



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO**

FACULTAD DE CIENCIAS

**Caracterización de un espejo deformable de membrana
para la reconfiguración de pulsos de femtosegundos**

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO
DE:**

F Í S I C A

P R E S E N T A:

Marian Chávez Cervantes



**DIRECTOR DE TESIS:
Jesús Garduño Mejía**

2010



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.

Hoja de datos del Jurado

<p>1. Datos del alumno Chávez Cervantes Mariana 55 64 59 52 Universidad Nacional Autónoma de México Facultad de Ciencias Física 302630556</p>
<p>2. Datos del tutor Dr. Jesús Garduño Mejía</p>
<p>3. Datos del sinodal 1 Dr. Salvador Cuevas Cardona</p>
<p>4. Datos del sinodal 2 Dra. Martha Rosete Aguilar</p>
<p>5. Datos del sinodal 3 Dr. Miguel García Rocha</p>
<p>6. Datos del sinodal 4 Mtro. Antonio Alfonso Rodríguez Rosales</p>
<p>7. Datos del trabajo escrito Caracterización de un espejo deformable de membrana para la reconfiguración de pulsos de femtosegundos 69 p 2010</p>

Índice general

Introducción	3
1. Los Pulsos ultracortos	5
1.1. Generación de pulsos ultracortos de femtosegundos	5
1.1.1. Amarre de modos	5
1.1.2. Láser Ti:zafiro	8
1.2. Características de los Pulsos	11
1.2.1. Fase del pulso	13
1.2.2. Propagación de Pulsos	17
2. Caracterización del Espejo Deformable Micromaquinado de Membrana	19
2.1. Características de los espejos deformables	19
2.2. Método de la transformada de Fourier para el análisis de patrones de franjas	21
2.3. Descripción de la técnica de caracterización de la superficie del espejo (MMDM)	23
2.4. Determinación de la Matriz de Influencia	27
3. Reconfiguración de pulsos	37
3.1. Cambio de la fase espectral	38
3.2. Método utilizado para la reconfiguración de pulsos	42
3.2.1. Medición del factor de calibración para el sistema	42
3.3. <i>Chirp</i> Espacial	43
3.3.1. Medición del <i>chirp</i> espacial a la salida del reconfigurador	44
3.3.2. Cálculo del <i>chirp</i> espacial a la salida del reconfigurador	45
3.3.3. Comparación entre el <i>chirp</i> espacial medido y el calculado	52
4. Caracterización de los pulsos	55
4.1. Autocorrelación	55
4.2. FROG: <i>Frequency Resolved Optical Gating</i>	57

Conclusiones	61
A. Efecto Kerr Óptico	63
B. Información Técnica del MMDM	65
Bibliografía	67

Introducción

Por fenómenos ultracortos se entiende aquellos eventos que suceden en escalas de tiempo de femtosegundos(fs) que es una unidad de tiempo igual a $10^{-15}s$. Esta escala de tiempo se volvió accesible gracias a los progresos en la generación, amplificación y la medición de pulsos ultracortos de luz. Debido a la gran concentración de energía en un pulso óptico de fs, este campo abarca el estudio de la interacción de luz intensa con la materia, así como la respuesta de los átomos y moléculas y propiedades básicas de la radiación. [1] Algunas aplicaciones de los pulsos ultracortos son: cortar tejido biológico [2], perforar materiales (micromaquinado) para atrapar moléculas [3] [4], generar plasmas para propulsar objetos livianos [5] y espectroscopía ultrarrápida [6] entre otras.

Para algunas aplicaciones es posible modificar el perfil temporal de los pulsos láser, en escala temporales del orden de picosegundos (10^{-12}). Esto es posible directamente con elementos electro-ópticos, pero como el tiempo de respuesta de estos elementos es mucho mayor a la duración de los pulsos de femtosegundos, es necesario aplicar métodos totalmente ópticos. [1] Una de las formas, y la utilizada en este trabajo, es modificando la fase espectral del pulso por medio de óptica adaptativa.[7][8]

La óptica adptativa surgió como un método para corregir las aberraciones del frente de onda. En 1953, el astrónomo Horace W. Babcock propuso un método para compensar las aberraciones atmosféricas en el camino óptico de los telescopios. 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 elemento óptico deformable. La idea estaba mucho más adelantada a la tecnología y tomó décadas desarrollar sensores de frente de onda y espejos deformables prácticos.[9]

El frente de onda es la superficie que contiene todos los puntos que tienen la misma fase. La forma del frente de onda puede ser corregida al modificar la fase. En la figura 1 se muestra esquemáticamente como se corrige el frente de onda al reflejarse en un espejo con una deformación adecuada. La operación de aparatos que modulan la fase se basa en el control de la diferencia de caminos ópticos (DCO). $DCO = \eta \Delta z$, donde η es el índice de refracción y Δz es la distancia física

