Recocido Simulado

El algoritmo de Recocido Simulado pertenece a una clase de Algoritmos de búsqueda local comúnmente llamada Algoritmos de Umbral (Threshold Algorithm). La simulación de recocido lleva dicho nombre ya que la forma en la que se aproxima al resultado es muy similar al de un objeto que se encuentra enfriándose en un horno³⁰.

El método del recocido se utiliza en la industria para obtener materiales más resistentes, o más cristalinos³¹. El proceso comienza al fundir el material, en esta situación, los átomos adquieren una distribución aleatoria dentro de la estructura del material y la energía del sistema es máxima, luego se hace descender la temperatura muy lentamente por etapas, dejando que en cada una de estas etapas los átomos queden en equilibrio termodinámico. Como resultado al final del proceso, los átomos forman una estructura cristalina altamente regular, por lo que el material alcanza una resistencia máxima y a su vez el sistema posee una energía mínima.

Experimentalmente se comprueba que si la temperatura se hace descender bruscamente o no se espera suficiente tiempo en cada etapa, al final la estructura del material no es la óptima.

Existen dos versiones en los algoritmos de recocido, de enfriamiento lento (monótonas), y de enfriamiento rápido (no monótonas). Los de enfriamiento lento descenden la temperatura del horno en cada etapa, de manera exponencial, por lo que solo requieren un parámetro de enfriamiento, para que el sistema alcance un mínimo local.

Sin embargo si el sistema tiene varios mínimos local es posible imaginar que en una etapa se alcanza un mínimo local y la temperatura T es muy baja, por lo que la probabilidad de poder salir del mínimo es también muy baja. Para solucionar este problema se utilizan los algoritmos de enfriamiento rápido donde un *factor de calentamiento* aumenta un poco la temperatura para que en la siguiente etapa, la probabilidad de “salir” del mínimo local sea

mayor, como se muestra en la figura 4.6. Lo cual reduce el tiempo necesario para llegar al mínimo global³².

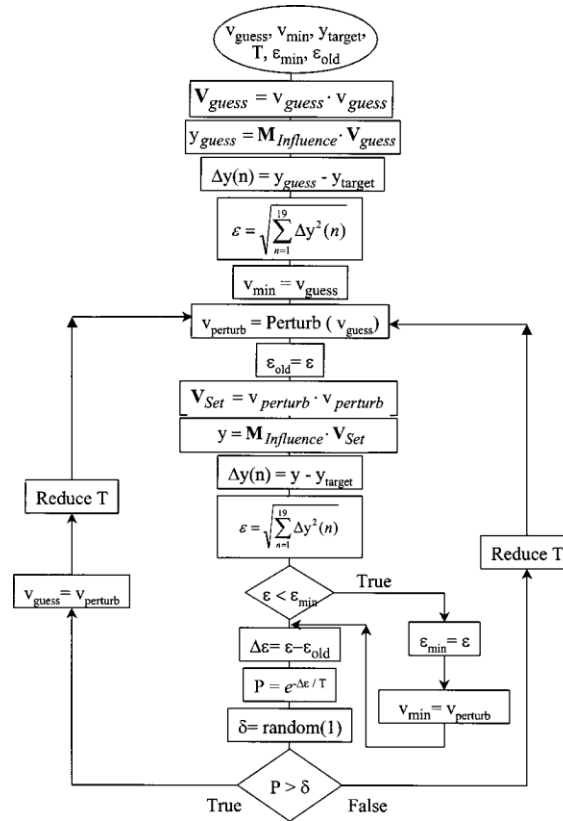


Figura 4.6 Diagrama de flujo del algoritmo “Recocido Simulado” de enfriamiento rápido.

4.1.2 Algoritmo de Recocido Simulado para el control del Espejo

El algoritmo utilizado (ver Apéndice E) inicia al generar un arreglo de voltajes aleatorio (entre 0V y 241V), los cuales generan una fase mediante la matriz de influencia de fase, esta fase es comparada entonces con una fase cualquiera, en este caso se toma una fase plana, es decir, que no produzca ningún cambio en la fase original del pulso, dicha comparación se toma como un primer error, luego se genera aleatoriamente un nuevo voltaje (entre 0V y 241V), y se sustituye el primer voltaje del arreglo inicial, por el nuevo voltaje, y se compara nuevamente la fase generadas por este nuevo arreglo de voltajes con la fase deseada, si el error disminuye se actualiza el arreglo de voltajes y el error, finalmente esto se sigue con todos los demás voltajes del arreglo, hasta obtener una fase que comparada con la fase deseada sea la mínima permitida.

Una vez obtenido el resultado deseado, se logró obtener de manera única el arreglo de voltajes necesario para obtener una fase plana, y no solo eso, sino que el método nos aporó una herramienta para conocer el arreglo de voltajes necesario para generar una fase arbitraria (permitida por el espejo).

4.1.1.1 A partir de una fase teórica como objetivo

Mediante este método se aproximaron fases teóricas arbitrarias, con lo cual es posible reconfigurar de una forma deseada el pulso.

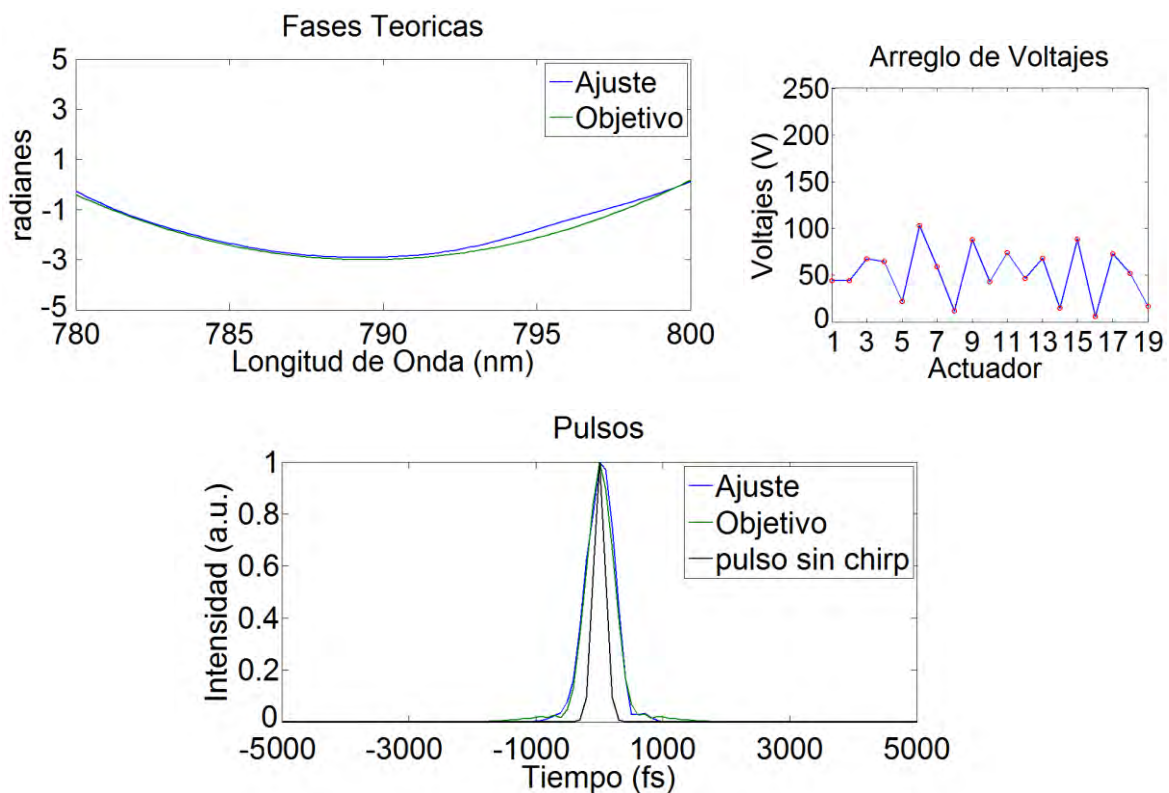


Figura 4.7 Aproximación de la fase, dada una fase teórica (arriba-izquierda), arreglo de voltajes obtenidos (arriba-derecha), pulsos obtenidos (abajo)

En la figura 4.7 se puede apreciar que el algoritmo de recosido simulado resulta muy eficaz para aproximar superficies cuadráticas, lo cual tiene como consecuencia que se pueda aproximar de una excelente manera los pulsos deseados.

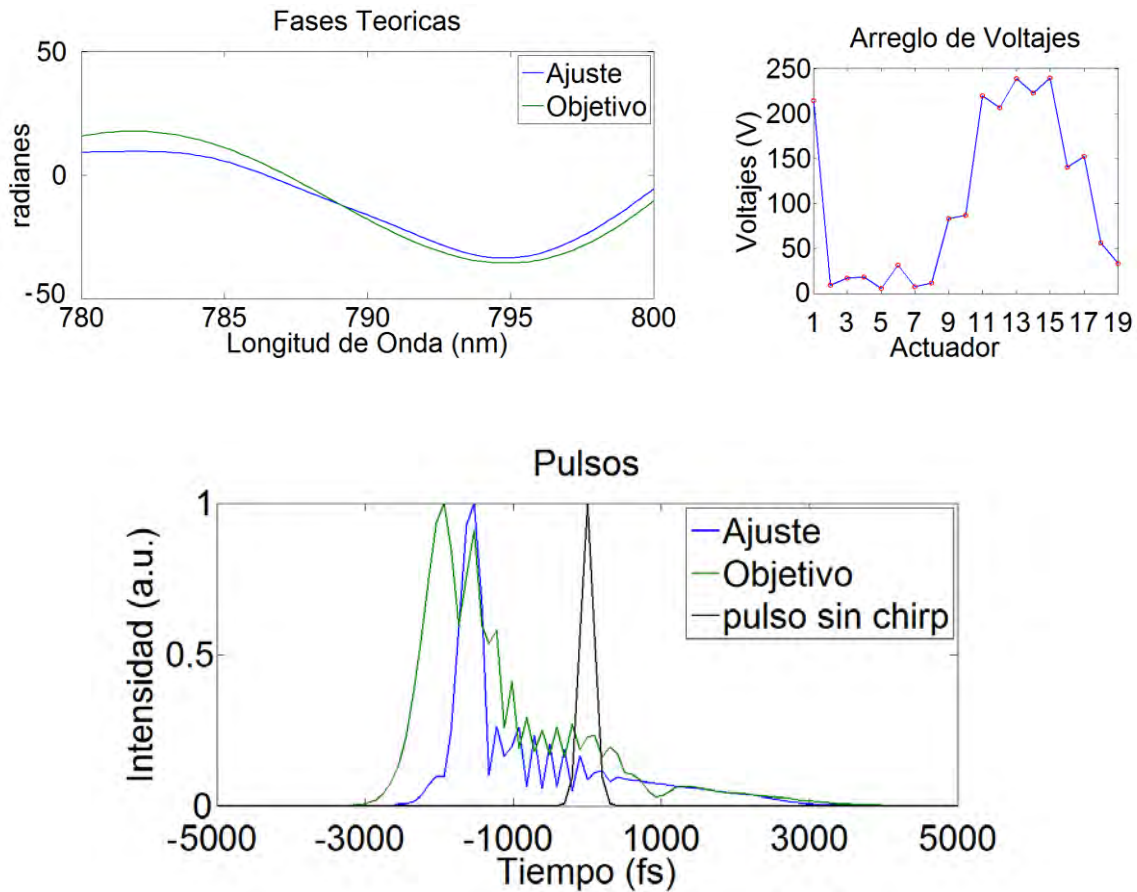


Figura 4.8 Aproximación de la fase, dada una fase teórica (arriba-izquierda), arreglo de voltajes obtenidos (arriba-derecha), pulsos obtenidos (abajo)

En la figura 4.8 se observa que el algoritmo de recosido simulado si bien no es tan eficaz para aproximar superficies cúbicas se acerca mucho, esto hace que los pulsos resultantes tengan la misma forma.

4.1.1.2 A partir de una fase experimental como objetivo

Debido a que el método de Recocido Simulado nos permite aproximar cualquier fase, también se pudieron comparar los voltajes predichos por el algoritmo con las fases obtenidas mediante la técnica TADPOLE, con lo cual se verificó la validez de ambos métodos. Para esto se tomaron arreglos de voltaje en el espejo, los cuales generaron espectrogramas, tras analizarlos se obtuvieron los siguientes resultados.

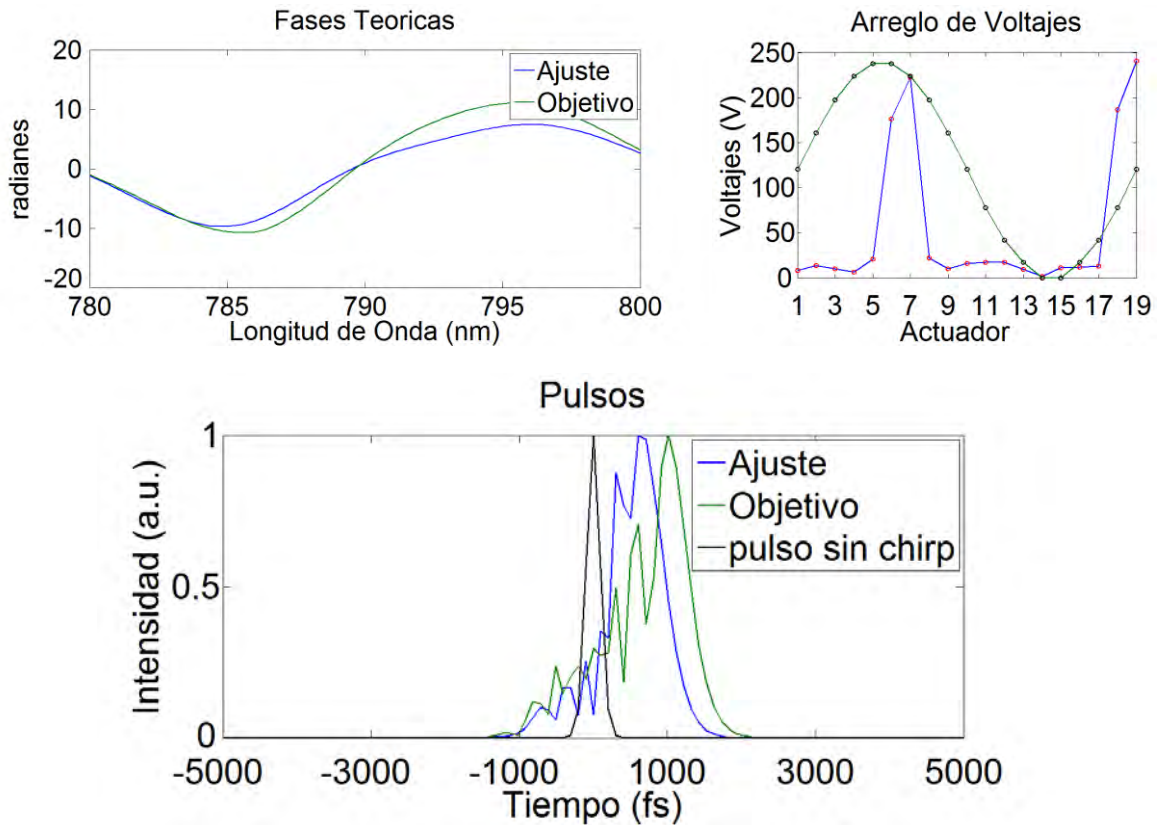


Figura 4.9 Aproximación de la fase, dada una fase experimental (arriba-izquierda), arreglo de voltajes obtenidos (arriba-derecha), pulsos obtenidos (abajo).

En la figura 4.9 la fase experimental obtenida, al aplicar los voltajes (verdes) en el espejo, mediante la técnica TADPOLE y fue ajustada mediante el algoritmo de recocido simulado (Azul), esta técnica arroja una fase y pulsos similares a los detectados con la técnica TADPOLE, sin embargo el arreglo de voltajes obtenido (Azul) no fue el mismo, pero mostró un comportamiento similar.

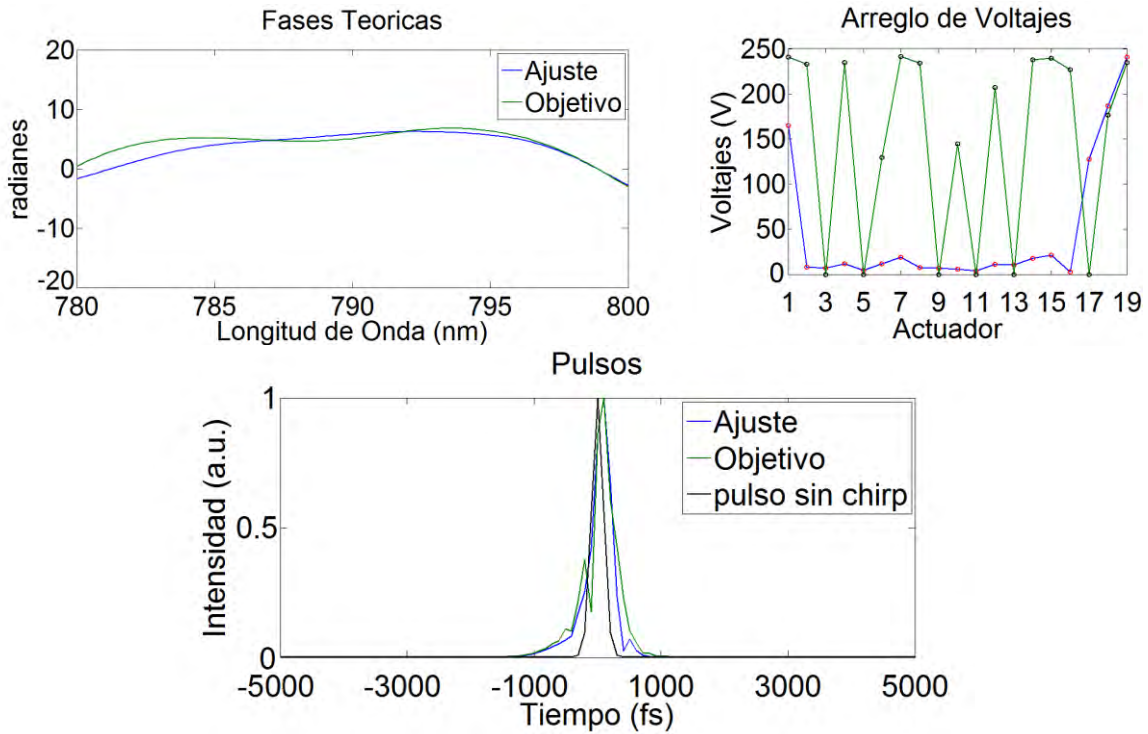


Figura 4.10 Aproximación de la fase, dada una fase experimental (arriba-izquierda), arreglo de voltajes obtenidos (arriba-derecha), pulsos obtenidos(abajo)

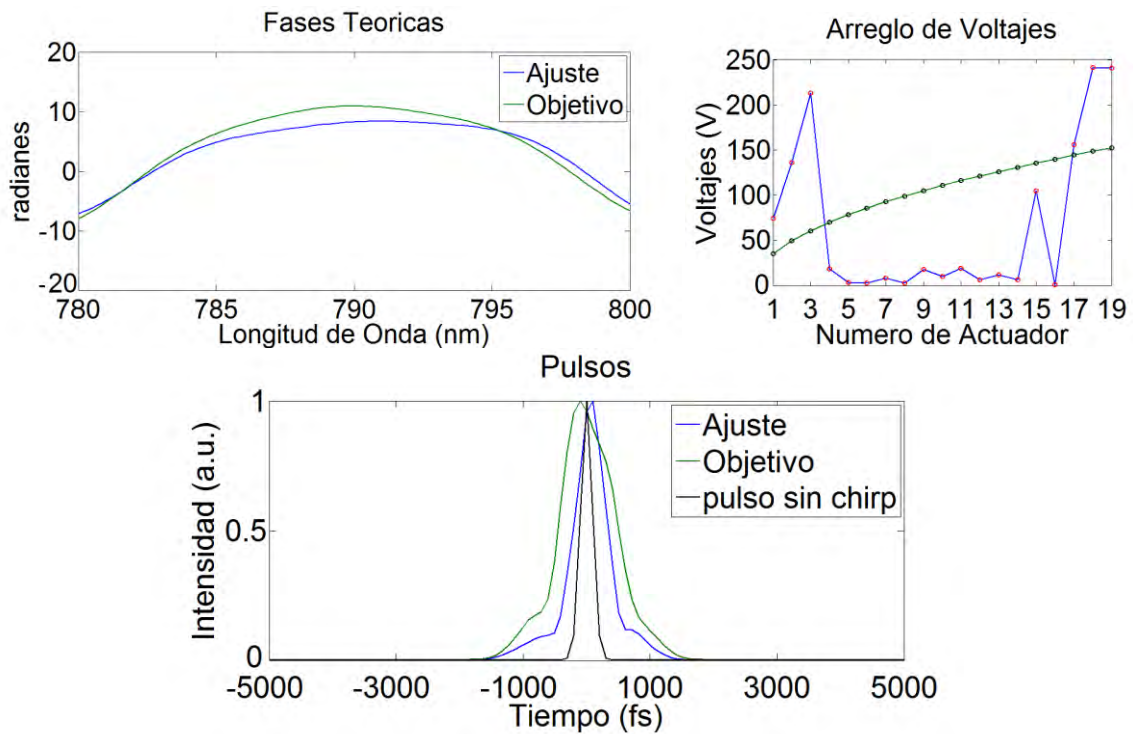


Figura 4.11 Aproximación de la fase, dada una fase experimental (arriba-izquierda), arreglo de voltajes obtenidos (arriba-derecha), pulsos obtenidos(abajo)

En cuanto a los voltajes de las figuras 4.10 y 4.11 se observa una discrepancia entre los obtenidos teóricamente y los experimentales, esto pudo ser causado debido a que la solución que ofrece el algoritmo de Recocido Simulado garantiza un mínimo global, es decir, es la forma más fácil de obtener dicho resultado, por otra parte recordando que la deformación del espejo puede generar un desfaseamiento de 6π por lo que existen al menos 3 arreglos de voltaje que generan dicho cambio de fase, además en la calibración se observó que el espectro incide en su mayor parte en una tercera parte del espejo, lo cual hace que la mayor parte que genera cambios en el pulso se encuentren en esta zona del espejo. Por lo que es posible que cualquier fase producida por un arreglo de voltajes aleatorio, produzca un cambio de fase afín que otro producido por un arreglo de voltajes similar.

4.1.2 Inversión Directa

Como se menciona anteriormente el método de Recocido Simulado nos permite aproximar cualquier fase deseada, por lo que al aproximar una fase plana, lo cual debe generar un pulso idéntico al de entrada. Se obtuvieron los siguientes resultados:

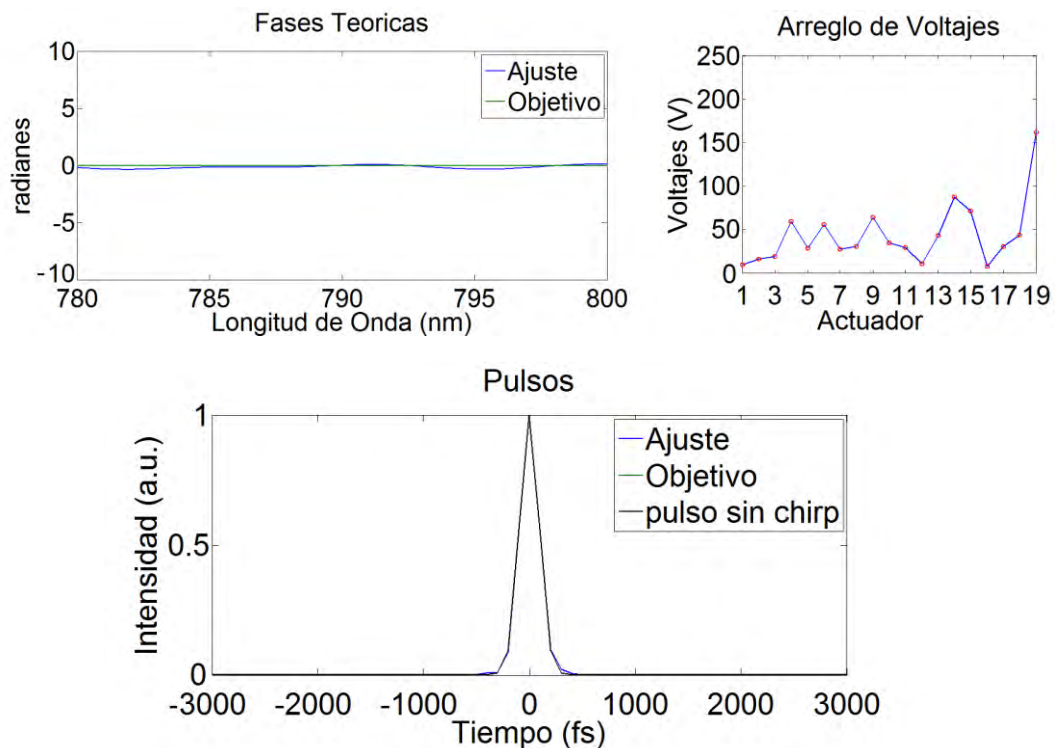


Figura 4.12 Aproximación de la fase, dada una fase plana (arriba-izquierda), (arreglo de voltajes obtenidos (arriba-derecha), pulsos obtenidos (abajo))

Como se puede observar en la figura 4.12 la fase plana generada con el espejo, como era de esperarse, produce una réplica del pulso de entrada.

Una vez obtenidos los voltajes necesarios para generar una superficie plana entonces es posible invertir la matriz de influencia de fase mediante el ajuste a cero, como se muestra en la siguiente ecuación:

$$\varphi = \varphi - \varphi_0 = \mathcal{M}_\varphi (V^2 - V_0^2) \quad (4.1)$$

donde φ_0 es la fase cero, es decir la correspondiente a un espejo plano, razón por la cual no genera ningún cambio a la fase φ , v_0 es el voltaje necesario para obtener la fase cero.

Ahora para poder invertir la Matriz de Influencia de Fase, debido a que esta no es cuadrada se utiliza un método conocido como pseudoinversa³³, esto es, se busca numéricamente una matriz $M_{1m \times n}$ que al Multiplicar por la matriz de Original $M_{2m \times n}$ el valor sea la matriz $I_{n \times n}$ cuadrada identidad. Ver figura 4.13.

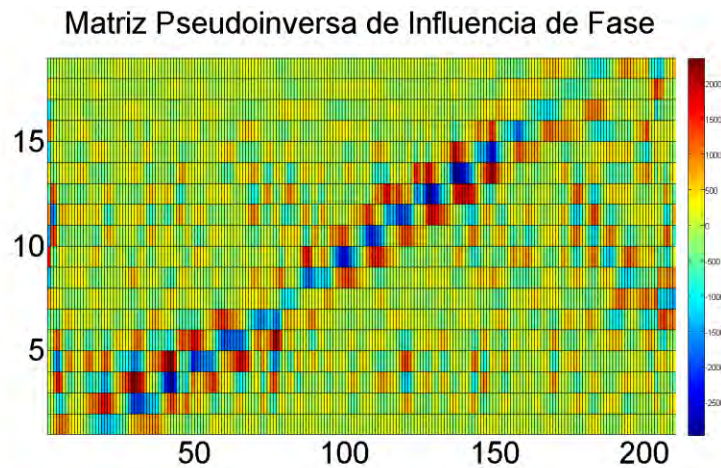


Figura 4.13 Matriz Inversa de Fase.