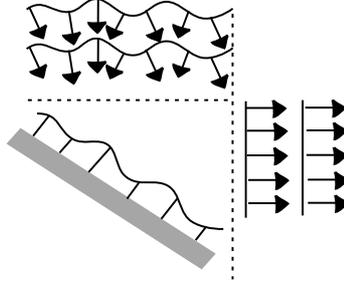


Figura 1: Principio de funcionamiento de la corrección de frente de onda utilizando espejos deformables

que viaja la onda. DCO está relacionada con la fase ϕ de la siguiente forma:

$$\phi = 2\pi \cdot DCO/\lambda \quad (1)$$

Los espejos deformables, que son la tecnología principal para correcciones de frente de onda, modulan Δz , operando en el modo reflectivo. [10] Algunos de los usos actuales de los espejos deformables son: corregir aberraciones del ojo humano, mejorar imágenes de la retina [11] [12], telescopios solares, sistemas de rastreo satelital, optimizar generación de armónicos de orden mayor en sistemas de bombeo Ti:zafiro [9], corrección de aberraciones generadas por la atmósfera y la óptica de los telescopios [13], reconfiguración de pulsos de fs. [7] [14] [15]

En el presente trabajo se pretende explicar las características principales de los pulsos de femtosegundos, así como las técnicas más comunes para caracterizarlos. Se caracterizó un sistema para la reconfiguración de pulsos formado por un espejo deformable, una rejilla de difracción y un espejo esférico. Se montó un interferómetro tipo Michelson para caracterizar al espejo deformable micro-maquinado de membrana (fabricado por OKO Technologies). Se obtuvo la matriz de transformación o influencia para la deformación y para la fase espectral. Posteriormente se armó el reconfigurador de pulsos, se obtuvo su factor de calibración y se midió el *chirp* espacial introducido por el sistema. En el capítulo 1 se encuentra la información correspondiente a la generación de los pulsos ultracortos, así como sus características principales. En el capítulo 2 se muestra el montaje experimental y la técnica utilizada para caracterizar al espejo deformable (MMDM). Se obtiene la Matriz de Influencia del espejo a partir de la cual se puede reconstruir la forma del espejo para un voltaje dado y otra para la fase espectral. En el capítulo 3 se explica en qué consiste el reconfigurador de pulsos. En el capítulo 4 se plantean dos técnicas utilizadas típicamente para determinar la forma, el espectro y la duración de los pulsos.

Capítulo 1

Los Pulsos ultracortos

1.1. Generación de pulsos ultracortos de femtosegundos

Antes de 1960 el intervalo de tiempo más pequeño medible era del orden de nanosegundos ($10^{-9}s$). Los pulsos cortos eran producidos por medio de la generación de descargas eléctricas cortas sobre el medio activo. Después de lograr la inversión de población y generación láser en 1960 [16], la situación cambió rápidamente. En 1965 fué alcanzado el régimen de picosegundos ($10^{-12}s$) al colocar un absorbedor saturable dentro de una cavidad láser [17]. Veinte años de trabajo continuo lograron producir pulsos con duraciones menores a 10 femtosegundos [18]. En la carrera hacia los pulsos más cortos, investigaciones recientes en la generación de láseres de rayos X han abierto un camino para los estudios dinámicos en el régimen de los attosegundos ($10^{-18}s$)[19]. También se ha logrado un progreso en la generación de fuentes láser sintonizables (desde infrarrojo hasta ultravioleta). [20]

Es posible generar trenes periódicos de pulsos con duraciones del orden de ($5 \times 10^{-15}s$) utilizando técnicas de amarre de modos en cavidades láser. [21]

1.1.1. Amarre de modos

Un láser se construye con un par de espejos que encierran un medio de ganancia y un sistema de bombeo. El rango de frecuencias en las cuales el láser oscilará está determinado por el ancho de banda de ganancia y la pérdida de la cavidad. Las frecuencias precisas que oscilan dentro del rango están determinadas por el resonador. Los modos de oscilación de un láser son las distribuciones de campo que se auto-reproducen en la cavidad óptica. Existe una variedad de modos, algunos de los cuales tienen una distribución de campo normal al eje del resonador, a éstos se les llama modos transversales. Cada uno de estos modos transversales tiene un conjunto infinito de eigenfrecuencias

o modos longitudinales separados en frecuencia por $c/2L$, donde L es el largo óptico del resonador y c es la velocidad de la luz. El número de modos que oscilan está limitado por el ancho de banda $\Delta\nu$ en el cual la ganancia del láser es mayor a la pérdida del resonador. (Figura 1.1)

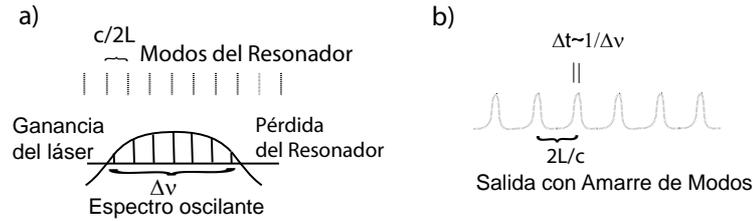


Figura 1.1: a) Los modos que oscilan en la cavidad, b) salida temporal con amarre de modos

La salida está dada por la suma de los componentes de cada frecuencia correspondientes a los modos de oscilación. El campo eléctrico se puede escribir de la siguiente forma:

$$\varepsilon(t) = \sum_n \alpha_n e^{i[(\omega_0 + n\delta\omega)t + \phi_n]} \quad (1.1)$$

donde α_n es la amplitud del n-ésimo modo y $\delta\omega$ es la separación entre los modos. En general, la fase relativa entre los modos fluctúa aleatoriamente. Si no se regula la fase relativa, la salida del láser variará en el tiempo aunque su potencia promedio se mantenga constante. Si se fuerza a que los modos mantengan una fase y una relación en su amplitud, la salida del láser será una función periódica bien definida en el tiempo y se considera que existe un amarre de modos. El amarre de modos puede generar un tren de pulsos con una separación regular. [22]

En la figura 1.1.1 se muestra un ejemplo numérico de 5 y 50 modos amarrados

De esta forma, el amarre de modos es el mecanismo fundamental para la generación de pulsos de femtosegundos.

Auto Amarre de Modos (Modulación Pasiva)

El índice de refracción del medio de ganancia es una función de la intensidad del campo (efecto Kerr, apéndice. A). Cuando la onda gaussiana pasa por el medio de ganancia, ésta producirá una modulación del medio y viceversa. Si el índice de refracción no lineal η_{NL} es positivo, la refracción en el centro del rayo será mayor que en los extremos. El medio se comporta como una lente convergente por lo que enfoca el rayo. Durante la propagación a lo largo del material, el proceso se refuerza porque al enfocar el haz la intensidad aumenta. El aumento en el enfoque se detiene cuando

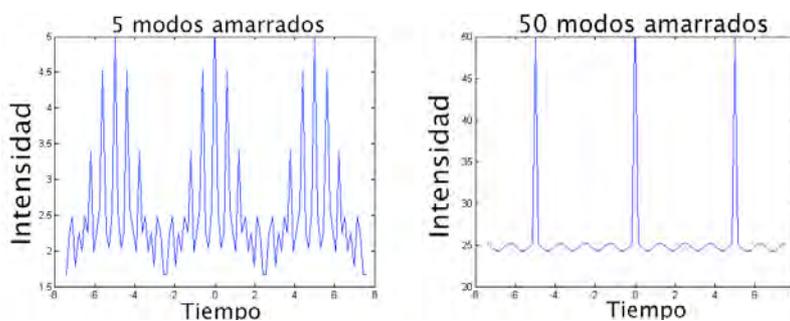


Figura 1.2: Amarre de modos

el diámetro del haz es lo suficientemente pequeño para que la difracción lineal balancee al efecto Kerr. Los picos máximos de intensidad se enfocarán más que los débiles (Fig.1.1.1). Estos máximos, cuyas estructuras transversales se han reducido, por lo general son menos susceptibles a la pérdida de la cavidad. [20]

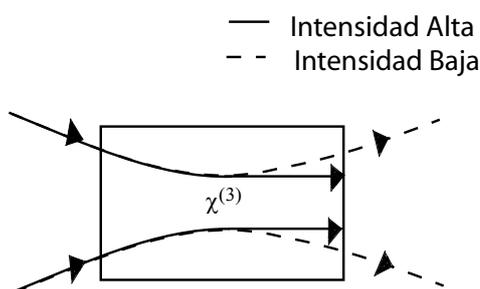


Figura 1.3: Auto enfoque por efecto Kerr para intensidades bajas y altas

El láser no cambia al régimen pulsado instantáneamente. Mientras no aparezcan fluctuaciones de intensidad lo suficientemente grandes para generar un efecto Kerr apreciable, el régimen continuo prevalece. Para comenzar el proceso pulsado, se le puede dar un ligero golpe a uno de los espejos de la cavidad; esta perturbación genera un pulso de intensidad que dispara el proceso.