Esta matriz nos permite obtener directamente a partir de una fase un arreglo de voltajes, los cuales repliquen la fase. Por lo que se tomaron arreglos de voltaje en el espejo, los cuales generaron espectrogramas, y tras analizarlos se obtuvieron los siguientes resultados.

4.1.2.1 A partir de una fase teórica como objetivo

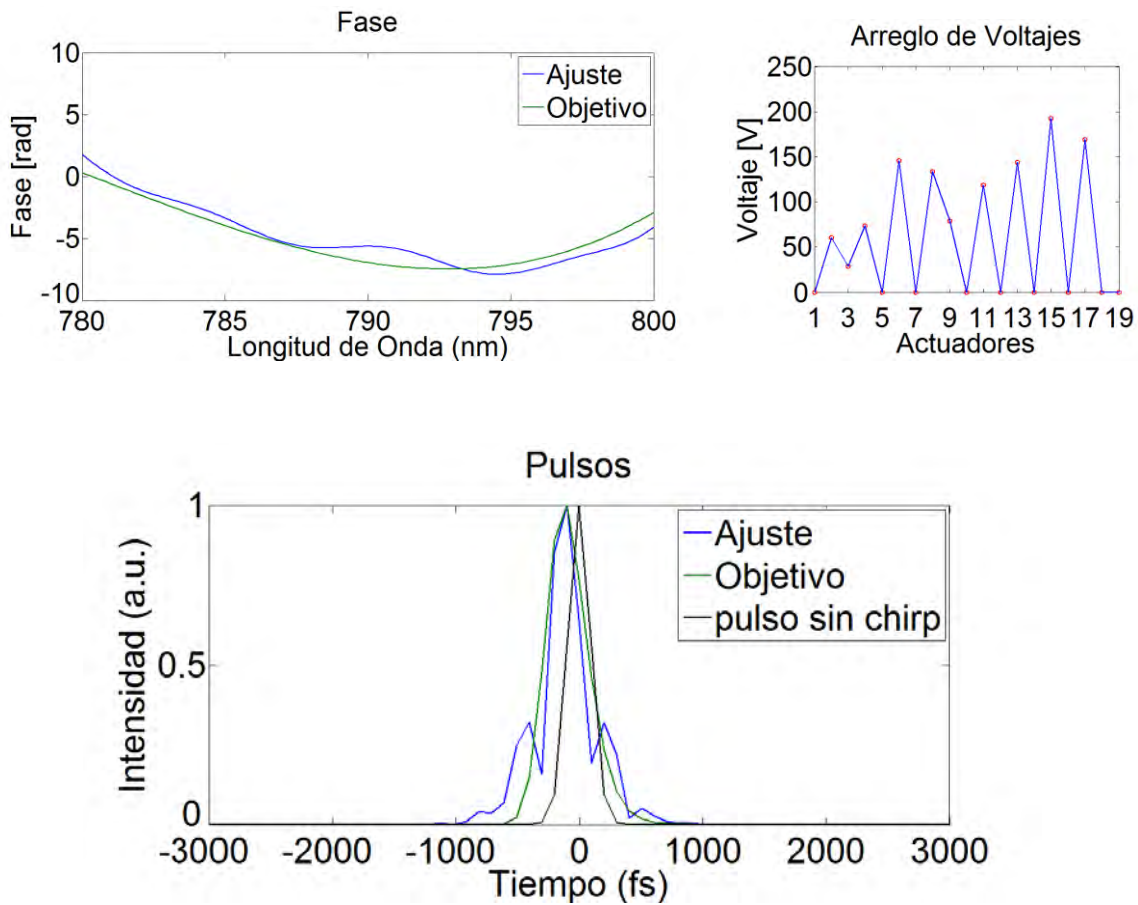


Figura 4.14 Aproximación de la fase, dada una fase teórica (arriba-izquierda), arreglo de voltajes obtenidos (arriba-derecha), pulsos obtenidos (abajo)

En la figura 4.14 se puede observar que la matriz inversa aproxima de una buena manera la fase deseada, y por ende, genera un pulso muy similar al deseado.

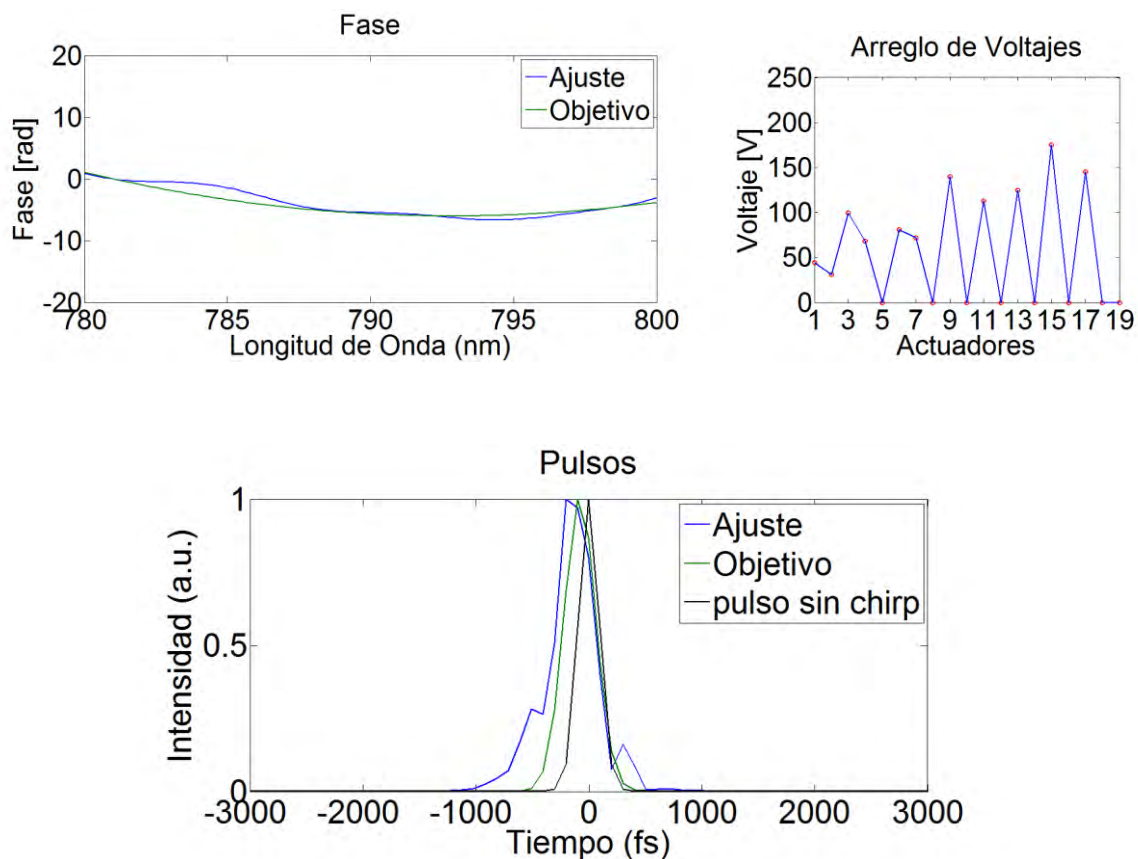


Figura 4.15 Aproximación de la fase, dada una fase teórica (arriba-izquierda), arreglo de voltajes obtenidos (arriba-derecha), pulsos obtenidos (abajo)

Sin embargo en la figura 4.15 pese a que se observa una fase muy similar entre la obtenida mediante la matriz inversa y la deseada, los pulsos generados discrepan entre ellos, esto debido a que la fase teórica impuesta era una fase cuadrática, y la recuperada por la matriz inversa presenta algunas perturbaciones, las cuales, al generar el pulso, actúan como chirp de orden superior, lo que termina afectando al pulso reconfigurado.

4.1.2.2 A partir de una fase experimental como objetivo

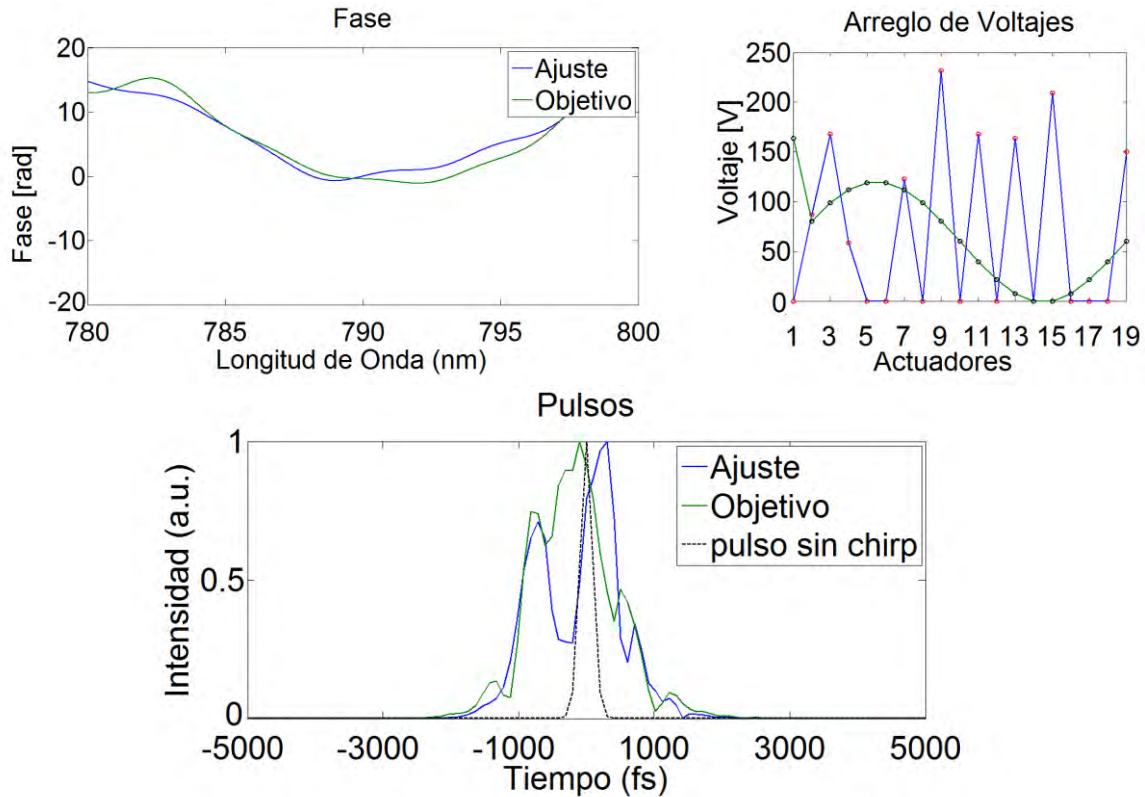


Figura 4.16 Aproximación de la fase, dada una fase experimental (arriba-izquierda), arreglo de voltajes obtenidos (arriba-derecha), pulsos obtenidos (abajo)

Para comparar las fases experimentales se aplicó un arreglo de voltajes al espejo deformable, lo cual generó un cambio de fase en el pulso, este cambio se detectó por medio de la técnica TADPOLE, y se obtuvieron los voltajes de una fase similar mediante la matriz inversa, esto puede ser observado en la figura 4.16, donde las fases obtenidas por la técnica TADPOLE y la matriz inversa son muy similares, sin embargo los voltajes que se obtuvieron con la matriz inversa son muy diferentes, esto al igual que en el caso anterior, debido a que el arreglo de voltajes no es necesariamente único, puesto que la matriz de influencia no es diagonal.

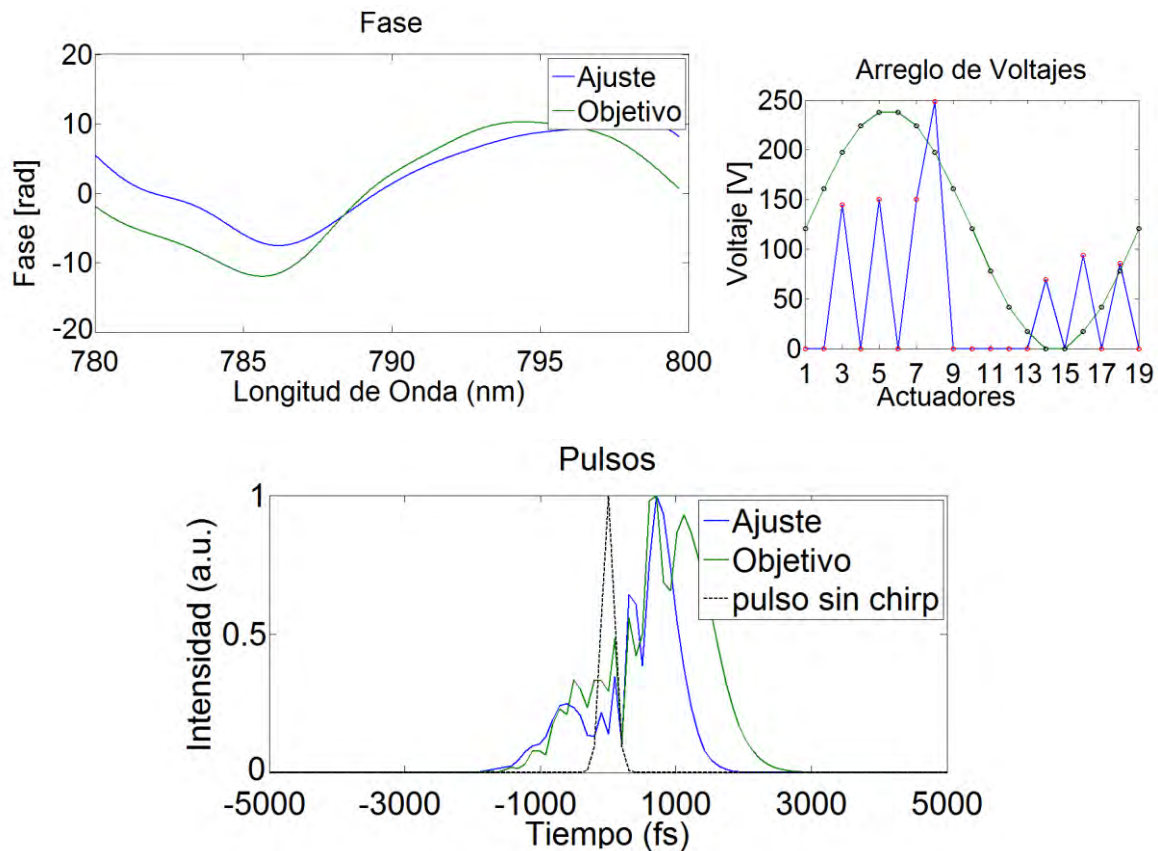


Figura 4.17 Aproximación de la fase, dada una fase experimental (arriba-izquierda), arreglo de voltajes obtenidos (arriba-derecha), pulsos obtenidos (abajo)

Al comparar la fase experimental, como la presentada en la figura 4.17, también se observa cierta discrepancia, tanto en los voltajes como en las fases, sin embargo ambos tienen la misma forma.

Debido a que la Matriz de influencia no es diagonal, la matriz inversa tampoco es diagonal, lo cual implica que el resultado obtenido no es único, y por lo tanto el arreglo de voltaje obtenido tampoco es único, así que se compararon los voltajes obtenidos mediante los métodos de inversión directa, con los obtenidos mediante el Recocido Simulado, para una misma fase. Ver figura 4.18.

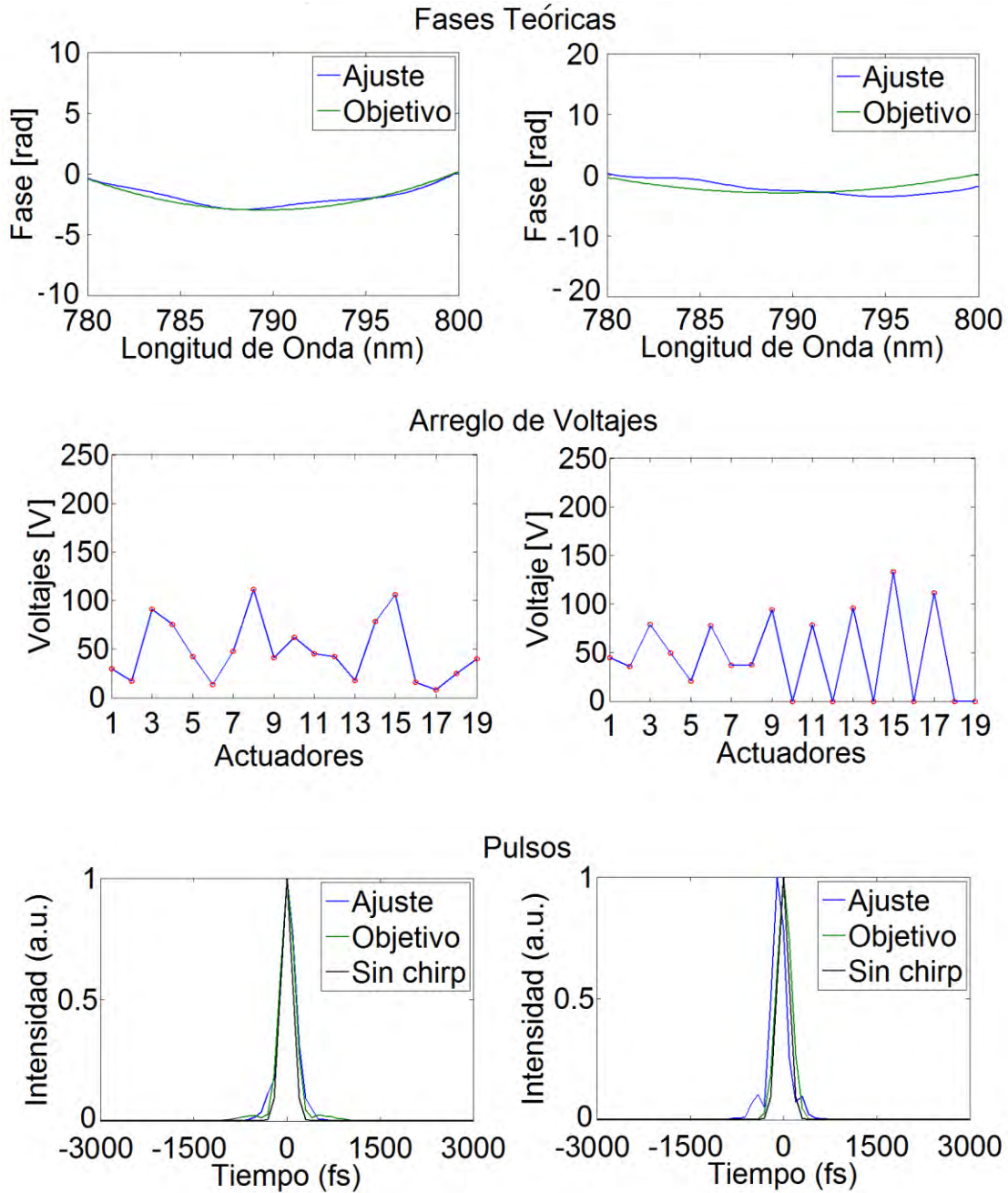


Figura 4.18 Comparación de voltajes obtenidos mediante inversión directa (derecha) y Recosido Simulado (izquierda) para una fase teórica.

Los valores obtenidos en ambos casos son muy parecidos, además se observa que siguen la un mismo patrón según la fase inicial, por lo que ambos métodos resultan ser compatibles.

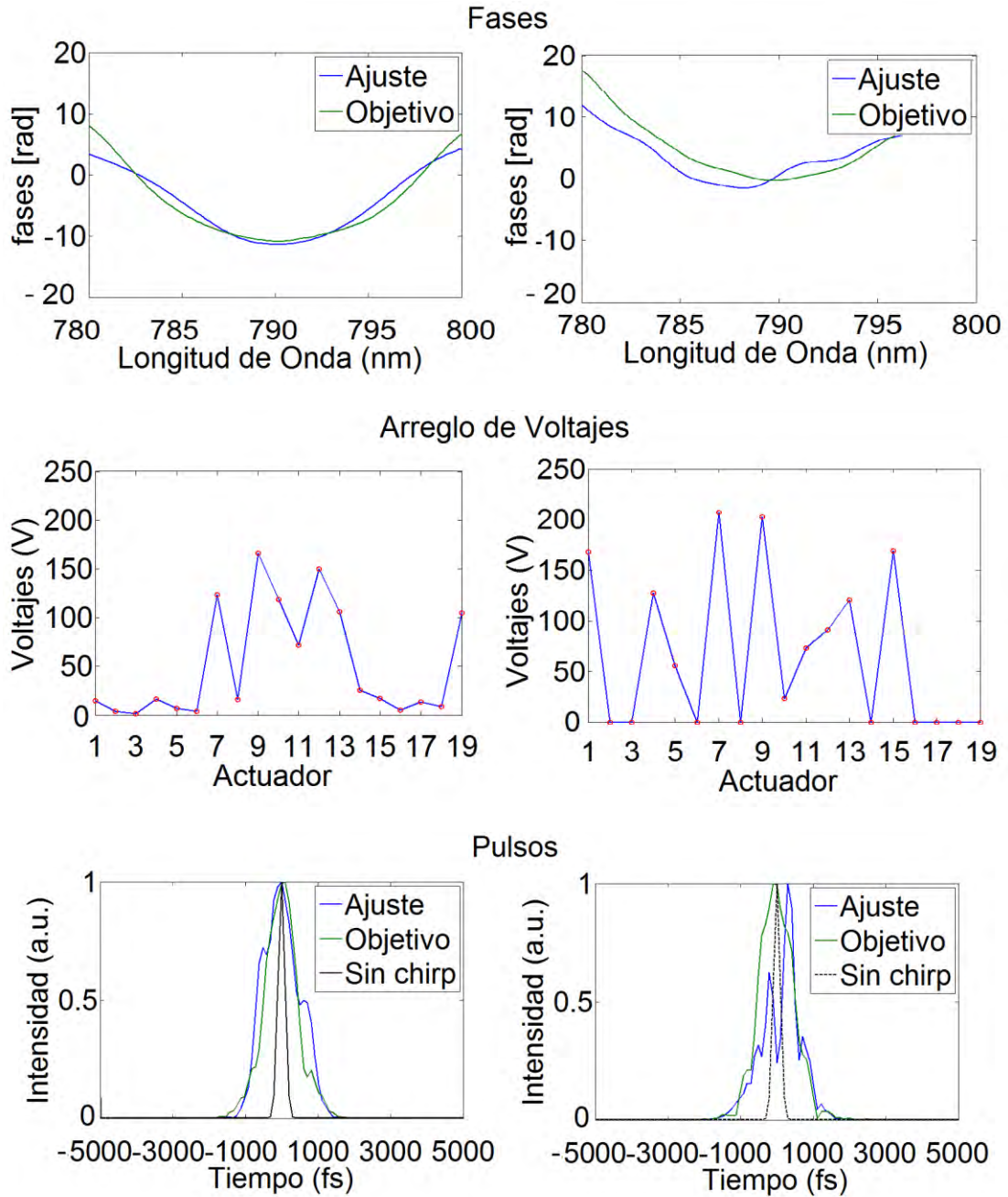


Figura 4.19 Comparación de voltajes obtenidos mediante inversión directa (derecha) y Recosido Simulado (izquierda) para una fase experimental.

Y de la misma manera que antes, también se compararon los resultados obtenidos para una fase experimental, ver figura 4.19, y en este caso también se obtuvieron un arreglo de voltajes similar en ambos métodos, por lo que de esta manera queda completado el

problema de la obtención e inversión de la matriz de fase, la reconfiguración y caracterización de un pulso de femtosegundos.

4.2 Referencias

-
- ²⁹ M. Chávez Cervantes. “Caracterización de un espejo deformable de membrana para la reconfiguración de pulsos de femtosegundos”, Tesis de Licenciatura. Universidad Nacional Autónoma de México. (2010).
- ³⁰ S. Kirkpatrick, C. D. Gelatt and M. P. Vecchi “Optimization by simulated annealing”. *Science*, **220**, 671-680. (1983).
- ³¹ S. Sait and H. Youssef. “Iterative computer algorithms with applications in engineering”. (1999).
- ³² J. Garduño-Mejía, A. H. Greenaway and D. T. Reid. “Programmable spectral phase control of femtosecond pulses by use of adaptive optics and real-time pulse measurement” *J. Opt. Soc. Am. B*, **4**, 833- 843. (2004).
- ³³ <http://www.mathworks.com/help/techdoc/ref/pinv.html>

CAPITULO 5

5. Conclusiones

- Se realizó el montaje experimental de un reconfigurador de pulsos de femtosegundos basado en un espejo de membrana deformable (MMDM).
- Se alineó y utilizó un sistema SHG-FROG para la caracterización de los pulsos de referencia.
- Se montó un interferómetro tipo Mach-Zender para medir los cambios de fase espectral producidos por el reconfigurador de pulsos a partir de patrones de interferencia espectral.
- A partir de la fase medida con interferometría espectral y los pulsos de referencia obtenidos con el SHG-FROG, técnica conocida como TADPOLE, se realizó la caracterización de pulsos de femtosegundos reconfigurados.
- Mediante la matriz de influencia de deformación del espejo de membrana deformable, se obtuvo una matriz de influencia de fase, la cual relaciona los voltajes aplicados en el control de la membrana con el cambio de fase espectral.
- Se comprobó la validez de la matriz de influencia de fase de forma experimental aplicando la técnica TADPOLE para diferentes arreglos de voltaje aplicados al espejo deformable.
- Debido a que la matriz de influencia de fase no es diagonal, la solución no es única.

- Se aplicaron dos métodos numéricos, Recocido Simulado e Inversión Directa, para estimar el arreglo de voltajes necesarios para determinada fase espectral determinada.
- Utilizando Recocido Simulado se obtuvo el arreglo de voltajes necesarios para obtener una fase plana, es decir, el espejo plano.
- Introduciendo los voltajes correspondientes para lograr una superficie plana en el espejo deformable, se realizó la corrección correspondiente en la matriz de influencia de fase, y posteriormente se obtuvo la pseudo-inversa de dicha matriz. A partir de la matriz pseudo-inversa es posible estimar los voltajes necesarios para obtener una fase determinada con una buena aproximación por un método de Inversión Directa.
- Se comprobaron los métodos de inversión directa y recosido simulado, obteniendo un resultado similar para ambas.
- El método de Inversión Directa representa una herramienta muy útil para proporcionar una buena aproximación inicial a la solución del problema de forma rápida. Partiendo de esta solución inicial sería posible guiar, de manera eficiente, a un algoritmo de evolución y así lograr diseños de fase espectral más detallada y con mejor aproximación.
- La reconfiguración y caracterización se realizan de manera independiente, por lo que se contempla hacer de manera automática y simultánea ambas cosas, realizando un software que controle el MMDM y adquiera los espectrogramas al mismo tiempo, el cual procesara directamente la señal del espectrómetro y mediante algoritmos inteligentes, modificará el arreglo de voltajes del control del MMDM, para obtener la mejor aproximación de la fase deseada.