La discriminación entre el régimen continuo y el pulsado en el amarre de modos por efecto Kerr se debe al autoenfoco del medio y esta discriminación se vuelve efectiva después de un cambio rápido y transitorio de la longitud del camino óptico de la cavidad.

El índice de refracción como función de la intensidad, tiene efectos espacio-temporales.

$$\eta(t) = \eta_L + \eta_{NL}I(t) \quad (1.2)$$

$$\eta(x) = \eta_L + \eta_{NL}I(x) \quad (1.3)$$

La ecuación 1.2 genera un cambio en la estructura temporal del pulso debido a la auto modulación de fase. Se considera una onda plana que se propaga en el vacío.

$$E(t, x) = E_0 e^{i\phi(t)} \quad (1.4)$$

$$\phi = \omega_0 t - kx \quad (1.5)$$

$$k = \frac{\omega_0}{c} \eta(t) \quad (1.6)$$

La frecuencia instantánea es la derivada de la fase temporal.

$$\omega(t) = \frac{\partial}{\partial t} \phi(t) = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} \frac{\partial \eta(t)}{\partial t} x \quad (1.7)$$

y la variación de la frecuencia será:

$$d\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = \frac{\omega_0 \eta_{NL}}{2c} x \frac{\partial I(t)}{\partial t} \quad (1.8)$$

Al aplicar una modulación de fase a una señal periódica se generan nuevos componentes de frecuencia. La auto modulación de la fase ensancha el espectro de la onda por lo que se acorta la duración del pulso. La compensación entre modulación de fase y la dispersión de la velocidad de grupo, graduada con un par de prismas, hace que el pulso viaje de un lado a otro de la cavidad conservando su forma, generando un quasi-solitón. [20]

1.1.2. Láser Ti:zafiro

EL láser de Ti:Al₂O₃ es la fuente más utilizada para la generación de pulsos de femtosegundos. [1] El Ti:Al₂O₃ es uno de los materiales con mayor ancho de banda de ganancia, tiene excelentes propiedades ópticas y térmicas, un índice de refracción no lineal razonablemente grande y una estructura simple en sus niveles de energía. [1] [23]

Para hacer un cristal Ti:Al₂O₃ se dopa un cristal Al₂O₃ con Ti₂O₃. El ión Ti³⁺ ocupa algunos sitios en la red del Al³⁺. El Ti³⁺ tiene la configuración electrónica más simple de los iones de transición, solamente queda un electrón en la capa 3d. El otro electrón 3d y los 2 electrones 4s son utilizados para formar los enlaces iónicos con los aniones de oxígeno. Asumiendo que el campo del cristal tiene simetría octahédrica los 5 niveles electrónicos d del Ti³⁺ se separan. Quedan tres niveles en el estado base ²T₂ y los otros dos en un estado ²E. La fuerte interacción del electrón 3d con

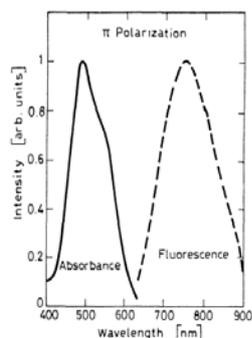


Figura 1.4: Bandas de absorción y fluorescencia del $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$

el campo cristalino resulta en una distancia de equilibrio relativamente grande para el estado excitado, esto hace que las bandas de absorción y fluorescencia sean grandes y estén separadas. (Fig1.4). La acción del láser se da desde el nivel rotacional más bajo 2E a un nivel vibracional 2T_2 del estado base. [24]

La configuración del láser se observa en la figura 1.5. El bombeo es óptico y puede ser realizado por un láser de ion cw Ar o un láser Nd:vanadato de frecuencia doblada. La operación del láser Ti:zaf se basa en el efecto Kerr óptico (apéndice A). La configuración de la cavidad es usualmente lineal, contiene el elemento activo, espejos y elementos de compensación de dispersión de velocidad de grupo (prismas o espejos "chirp"). [1] El cristal $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ es bombardeado por el láser de bombeo a través de E1, espejo dicróico transparente en $0,5\mu\text{m}$ y reflejante en $0,8\mu\text{m}$. P1 y P2 compensan la dispersión de la velocidad de fase dentro de la cavidad. El proceso de amarre de modos se debe exclusivamente al medio de ganancia. [20] El láser utilizado de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ es un

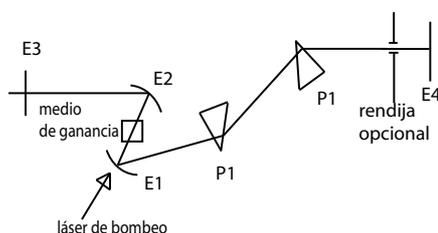


Figura 1.5: configuración típica de un láser $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$

láser comercial COHERENT MIRA 900 sintonizable entre 700 y 980 nm con una frecuencia de repetición de los pulsos de 76 MHz. En cuanto al láser de bombeo, se trata de un láser Argon Ion COHERENT INNOVA 300. La potencia a su salida es de 8 W a una longitud de onda de 514 nm. Esta configuración permite obtener a la salida del láser de Ti:Al₂O₃ hasta 0.8 W.[25]

A continuación, en la figura 1.6 se muestra el espectro del láser Ti:zaf medido en el laboratorio y la autocorrelación para estimar la duración del pulso.

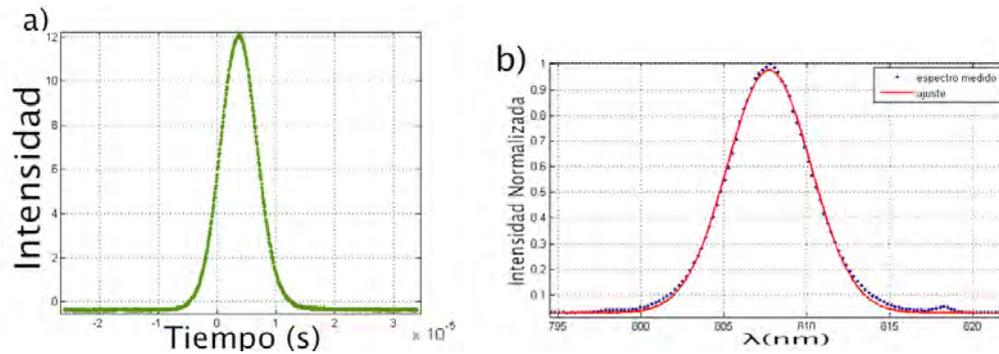


Figura 1.6: a) Autocorrelación láser Ti:zaf. factor de calibración $32,5 fs/\mu s$. b) Espectro del laser Ti:zaf.

A partir de la autocorrelación y suponiendo que los pulsos tiene un perfil temporal gaussiano se calculó que la duración de los pulsos es $\Delta t = 202,6 fs$. Con el espectrograma se encontró que el ancho de banda es $\Delta \lambda = 7,122 nm$.

1.2. Características de los Pulsos

Un pulso ultracorto es un paquete muy pequeño de energía electromagnética. El pulso, así como cualquier onda de luz, está descrito por su campo eléctrico como función del espacio tiempo, (x,y,z,t) . Un haz continuo tiene un campo eléctrico senoidal en el tiempo, y el láser pulsado sólo toma unos cuantos ciclos de la onda senoidal.

La expresión para un pulso será el producto de una onda senoidal con la función envolvente del pulso; mientras más corto sea el pulso, el espectro se ensancha, el rango de frecuencias o colores presentes aumenta. A pesar de lo corto del pulso, el color puede cambiar rápidamente. Se necesita poder medir esta variación, que está contenida en la fase del pulso, así como fluctuaciones de intensidad.

Suponiendo que el campo está linealmente polarizado para considerar sólo una coordenada del campo (aproximación escalar) e ignorando la dependencia espacial del campo, se tiene la siguiente expresión que describe al pulso:

$$\varepsilon(t) = \frac{1}{2} \sqrt{I(t)} e^{i(\omega t - \phi(t))} + cc \quad (1.9)$$

La intensidad $I(t)$ y la fase temporal $\phi(t)$ varían lentamente con respecto a $e^{i\omega_0 t}$, por lo que se puede ignorar estas oscilaciones en el campo del pulso. “cc” quiere decir complejo conjugado y es necesario para que el campo del pulso sea real, pero usando la aproximación de señal analítica se ignora el complejo conjugado. De esta forma se tiene un campo complejo, pero se simplifican las matemáticas. La amplitud compleja de la onda es:

$$E(t) = \sqrt{I(t)} e^{-i\phi(t)} \quad (1.10)$$

$$I = |E(t)|^2 \quad (1.11)$$

$$\phi = -\arctan \frac{\text{Im}(E(t))}{\text{Re}(E(t))} \quad (1.12)$$

$E(t)$ es simplemente la parte real de $\varepsilon(t)$ sin $e^{i\omega_0 t}$, multiplicada por un factor 2.