Apéndice A

Láser Ti:Zaf

El láser de Ti:Zaf que se utilizó en el laboratorio fue un Coherent Mira Optima 900, bombeado por un láser de Ion Argón Coherent Innova 300, esta combinación permite al láser de Ti:Zafiro sintonizarse entre 700nm y 980nm y obtener una frecuencia de repetición de los pulsos de 76 MHz. Según el fabricante el láser es capaz de emitir pulsos con una duración de hasta 130 fs³⁴.

El ión Ti^{+3} dopa un cristal de Zafiro (Al_2O_3) para formar el medio activo del láser de Titanio-Zafiro ($Ti:Al_2O_3$). La cantidad de iones de titanio es de alrededor del 0,1% y se encuentran reemplazando a átomos de aluminio en el cristal³⁵. El ion de titanio tiene la configuración más simple de los iones de transición, solamente un electrón en la capa 3d. El otro electrón 3d y los 2 electrones 4s son utilizados para formar los enlaces con la red. Si suponemos que la configuración de la red es la de un octaedro, los 5 niveles electrónicos d del titanio se separan. Quedan tres niveles en el estado base del 2T_2 y los otros dos en un estado 2E . La fuerte interacción con la red cristalina resulta en una distancia de equilibrio relativamente grande para el estado excitado, esto hace que las bandas de absorción y emisión sean grandes y se nos encuentren traslapadas. Como se muestra en la figura A1.

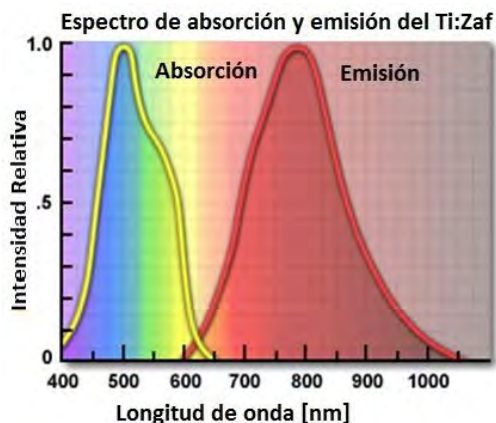


Figura A.1 espectros de absorción y de emisión del láser de Ti:Zafiro.

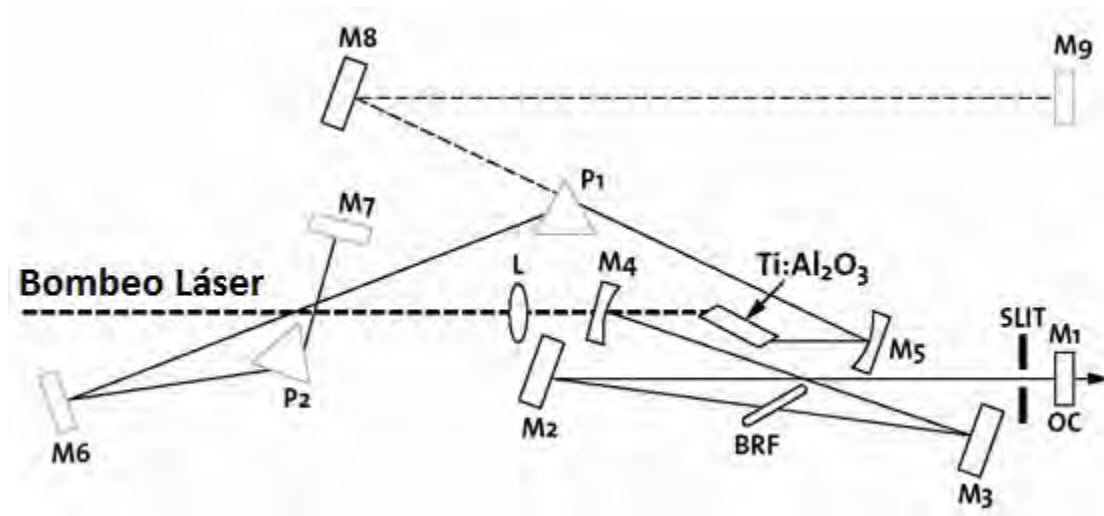


Figura A.2 Diagrama de la cavidad del láser de Titanio-Zafiro utilizado en el laboratorio³⁴.

El haz de bombeo entra por la izquierda y se enfoca con una lente (L), pasa por un espejo cóncavo (M_4) y de ahí al cristal de Ti:Zafiro. La fluorescencia emitida es colectada por el espejo cóncavo M_5 , y dirigida hacia el prisma P_1 , el espejo M_6 , el prisma P_2 , el espejo M_7 y regresa por el mismo camino hasta el cristal. Finalmente se refleja en los espejos M_4 y M_3 , pasa por el filtro birrefringente (BF), se refleja en M_2 , pasa entre la apertura (SLIT), y una parte de la potencia se transmite al exterior por el acoplador de salida OC (Output Coupler). Los espejos M_8 y M_9 forman una cavidad auxiliar cuya función es facilitar la alineación de la cavidad principal.

Referencias

³⁴ http://www.coherent.com/Downloads/Mira900_DS.pdf

³⁵ D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, “60-femtosecond pulse generation from a self-modelocked Ti:sapphire laser”, *Opt. Lett.* **16**, 42 – 44 (1991).

Apéndice B

Efectos no lineales

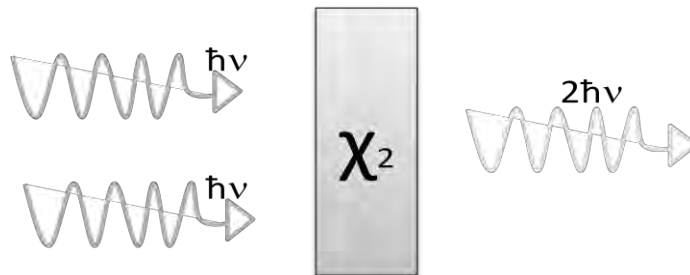
La Polarización Eléctrica de un material es:

$$P(t) = \chi_1 E(t) + \chi_2 E(t)^2 + \chi_3 E(t)^3 + \dots \quad (\text{B.1})$$

donde χ_1 es la susceptibilidad lineal, y χ_i , a partir de $i = 2$, es la susceptibilidad no lineal de orden n -ésimo del material. Por lo que para observar fenómenos no lineales es necesario un material en el cual su susceptibilidad no lineal sea distinto de cero y la amplitud del campo eléctrico suficientemente grande como para hacerlo evidente.

SHG

La susceptibilidad de segundo orden χ_2 es causante de la generación del segundo armónico (SHG), en el que la intensidad de la luz de segundo armónico generada aumenta cuadráticamente con la intensidad incidente del haz fundamental. Este efecto se puede entender como la suma de dos fotones (figura B.1), los cuales tienen que conservar tanto la energía como el momento.



La figura B.1 Proceso de generación de segundo armónico.

La generación de segundo armónico (SHG) es un efecto no lineal que únicamente se manifiesta en materiales no centro-simétricos. En un cristal de estas características la susceptibilidad dieléctrica de segundo orden χ^2 tendrá un valor distinto de cero y será responsable de un conjunto de efectos no lineales, entre ellos el de generación de segundo armónico.

Por ejemplo un cristal de BBO (BaB_2O_4 , Borato de Bario) está diseñado para convertir luz de 800 a 400nm. Para que la generación de segundo armónico sea significativa es necesaria una alta intensidad de la luz incidente.

Efecto Kerr Óptico

La susceptibilidad de tercer orden χ_3 es responsable de una serie de efectos no lineales de tercer orden, entre ellos el de generación de tercer armónico (THG) y el efecto Kerr Óptico (mecanismo fundamental para la generación de pulsos de femtosegundos).

Este último es el que da lugar a dos fenómenos muy interesantes en el contexto de la generación de pulsos ultracortos: Autoenfocamiento (SF, Self-Focusing) y automodulación de fase (SPM, Self-Phase Modulation).

Cuando se tienen altas intensidades en un medio, el índice de refracción dependerá de una parte lineal y una no-lineal según:

$$n(t) = n_0 + n_{12}I(t) \quad (\text{B.2})$$

donde n_{12} es el coeficiente Kerr, y que depende únicamente de las propiedades del material como:

$$n_{12} = \frac{6\chi_3}{8\varepsilon_0cn_0} \quad (\text{B.3})$$

donde n_0 es el índice de refracción lineal, χ_3 la susceptibilidad dieléctrica de tercer orden del material, ϵ_0 la constante de permisividad dieléctrica y c la velocidad de la luz. En este caso el índice de refracción en cambia en función de la intensidad del pulso que se propaga, como se muestra en la figura B.2.

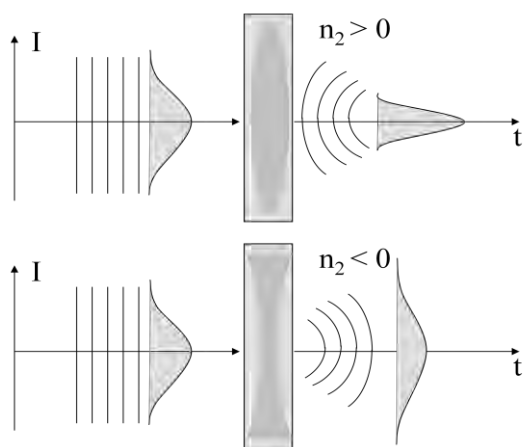


Figura B.2 Haz gaussiano al pasar por un medio kerr

Considerando que n_{12} es un valor positivo, la parte central del haz experimentará un índice de refracción mayor que en los extremos, donde la intensidad es menor. El resultado será que el haz tenderá a enfocarse en la dirección transversal a medida que se propaga por el material. Este es el efecto conocido como Autoenfocamiento.³⁶

³⁶ J. C. Diels and W. Rudolph, "Ultrashort Láser Pulse Phenomena". 2nd Ed. (Academic, New York, 2006).

Apéndice C

Amarre de Modos

Para poder tener una operación pulsada es necesario que, por algún mecanismo, tengamos un empataimiento de fases, esto se conoce como amarre de modos.

C.1 Modulación Activa

Si la modulación que produce el amarre de modos se introduce por medio de una fuente externa se conoce como de modulación activa. En este caso la frecuencia de la modulación deberá ser un múltiplo de la frecuencia de repetición de los pulsos. Los dispositivos que se utilizan en la práctica son básicamente la modulación de la ganancia, el bombeo sincronizado, así como los moduladores acústico-ópticos y electro-ópticos.

C.2 Modulación Pasiva

En la modulación pasiva, se aprovechan las propiedades ópticas de ciertos materiales capaces de producir un auto-amarre de modos. Estos métodos son puramente ópticos, razón por la cual resultan ser tan efectivos. En estas técnicas tratan de generar un ensanchamiento espectral producido por elementos ópticos, los cuales aprovechan sus propiedades no lineales como son la absorción saturable y el efecto Kerr óptico.

C.2.1 Absorción saturable

La absorción saturable de un medio se da cuando este introduce pérdidas muy específicas tienden a eliminar las componentes de baja intensidad del campo eléctrico, mientras que en las componentes de mayor intensidad las pérdidas son mucho menores. Los absorbedores saturables pueden ser clasificados en dos, lentos y rápidos.

En los absorbedores lentos estos sólo atenúa la parte frontal del pulso. Puesto que a partir de cierta intensidad el absorbedor se satura y como el tiempo de recuperación es grande, el resto del pulso se transmite prácticamente igual.

En el caso de los absorbedores saturables rápidos estos atenúan tanto la parte delantera como la parte trasera del pulso. Ya que como la ganancia del medio no se satura la duración final de los pulsos será, en el mejor de los casos, igual al tiempo de recuperación del absorbedor.

Si lo que queremos son pulsos muy cortos será preciso que el tiempo de recuperación del absorbedor sea igualmente corto.

C.2.2 Efecto Kerr óptico.

Otro método para generar un ensanchamiento espectral es introduciendo un cristal no lineal capaz de producir un índice de refracción en función de la intensidad, esto se conoce como efecto Kerr óptico (Apéndice B). Considerando que el índice de refracción es positivo, la parte central del haz experimenta un índice de refracción mayor que en los extremos. El resultado de esto es un enfocamiento del haz en la dirección transversal a medida que se propaga por el material. Este efecto se conoce como Autoenfocamiento³⁷.

Durante la propagación del haz a lo largo del material, el proceso se refuerza por lo que al enfocar el haz la intensidad aumenta. Los picos máximos de intensidad se enfocaran más que los débiles, esto produce una modulación en la intensidad. Esta modulación se puede lograr de dos maneras, modulando las pérdidas o modulando la ganancia.

Para modular las pérdidas se seleccionan las zonas de mayor intensidad del haz, esto se logra mediante la colocación de un diafragma o “pinhole” como se muestra en la figura C.1, donde las componentes de menor intensidad son bloqueadas por el pinhole después del autoenfocamiento, de esta forma se generaran mayores pérdidas para la operación continua con respecto a la pulsada.

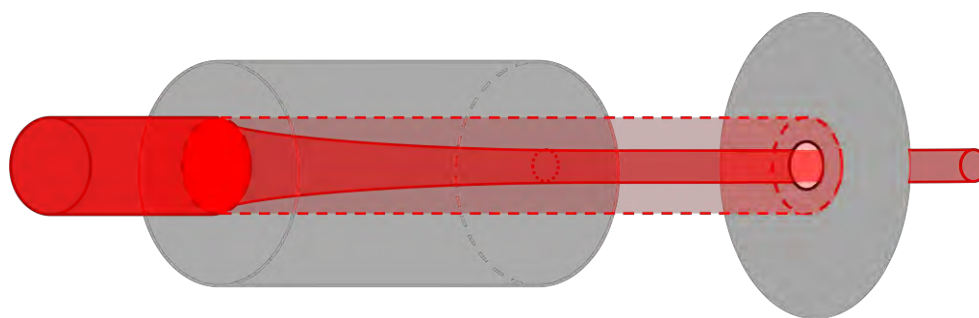


Figura C.1 Amarre de modos mediante efecto Kerr óptico con modulación de pérdidas.