El campo del pulso en el dominio de frecuencias es la transformada de Fourier del campo en el dominio temporal

$$\tilde{E}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)e^{-i\omega t} dt \quad (1.13)$$

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(\omega)e^{i\omega t} d\omega \quad (1.14)$$

$$\tilde{E}(\omega) = \sqrt{S(\omega - \omega_0)}e^{-i\varphi(\omega)} \quad (1.15)$$

$S(\omega)$ es el espectro del pulso y $\varphi(\omega)$ es la fase espectral.[26]

La duración y el ancho espectral se calculan usando las definiciones estadísticas estándar.

$$\langle \Delta t \rangle = \left[\frac{1}{W} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 I(t) dt - \frac{1}{W^2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} t I(t) dt \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.16)$$

$$\langle \Delta \omega \rangle = \left[\frac{1}{W} \int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 S(\omega) d\omega - \frac{1}{W^2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \omega S(\omega) d\omega \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.17)$$

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} I(t') dt' \quad (1.18)$$

Se puede probar que estas dos cantidades están relacionadas por la desigualdad universal siguiente:

$$\Delta t \Delta \omega \geq \frac{1}{2} \quad (1.19)$$

Esta relación, que da origen al principio de incertidumbre energía-tiempo de la mecánica cuántica, tiene varias consecuencias importantes en el campo de los pulsos ultracortos de luz.

Para un pulso gaussiano esta relación es:

$$\Delta t \Delta \omega \geq 0,444 \quad (1.20)$$

Para producir un pulso de luz con una duración mínima dada es necesario ampliar el ancho de banda espectral. Un pulso gaussiano con $\lambda_0 = 800nm$ de 1 picosegundo ($10^{-12}s$) tiene un ancho espectral mínimo de 44MHz ($\Delta\lambda = 0,094nm$); pero para un pulso 100 veces menor ($\Delta t = 10fs$) la extensión en longitudes de onda que abarca es de 94nm, cubre el $23^0/0$ el espectro electromagnético visible. [20]

Frecuencia instantánea y velocidad de grupo

La fase temporal, $\phi(t)$, contiene información de frecuencia vs tiempo y la frecuencia angular instantánea se define de la siguiente forma.

$$\omega_{inst} = \omega_0 - \frac{d\phi}{dt} \quad (1.21)$$

Para un tiempo t se tiene que la fase es:

$$\phi_0 = \omega_0 t - \phi(t) \quad (1.22)$$

Un periodo T después, la fase total crecerá a $\phi_0 + 2\pi$

$$\phi_0 + 2\pi = \omega_0(t + T) - \phi(t + T) \quad (1.23)$$

Restando la ecuación 1.22 de la ecuación 1.23

$$\begin{aligned} \phi_0 + 2\pi - \phi_0 &= \omega_0(t + T) - \phi(t + T) - \omega_0 t + \phi(t) \\ 2\pi &= \omega_0 T - [\phi(t + T) - \phi(t)] \end{aligned} \quad (1.24)$$

Dividiendo entre T y sustituyendo $2\pi/T$ por ω_{inst}

$$\omega_{inst} = \frac{2\pi}{T} = \omega_0 - \frac{\phi(t + T) - \phi(t)}{T} \quad (1.25)$$

Si se reescribe en términos de la frecuencia

$$\nu_{inst} = \nu_0 - \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt} \quad (1.26)$$

[26]

1.2.1. Fase del pulso

La fase puede ser distinta por un número entero de veces 2π y el pulso será el mismo, esto se debe a que :

$$e^{i\phi} = e^{i(\phi+2\pi n)} \quad (1.27)$$

Para que no se tengan distintos valores que representen la misma fase, se toman sólo valores entre $-\pi$ y π , y después, para no tener discontinuidades en la fase, se le suma o resta un múltiplo de 2π al pasar una discontinuidad. Al proceso de sumar múltiplos de 2π en las discontinuidades mayores a un parámetro de tolerancia dado se le conoce como una rutina de desenrollamiento de fase (unwrap).

Una fase que varía rápidamente puede confundir a una rutina unwrap, ya que no sabrá cuando es necesario agregar múltiplos de 2π . Si la intensidad es cercana a 0 la información que se da de la

fase no es confiable. Un pulso no tiene una única representación en términos de intensidad y fase, ya que para distintas combinaciones de fase e intensidad se puede tener el mismo campo real.

La fase $\phi(t)$ se puede aproximar por los primeros términos de su serie de Taylor alrededor del $t = 0$, siempre y cuando el pulso descrito sea bien portado.

$$\phi(t) = \phi_0 + t\phi_1 + \frac{t^2\phi_2}{2} + \dots \quad (1.28)$$

La fase de orden 0 es solo la constante ϕ_0 de la serie anterior; la fase de orden 1, es la serie hasta el término lineal y así sucesivamente. [26]

Fase de Orden 0 ó Fase Absoluta

Es la misma en ambos dominios temporal y espectral porque la transformada de Fourier es lineal

$$T(\alpha f) = \alpha F \quad (1.29)$$

$$e^{i\phi_0} E(t) = \tilde{E}(\omega) e^{i\phi_0} \quad (1.30)$$

Es la fase relativa de la onda con respecto a la envolvente. Se da como la fase de la onda en el pico de la envolvente o en otra referencia de tiempo.

La fase absoluta sólo es importante cuando el pulso dura pocos ciclos, ya que si son muchos ciclos el pulso se ve casi igual para distintas fases absolutas.[26] Esto se puede ver claramente en la figura 1.7.

Fase de primer orden : Corrimiento en tiempo o frecuencia

Por el teorema del corrimiento de la transformada de Fourier

$$TF[E(t - \tau)] = \tilde{E}(\omega) e^{-i\omega\tau} \quad (1.31)$$

Un término lineal en la fase espectral corresponde a un corrimiento o retraso (shift) en el tiempo. Generalmente interesa la forma del pulso y no el momento de su llegada, por lo que en la mayoría de los casos el término de primer orden en la fase espectral no es interesante.

Como el teorema también funciona para la transformada de Fourier inversa, se tiene que un término lineal en la fase temporal corresponderá a un corrimiento de frecuencias. Este corrimiento espectral es interesante y es fácilmente medible con un espectrómetro.[26]

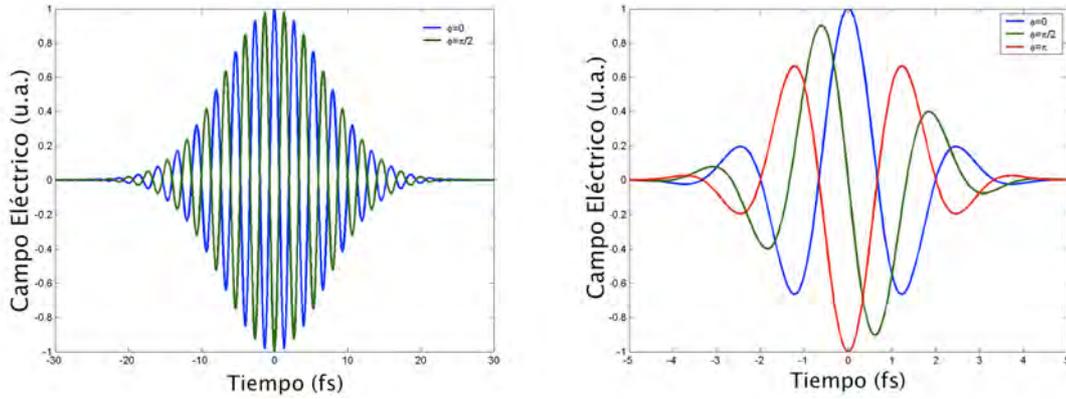


Figura 1.7: Pulsos de 800nm con distintas fases absolutas

Fase de segundo orden: Chirp lineal

Se dice que el pulso tiene chirp lineal cuando la variación de $\phi(t)$ es cuadrática, ϕ_2 es distinto de 0, lo que representa una rampa lineal de frecuencia vs. tiempo. Un pulso con intensidad gaussiana y fase temporal cuadrática se puede representar como:

$$E(t) = [E_0 e^{-at^2}] e^{ibt^2} \quad (1.32)$$

y la intensidad es:

$$I(t) = |E_0|^2 e^{-2at^2} \quad (1.33)$$

y la fase temporal es simplemente:

$$\phi(t) = -bt^2 \quad (1.34)$$

La transformada de Fourier del campo es:

$$\tilde{E}(\omega) = \frac{\sqrt{\pi}}{a - ib} \exp\left[-\frac{\omega^2}{4(a - ib)}\right] \quad (1.35)$$

separado en espectro y fase espectral, el campo en el dominio de frecuencias se puede escribir:

$$S(\omega) = \frac{\pi}{a^2 + b^2} \exp\left[-\frac{a\omega^2}{2(a^2 + b^2)}\right] \quad (1.36)$$

$$\varphi(\omega) = \frac{b}{a^2 + b^2} \omega^2 \quad (1.37)$$

El espectro también tiene una forma gaussiana y la fase es cuadrática. Como resultado, una variación cuadrática de la fase corresponde a una variación cuadrática de la fase espectral. Las fases $\phi(t)$ y $\varphi(\omega)$ tienen signos contrarios. La propagación a través de materiales usualmente introduce un chirp lineal positivo. Un pulso con chirp lineal negativo se acortará al propagarse dentro de un material. Por otro lado un pulso sin chirp se ensanchará al propagarse dentro de un material.