En el caso de modular la ganancia, esto se logra seleccionando o cambiando el acople entre el haz de bombeo con la operación pulsada, ya que al autoenfocarse el haz pulsado generara una zona con mayor intensidad en el medio de ganancia, por lo que habrá una saturación en esa misma zona, lo que favorece a los modos amarrados de mayor intensidad, esto continua hasta que la operación continua es eliminada.

Existe otro proceso alternativo que no requiere aberturas mecánicas “duras” dentro de la cavidad para iniciar el proceso de amarre de modos y este se conoce como amarre de modos por modulación de ganancia con una apertura “suave”. En este último caso la modulación de la ganancia se logra seleccionando o cambiando el acople entre el volumen del haz de bombeo con el volumen del haz láser dentro del medio activo, es decir, por medio de una apertura “suave”. Debido al efecto de autoenfocamiento, producido solo sobre las perturbaciones o picos de intensidad dentro de la cavidad láser, el acoplamiento de la ganancia de la luz continua, de menor intensidad (onda continua CW) y la ganancia de los picos iniciados por el ruido, serán diferentes. Esto es, al autoenfocarse el haz pulsado generara una zona con mayor intensidad en el medio de ganancia, por lo que habrá una mayor saturación en esa misma zona, lo que favorecerá a los modos amarrados de los “picos” intracavidad de mayor intensidad suprimiendo completamente la operación continua.

Además si consideramos que el efecto Kerr óptico es prácticamente instantáneo³⁸, habrá una variación en el camino óptico dentro del material $\Delta n(t)L$ lo cual producirá a un cambio de fase correspondiente a:

$$\Delta\phi = \frac{2\pi L n_{12} I(t)}{\lambda} \quad (1.27)$$

Esta variación producirá un cambio las frecuencias o automodulación de frecuencias (Self Phase Modulation, SPM), debido a:

$$d\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = \frac{\omega_0 n_{12}}{2c} x_{mat} \frac{\partial I(t)}{\partial t} \quad (1.28)$$

Este efecto produce un cambio el chirp temporal que se genera por SPM. Conocido como KLM como se observa en la figura C.2.

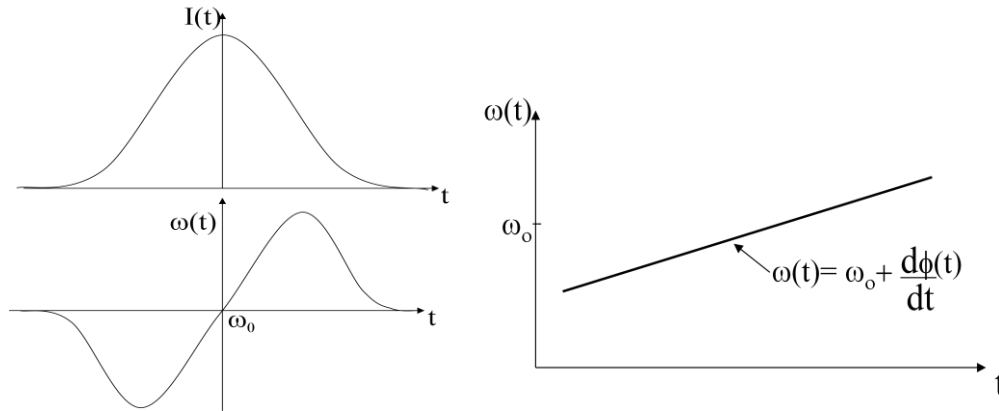


Figura C.2 Desfasamiento producido por KLM

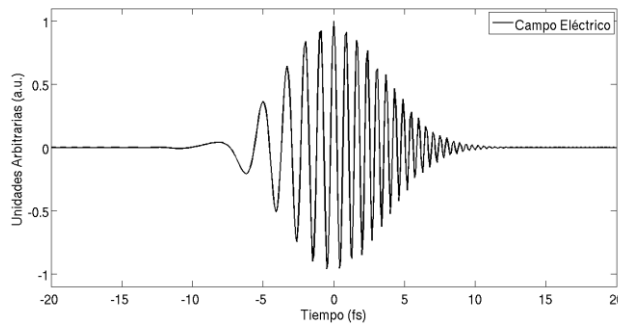


Figura C.3 Chirp producido por KLM

Como consecuencia de la ecuación anterior, hay un ensanchamiento en el espectro de la onda, además de un esparcimiento las frecuencias en el tiempo. Ver figura C.3. Para compensar este esparcimiento (chirp lineal positivo), se puede colocar un arreglo de 4 prismas como en la figura C.4. Esto hace que las longitudes de onda más corta (azules), recorran menos distancia que las frecuencias más largas (rojas), introduciendo así un chirp negativo, el cual compensará el generado en el pulso por el efecto Kerr, dándonos como resultado un pulso ultracorto cuya duración dependerá del ancho de banda.

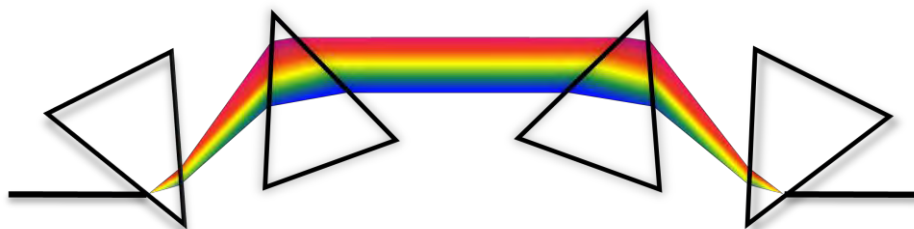


Figura C.4 Configuración típica de 4 prismas para compensar chirp positivo.

³⁷ J. C. Diels and W. Rudolph, “Ultrashort Láser Pulse Phenomena”. 2nd Ed. (Academic, New York, 2006).

³⁸ S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh and A. S. Chirkin. “Optics of Femtosecond Láser Pulses”. American Institute of Physics. (1992).

Apéndice D

Información Técnica

MMDM

El espejo está formado por un chip de silicio montado sobre una tarjeta de circuito impreso. El chip contiene la membrana delgada micromaquinada, que está recubierta para formar el espejo. El chip se monta en 6 tornillos micrométrico para ajustar la forma del espejo y la distancia del espejo a cada actuador (figura 1.D).

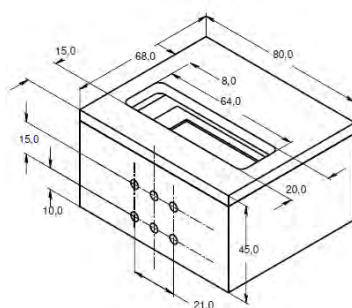


Figura 1.D Dibujo técnico del paquete y los agujeros de montaje del MMDM

Parámetro	Valor
Forma de la apertura	Rectangular 11mmx19mm
Número de electrodos	19
Máximo voltaje	300v
Desviación RMS inicial.	1 μ m
Deflexión máxima en el centro	10 μ m (30 franjas)
Peso	\approx 500g

Tabla 1.D Parámetros técnicos del MMDM.

Espectrómetro.

El analizador de espectro laser (LSA), utilizado para obtener los espectrogramas fue un IST-REES, modelo E201LSA03A. El cual tiene un intervalo de medición de 350nm a 1100 nm y una resolución de 0.3 nm.

Apéndice E

Algoritmo Recocido Simulado (MathLab).

```
clear all

lnwdt=2;
fntsz=38;
color1='k';
color2='ok';
marker=15;

%% constantes en metros

Mirror_Size=39*1E-3;%m
lambdaRef=633*1E-9; %m
lambda0=808*1E-9; %m
n=210;%total de datos

T=1000; %factor de distribucion de boltzman
N=100; %N es el numero de ciclos del proceso
error_max=1; %error maximo permitido

%% Cargar matrices de influencia

M_infl_Phase=load('Matriz_influencia_fase.txt');

%%     fase objetivo

for i=1:1:210
    Y_target(i)=(8E-4*(i-105)^2-3);
end
Y_target=Y_target';

%%     fase inicial filtrada

V_guess1=241*rand(1,19);
V_guess=V_guess1'.*V_guess1';
Y_guess=M_infl_Phase*V_guess;

V_pertb=V_guess;

%% se debe a cambiar a una dependencia del error y no de N

[error_guess]=func_error(Y_guess,Y_target);
```

```
%for i=1:1:N %N es el numero de ciclos del proceso
n=0;
while error_max<error_guess && n<N
    n=n+1;

%% funcion de perturbacion

    for j=1:1:19

        V_pertb(j)=rand(1)*241^2;
        Y_pertb=M_infl_Phase*V_pertb;

        error_guess=func_error(Y_guess,Y_target);
        error_pertb=func_error(Y_pertb,Y_target);

        if error_pertb<error_guess
            V_guess(j)=V_pertb(j);
        else
            V_pertb(j)=V_guess(j);
        end

        L1=100;
        L2=110;

        [Y_guess2]=Filtro_ruido(Y_guess,L1,L2);
        [Y_pertb2]=Filtro_ruido(Y_pertb,L1,L2);

    end

    error_old=error_max;
    V_new=V_pertb;
    Y_new=M_infl_Phase*(V_new);
    [error_new]=func_error(Y_new,Y_target);
    if error_new<error_max;
        error_max=error_new;
        V_min=V_pertb;
    end
    dif_error=abs(error_new-error_old);
    P=exp(-dif_error/T);
    delta=rand(1);
    if P>delta
        V_guess=V_pertb;
        T=T*0.9;
    else
        T=T*0.9;
    end
end

Y_guess=M_infl_Phase*V_guess;

V_pertb1=sqrt(V_pertb);
V_guess1=sqrt(V_guess);

end
```

```
%% Imagenes
```

```
Y_target2=Filtro_ruido(Y_target,L1,L2);
```

```
lambda=( (1:210)-105)/6+789.5;
```

```
figure(3)  
Fases=plot(lambda,Y_guess2,lambda,Y_target);  
set(Fases,'linewidth',lnwdt)  
set(gca,'fontsize',fntsz)  
axis([780 800 -10 10])  
legend('Ajuste','Objetivo')  
title('Fases Teoricas')  
xlabel('Longitud de Onda (nm)')  
ylabel('Fase [rad]')
```

```
figure(4)  
Fases=plot(1:19,V_pertb1,1:19,V_pertb1,'ro');  
set(Fases,'linewidth',lnwdt)  
set(gca,'fontsize',fntsz)  
axis([1 19 0 250])  
title('Arreglo de Voltajes')  
xlabel('Numero de Actuador')  
ylabel('Voltajes (V)')
```

```
%% se carga el pulso de referencia
```

```
Spectral_Phase_g=interp1((1:210),Y_guess2,linspace(45,170,1000));  
Spectral_Phase_t=interp1((1:210),Y_target2,linspace(45,170,1000));
```

esta interpolacion, es para pasar de 210 datos a 1000, ademas de que solo toma la parte en la incide el pulso 45-170 y lo demas lo descarta, que es la parte que incide en el espejo.

```
Spectral_Phase_g=Spectral_Phase_g';  
Spectral_Phase_t=Spectral_Phase_t';
```

```
[lambda,datos]=CargarArchivo2('referencia.txt');
```

```
lambda=789.5+10.2*lambda/0.0025; % longitud de onda en nanometros (1000 pasos)
```

```
Spectrum_Intensity_Total=datos/max(datos);
```

```
N1=max(size(lambda));
```

```
L3=495;  
L4=507;
```

```
[espectro]=Filtro_ruido(Spectrum_Intensity_Total,L3,L4);
```

```
espectro_abs=abs(espectro);
espectro_abs=espectro_abs/max(espectro_abs);

lambda_m=lambda*1E-9;

[pulse_g,time,fsalida,Spectral_Phase1]=Pulse_Generation5(N1,lambda_m,lambda0,Spectral_Phase_g,espectro_abs);
[pulse_t,time,fsalida,Spectral_Phase1]=Pulse_Generation5(N1,lambda_m,lambda0,Spectral_Phase_t,espectro_abs);
[pulse_BL,time,fsalida,Spectral_Phase1]=Pulse_Generation5(N1,lambda_m,lambda0,Spectral_Phase_t*0,espectro_abs);

figure(7)
Fases=plot(time*1E15,pulse_g,time*1E15,pulse_t,time*1E15,pulse_BL,'k');
set(Fases,'linewidth',lnwdt)
set(gca,'fontsize',fntsz)
axis([-3000 3000 0 1])
legend('Ajuste','Objetivo','Sin chirp')
title('Pulsos')
xlabel('Tiempo (fs)')
ylabel('Intensidad (a.u.)')
```

Algoritmo Pulse_Generation5

```
function[A2,t,f,lambda,Spectral_Phase]=Pulse_Generation5(Nr,lambda,lambda0,Spectral_Phase1,Espectro)

c=3E8;%speed of light

N1=floor((Nr+1)/2);
f=c./lambda;
f0=c/(lambda0);
df=(f(Nr)-f(1))/Nr;
dt=(1/Nr)/df;
t=[-N1:(N1-1)]*dt;

ef=sqrt(Espectro);

intf=abs(ef).^2;
Spectrum_Intensity=intf/max(intf);
Spectral_Phase=Spectral_Phase1;

Im=exp(i*Spectral_Phase);%elimino la frecuencia portadora
ef2=ef.*Im;%adding quadratic phase
et2=ifftshift(ifft(ef2));

A2=abs(et2);
A2=A2/max(A2);

ef3=fftshift(fft(et2));
```

```
intf_3=abs(ef3).^2;  
Spectrum_Intensity2=intf_3/max(intf_3);
```

Filtro_ruido

```
function [signal]= Filtro_ruido(signal,L1,L2)  
signal1=signal-min(signal);  
  
TF=fftshift(fft(signal1));  
  
TF(1:L1)=0;TF(L2:max(size(TF)))=0;  
  
signal2=abs(fft(TF));  
signal=signal2+min(signal);
```

Func_error

```
function [error]=func_error(Y_guess,Y_target)  
  
sum_Dif_Y=0;  
  
for i=1:1:210  
    Dif_Y(i)=abs(Y_target(i)-Y_guess(i));  
    Dif_Y2(i)=Dif_Y(i)*Dif_Y(i);  
    sum_Dif_Y=sum_Dif_Y+Dif_Y2(i);  
end  
  
error=sqrt(sum_Dif_Y);  
end
```

Apéndice F

Contribuciones

- F.1 Publicación en revista arbitrada, Gustavo Castro-Olvera, Jesús Garduño-Mejía, Roberto Ortega-Martínez and Miguel García-Rocha, "Spectral-phase-influence-matrix to shape femtosecond pulses", Proc. SPIE 8011, 801139 (2011); doi:10.1117/12.901959 (se anexa artículo).
- F.2 Participación como autor en el 1er taller de pulsos ultracortos y aplicaciones, Cuernavaca, Morelos (2011).
- F.3 Participación como autor en el 22º Congreso General de la Comisión Internacional de Óptica, Puebla, México (2011) (se anexa diploma y cartel).

Spectral-Phase-Influence-Matrix to shape femtosecond pulses

Gustavo Castro-Olvera^a, Jesús Garduño-Mejía^{*a}, Roberto Ortega-Martínez^a
and Miguel García-Rocha^b

^aCentro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional Autónoma de México, Ciudad Universitaria, Circuito Exterior s/n, Coyoacán, México, D.F., C.P. 04510.

^bCentro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional, Av. Instituto Politécnico Nacional 2508 Col. San Pedro Zacatenco, México, D.F., C.P. 07360.

Keywords: Ultrafast Optics, Pulse Shaping

Abstract

In this work, we analyse the use of a micro-machined deformable membrane mirror (MMDM) to shape femtosecond pulses. We present the Spectral-Phase-Influence-Matrix constructed by an inversion method. Spectral-Phase-Influence-Matrix represents a novel and direct method to estimate the Spectral Phase design from a given actuator voltage settings in a single step. Numerical and experimental results are presented.

1. INTRODUCTION

Femtosecond pulse shaping is commonly achieved by different techniques which involves a phase or intensity modulator such as a liquid-crystal display (LCD) array [1 - 4], acousto-optic programmable dispersive filters (DAZZLER) [5] and polarization spectral interferometry (PSI) [6]. Each technique presents some advantages and disadvantages depending on the particular application. The most important issues concern how accurately the desired pulse design is achieved as well as how to rapidly monitor the pulses from the shaper so as to calculate the appropriate drive signal for the phase modulator. To drive the shaper, reported implementations used different methods such as genetic or simulated-annealing algorithms and negative feedback with convergence times between fractions of a minute [7], few minutes [4, 8, 9] and 1.5 hours [10].

2. EXPERIMENTAL SETUP

Spectral phase design has been demonstrated by using a MMDM located at the Fourier plane of a pulse stretcher and iterative algorithms [7, 11].

The pulse shaper (Figure 1) is based on a dispersionless design incorporating a 1200 lines/mm diffraction-grating and arranged in a $2f$ configuration with a deformable mirror situated at the Fourier plane of a 500 mm focal length concave mirror. Pulses from a self-mode-locked femtosecond Ti:sapphire laser (Coherent MIRA-900) with a FWHM of 7.5 nm and centered at 789.5 nm were coupled into the shaper and dispersed to form a line spectrum extending across most of aperture of the mirror. Programming a chosen curvature onto the mirror surface produced a change in the spectral phase across the pulse spectrum.

*jesus.garduno@ccadet.unam.mx, phone (52)555622-8614 x 1224

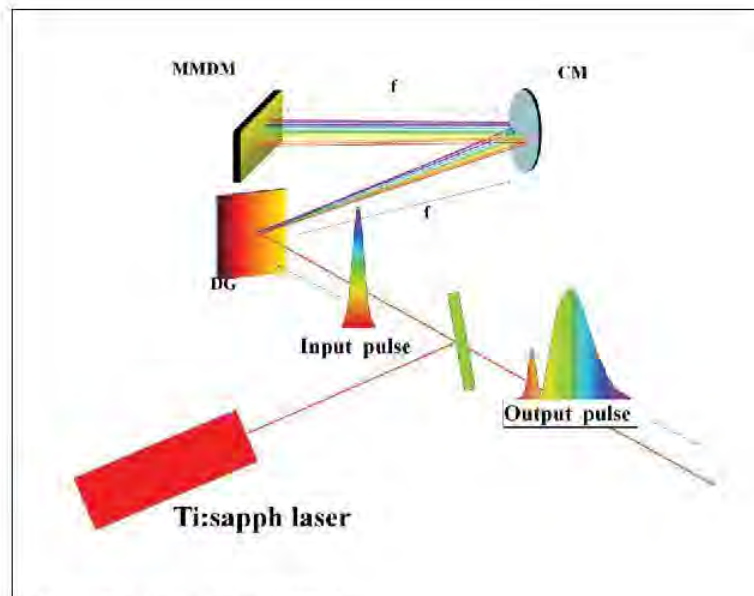


Figure 1. Femtosecond Pulse Shaper based on a MMDM

The MMDM was fabricated by OKO Technologies [12]. This consists on a rectangular 11 x 39 mm aperture containing a 19-channel linear micro-machined deformable gold-coated membrane. With a minimum settling time of 2 ms and maximum deflection at the mirror center of $\sim 6 \mu\text{m}$ the deformable mirror could produce a maximum spectral phase change of approximately ± 40 radians.

Although a good convergence for spectral phase design has been achieved previously, a very useful method would be a direct transformation from a given set of actuator voltages to a spectral phase design.

3. SPECTRAL-PHASE-INFLUENCE MATRIX CONSTRUCTION

Because spectral-phase design by direct control relies on knowing precisely the mirror surface shape, we used spatial interferometry [11,13] to profile the mirror surface with high resolution; the measurement procedure is illustrated in Fig. 2. A predefined voltage was applied to each mirror actuator and an interference pattern between an inclined 633nm reference laser beam, λ_{ref} , and laser light reflected from the mirror was formed on a camera. For a perfectly flat mirror surface, one would observe fringes of equal inclination that define a carrier frequency. From an image of the interferogram captured from the mirror surface, a one-dimensional Fourier transform was applied to the region where, during pulse shaping, the line spectrum was focused (Fig. 2 interferogram, inset dashed region). In the frequency domain, the carrier frequency (associated with the mirror tilt) was removed and the positive sideband (associated with the distortion pattern) was isolated, phase unramped, and zero-centered in frequency.

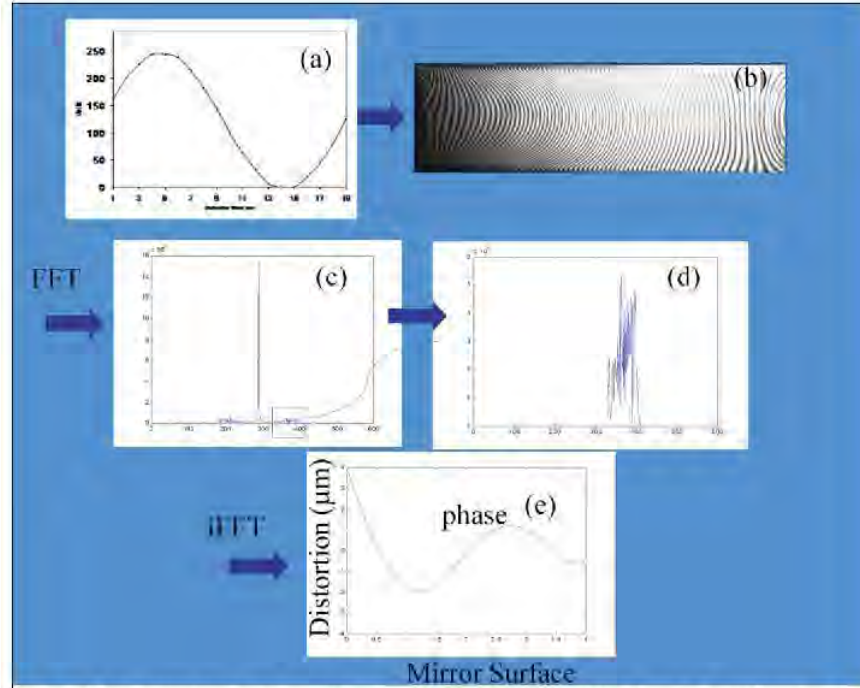


Figure 2. Illustration of the procedure used for the mirror surface analysis. After Fourier transforming the image, the mirror distortion is retrieved by applying an inverse Fourier transform and by a phase recovery process on the positive side band (inset square).

The phase of the inverse Fourier transform of the processed sideband (inset square) gives the mirror shape. The unidimensional sampled local mirror distortion, y_m , can be estimated according the following equation

$$y_m = \frac{\lambda_{ref} \cdot \psi_m}{4\pi} \quad (1)$$

where ψ_m is the sampled local spatial phase change retrieved from the Fourier transform process.

The corresponding spectral phase correction produced by mirror surface distortion is given by

$$\phi_m = \frac{4\pi \cdot y_m}{\lambda_m} \quad (2)$$

where λ_m is the ultrashort pulse linear wavelength distribution along the Fourier plane, m the sampling number for mirror surface distortion.

A $m \times n$ matrix containing the set of spectral phases, Φ_{Set} , is constructed according following equation 3,

$$\Phi_{Sel} = (4\pi) \begin{bmatrix} \frac{y_{11}}{\lambda_1} & \frac{y_{12}}{\lambda_1} & \dots & \frac{y_{1n}}{\lambda_1} \\ \frac{y_{21}}{\lambda_2} & \frac{y_{22}}{\lambda_2} & \dots & \frac{y_{2n}}{\lambda_2} \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ \frac{y_{m1}}{\lambda_m} & \frac{y_{m2}}{\lambda_m} & \dots & \frac{y_{mn}}{\lambda_m} \end{bmatrix} \quad (3)$$

and a $\Psi_{Influence}$ $m \times n$ Spectral-Phase-Influence-Matrix (SPIM) is defined as [11]

$$\Psi_{Influence} = \Phi_{Sel} \cdot (\mathbf{V}_{Sel})^{-1} \quad (4)$$

\mathbf{V}_{Sel} is a square matrix containing n independent sets of measurements according to:

$$\mathbf{V}_{Sel} = \begin{bmatrix} v_{11}^2 & v_{12}^2 & \dots & v_{1n}^2 \\ v_{21}^2 & v_{22}^2 & \dots & v_{2n}^2 \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ v_{n1}^2 & v_{n2}^2 & \dots & v_{nn}^2 \end{bmatrix} \quad (5)$$

Experimentally the SPIM, $\Psi_{Influence}$, was constructed by using an impulse response analysis of the mirror surface. From the flat mirror surface position that had been predetermined by manual voltage adjustments, a 241-V impulse was applied systematically to one actuator at a time and the corresponding mirror surface response was measured by the interferometric method. The SPIM is calculated just once and can be used to estimate a Spectral Phase from any subsequent set of supply voltages, not just those used in its derivation. With the SPIM, for a particular set of supply square voltages, $\mathbf{V} = [v_1^2, v_2^2, \dots, v_n^2]$, the corresponding spectral phase design $\Phi = [\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_m]$ is obtained according to :

$$\Phi = \Psi_{Influence} \cdot \mathbf{V} \quad (6)$$

4. RESULTS

Once the SPIM has been estimated, a voltage setting is proposed and the corresponding spectral phase introduced for the MMDM is retrieved. Spectral phase correction introduced by the MMDM was measured by Spectral Interferometry technique [14]. The spectral phase correction characterization is achieved by following the same procedure as for Spatial Interferometry, presented in figure 2. The difference in this case is that the interferogram pattern is generated from a reference and the shaped pulse, with a relative time delay, in an optical spectrometer. Since this technique is based on a linear detection process is very sensitive. In the following figure 3(a) and 3(b) the interference spectrograms are presented for the two different mirror surface distortions, generated by two sets of supplied voltages shown in figure 4(a) and 4(b).

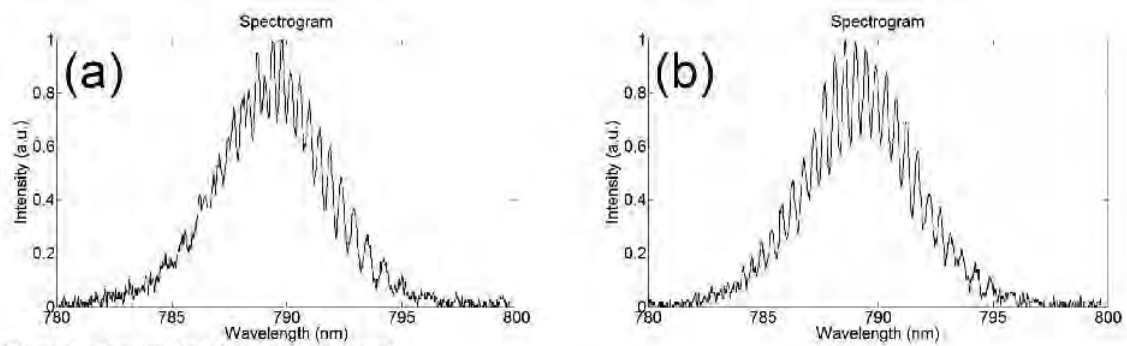


Figure 3. Spectral Interferometry generated

The following figures 4(a) and 4(b) presents the experimental spectral phase and corresponding retrieved spectral phases using the SPIM for two different voltage arrays, estimated according equation 6.

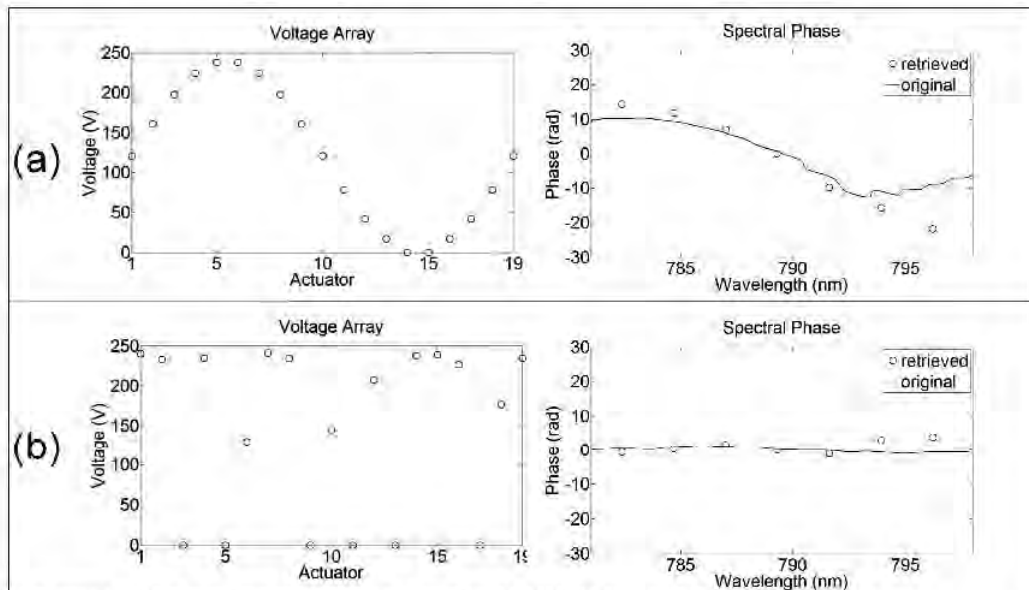


Figure 4. Experimental and retrieved spectral phase introduced by the MMDM for two different voltage arrays. a) Ramp, b) Near flat phase.

According to these results, the numerical model estimation is in good agreement with experimental measurements mainly inside the FWHM region of the line spectrum.

Once the spectral phase introduced by the MMDM has been estimated, for full characterization, in order to calculate the pulse spectral phase, is necessarily to subtract from the spectral phase introduced by the MMDM, the spectral phase of the reference pulse [15].

5. CONCLUSIONS

Direct method for the estimation of the spectral phase correction introduced by a MMDM for femtosecond pulse shaping is presented. The Spectral-Phase-Influence-Matrix is a transformation matrix that is calculated just once and can be used to estimate a relative spectral phase from any subsequent set of supply voltages. The numerical model results are in good agreement with the experimental measurements. This method represents a good approach when rapid pulse shaping is required.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors gratefully acknowledge sponsorship of this work by DGAPA-UNAM (PAPIIT project: INI13809 and IACOD-II100611, CONACyT-Mexico project 131746. J. Garduño (#22373), R. Ortega (#6095) and M. Garcia (#10777) are members of the *Sistema Nacional de Investigadores*.

REFERENCES

1. A. Weiner, "Pulse shaping using LCD light modulators", IEEE JQE 28, 908 (1992)
2. D. Yelin, D. Meshulach and Y. Silberberg, "Adaptive femtosecond pulse compression", Optics Letters, 22, 1793 (1997).
3. T. Brixner, A. Oehlein, M. Strehle and G. Gerber "Feedback-controlled femtosecond pulse shaping", Appl Phys B-Lasers 70: S119-S124 (2000).
4. D. Meshulach, D. Yelin and Y. Silberberg, "Adaptive real-time femtosecond pulse shaping", J. Opt. Soc. Am. B, 15, 1615 (1998).
5. Verluise, "Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping", Optics Letters, 25, 575 (2000).
6. C. Dorrer and F. Salin, "Characterization of spectral phase modulation by classical and polarization spectral interferometry" J. Op. Soc. Am. B, 15, 2331-2337 (1998).
7. J. Garduño-Mejía, A. H. Greenaway and D.T Reid, "Designer femtosecond pulses using adaptive optics", Optics Express, 11, 2030-2040 (2003)
8. E. Zeek, K. Maginnis, S. Backus, U. Russek, M. Murnane, G. Mourou, H. Kapteyn, G. Vdovin , "Pulse compression by use of deformable mirrors", Optics Letters, 24, 493-495 (1999).
9. D. Zeidler, S. Frey, K. L. Kompa, M. Motzkus, "Evolutionary algorithms and their application to optimal control studies", Physical Review A, 64, 023420 (2001).
10. K. Ohno, T. Tanabe and F. Kannari, "Adaptive pulse shaping of phase and amplitude of an amplified femtosecond pulse laser by direct reference to frequency-resolved optical gating traces" J. Op. Soc. Am. B, 19, 2781-2790 (2002).
11. Garduño-Mejía, Alan H. Greenaway and Derryck T. Reid, "Programmable spectral phase control of femtosecond pulses by use of adaptive optics and real-time pulse measurement" Journal of the Optical Society of America B Journal of the Optical Society of America B, Vol. 21, pp 833-843 (2004).
12. OKO Technologies, P.O. Box 2600 AN Delft, The Netherlands.
13. M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe pattern analysis for computer-based tomography and interferometry," J. Opt. Soc. Am. 72, 156-160 (1982).
14. L. Lepetit, G. Cheriaux, and M. Joffre, "Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy", Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, 12, 2467-2474, 1995.
15. David N. Fittinghoff, Jason L. Bowie, John N. Sweetser, Richard T. Jennings, Marco A. Krumbugel, Kenneth W. DeLong, and Rick Trebino and Ian A. Walmsley, "Measurement of the intensity and phase of ultraweak, ultrashort laser pulses", Optics letters, 12, 1996



ACKNOWLEDGMENT

of the Attendance of:

GUSTAVO CASTRO

to the 22nd General Congress of the International Commission for Optics (ICO)

Fernando Mendoza Santoyo
General Conference Chair

Alejandro Cornejo
Conference Co-Chair



Spectral-Phase-Influence-Matrix to Shape Femtosecond Pulses



Gustavo Castro-Olvera, Roberto Ortega-Martínez, Miguel García-Rocha* and Jesús Garduño-Mejía

Laboratorio de Pulsos Ultracortos, Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Universidad Nacional

Autónoma de México, Coyoacán, D.F. 04510, México, gustavo.castro@ccadet.unam.mx, jesus.garduno@ccadet.unam.mx

*Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional,

Av. Instituto Politécnico Nacional 2508 Col. San Pedro Zacatenco, México, D.F., C.P. 07360.

Abstract

In this work, we analyse the use of a micro-machined deformable membrane mirror (MMDM) to shape femtosecond pulses. We present the Spectral-Phase-Influence-Matrix constructed by an inversion method. Spectral-Phase-Influence-Matrix represents a novel and direct method to estimate the Spectral Phase design from a given actuator voltage settings in a single step. Numerical and experimental results are presented.

Experimental Setup

Spectral phase design has been demonstrated by using a MMDM located at the Fourier plane of a pulse stretcher and iterative algorithms.

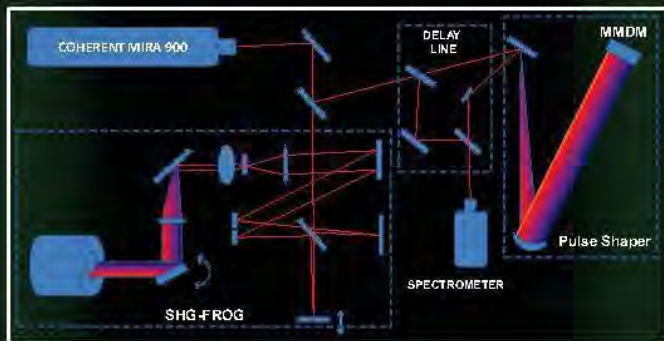


Figure 1.-Illustration of the experimental array.

Programming a chosen curvature onto the mirror surface produced a change in the spectral phase across the pulse spectrum.

Spectral-Phase-Influence Matrix Construction

The phase of the inverse Fourier transform of the processed sideband gives the mirror shape. The unidimensional sampled local mirror distortion, y_m ,

The corresponding spectral phase correction produced by mirror surface distortion is given by

$$\phi_m = \frac{4\pi \cdot y_m}{\lambda_m}$$

where λ_m is the ultrashort pulse linear wavelength distribution along the Fourier plane, m the sampling number for mirror surface distortion.

A matrix containing the set of spectral phases, Φ_{set} , is constructed by

$$\Phi_{set} = (4\pi) \begin{bmatrix} \chi_{11} & \chi_{12} & \dots & \chi_{1n} \\ \chi_{21} & \chi_{22} & \dots & \chi_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \chi_{m1} & \chi_{m2} & \dots & \chi_{mn} \end{bmatrix}$$

And Spectral-Phase-Influence-Matrix (SPIM) is defined as: [5]

$$\Psi_{influence} = \Phi_{set} \cdot (V_{set})^{-1}$$

V_{set} is a square matrix containing n independent sets of measurements

With the SPIM, for a particular set of supply square voltages, V , the corresponding spectral phase design Φ

$$\Phi = \Psi_{influence} \cdot V$$

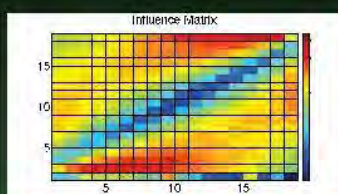


Figure 2.- Spectral Phase Influence Matrix

Results

Once the SPIM has been estimated, a voltage setting is proposed and the corresponding spectral phase introduced for the MMDM is retrieved.

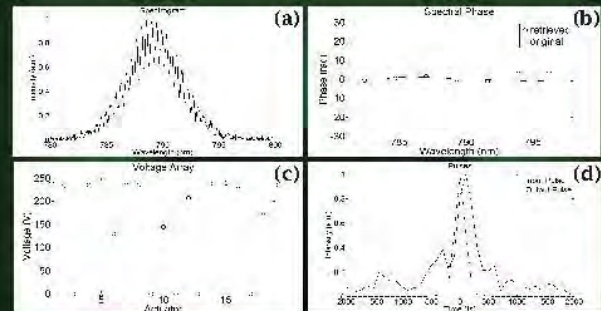


Figure 3.- Spectral Interferometry (a), Experimental and retrieved spectral phase introduced (b) and pulse (d) generated by the MMDM with a voltage array (c).

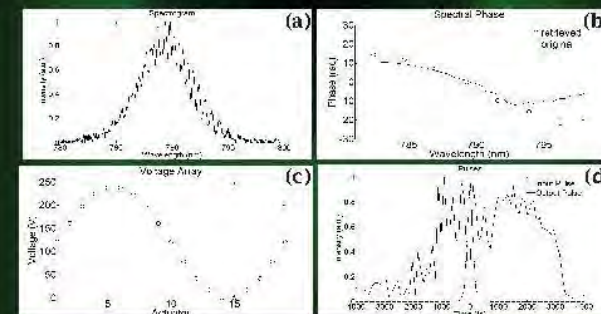


Figure 4.- Spectral Interferometry (a), Experimental and retrieved spectral phase introduced (b) and pulse (d) generated by the MMDM with a voltage array (c).

Conclusion

Direct method for the estimation of the spectral phase correction introduced by a MMDM for femtosecond pulse shaping is presented. The Spectral-Phase-Influence-Matrix is a transformation matrix that is calculated just once and can be used to estimate a relative spectral phase from any subsequent set of supply voltages. The numerical model results are in good agreement with the experimental measurements. This method represents a good approach when rapid pulse shaping is required.

Reference

1. T. Braxner, A. Oehlein, M. Strehle and G. Gerber "Feedback-controlled femtosecond pulse shaping", Appl Phys B-Lasers 70: S119-S124 (2000).
2. D. Meshulach, D. Yelin and Y. Silberberg, "Adaptive real-time femtosecond pulse shaping", J. Opt. Soc. Am. B, 15, 1615 (1998).
3. C. Dorrer and F. Salin, "Characterization of spectral phase modulation by classical and polarization spectral interferometry" J. Op. Soc. Am. B, 15, 2331-2337 (1998).
4. J. Garduño-Mejía, A. H. Greenaway and D.T Reid, "Designer femtosecond pulses using adaptive optics", Optics Express, 11, 2030-2040 (2003).
5. Garduño-Mejía, Alan H. Greenaway and Derryck T. Reid, "Programmable spectral phase control of femtosecond pulses by use of adaptive optics and real-time pulse measurement", Journal of the Optical Society of America B Journal of the Optical Society of America B, Vol. 21, pp 833-843 (2004).
6. G. Castro-Olvera, J. Garduño-Mejía, R. Ortega-Martínez, and Miguel García-Rocha, "Spectral-Phase-Influence-Matrix to Shape Femtosecond Pulses" (submitted)

Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge sponsorship of this work by DGAPA-UNAM (PAPIIT project: IN113809 and IACOD-111 00611, CONACyT-Mexico project 131746.