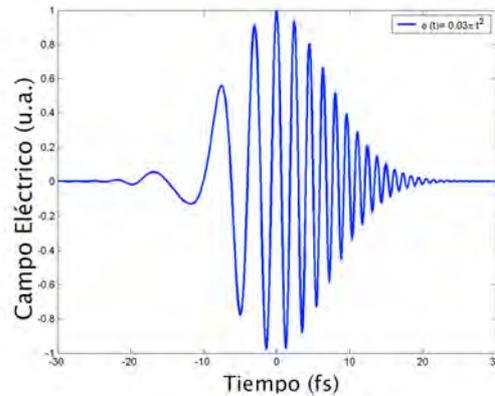


Figura 1.8: Pulso con fase cuadrática o chirp lineal

[26]

Fase de tercer orden: Chirp Cuadrático

Los materiales tienen dispersión de orden superior, por lo que inducen distorsiones de fase de orden superior. Si las distorsiones son mayores que de segundo orden, las distorsiones en la fase se consideran en el dominio espectral. Esto se debe a que es más sencillo medir el espectro, que la intensidad vs. tiempo.

Una fase espectral de tercer orden significa que existe un retraso de grupo cuadrático vs. frecuencia. Esto quiere decir que la frecuencia central del pulso llega primero, mientras que frecuencias de ambos lados de la frecuencia central, $\omega_0 \pm \delta\omega$ llegan retrasadas. Las dos frecuencias distintas generan saltos en la intensidad vs. tiempo, por lo que los pulsos con fase espectral cúbica tienen oscilaciones después del pulso principal y tiende a ser asimétrico. [26]

A partir de la modificación de la fase espectral es posible reconfigurar un pulso. La técnica empleada se describe en el capítulo 3.

1.2.2. Propagación de Pulsos

Cuando un pulso se propaga en un medio se tienen distintas velocidades de fase y de grupo, para cada frecuencia, debido a la dependencia del índice de refracción $\eta(\omega)$ con la frecuencia. El coeficiente de absorción $\alpha(\omega)$ también cambia con la frecuencia. Si L es el largo del medio, el campo de salida \tilde{E}_2 en el dominio espectral estará relacionado con el de entrada \tilde{E}_1 de la siguiente forma:

$$\tilde{E}_2(\omega) = \tilde{E}_1(\omega)e^{-\alpha(\omega)\frac{L}{2}} e^{i\eta(\omega)\frac{\omega}{c}L} \quad (1.38)$$

La absorción modifica el espectro del pulso y la dispersión (índice de refracción) modificará la fase espectral del pulso.

$$S_2(\omega) = S_1(\omega)e^{\alpha(\omega)L} \quad (1.39)$$

$$\varphi_2 = \varphi_1(\omega) + i\eta(\omega)\frac{\omega}{c}L \quad (1.40)$$

La absorción puede reducir el número de frecuencias presentes, lo cual genera un ensanchamiento del pulso. Por otro lado se puede ampliar el espectro al absorber las frecuencias de mayor intensidad. [26]

La propagación a través de un medio introduce términos de primer y segundo orden a la fase espectral del pulso. Si el pulso tiene un ancho de banda grande, posiblemente los términos de tercer y cuarto orden en la fase deberán ser considerados.

Para lograr la reconfiguración de los pulsos, en el presente trabajo se propone modificar la fase espectral, ecuación 1.15 a partir de un espejo deformable. Para su aplicación es necesario realizar la caracterización del mismo, la cual se describe en el capítulo 2.

Capítulo 2

Caracterización del Espejo Deformable Micromaquinado de Membrana

Para la caracterización del espejo que forma parte del reconfigurador de pulsos, se utilizó un método interferométrico, en la primera sección se encuentra una comparación entre los espejos de membrana y los piezoeléctricos. En las siguientes secciones se describe el método de la transformada de Fourier para el análisis de interferogramas y el montaje experimental utilizado.

2.1. Características de los espejos deformables

Un espejo MMDM está compuesto por una membrana fina de nitrato de silicio de 0,5 a $10\mu m$ de espesor. La membrana se cubre con una capa reflectiva de aluminio u oro en un lado y en el otro con una capa conductora de oro. La estructura conductiva se coloca sobre un arreglo de electrodos. Al aplicar voltaje a los actuadores se inducen fuerzas electroestáticas que atraen a la superficie de oro, deformando la membrana.[9]

La membrana del MMDM sólo puede ser deflectada en la dirección de la estructura de los electrodos, ya que la fuerza electroestática sólo puede ser atractiva. La membrana del MMDM está fija en las orillas. El espejo es controlado con electrodos electroestáticos. Es posible fabricar un electrodo con una densidad alta de electrodos pequeños, sin embargo cada electrodo pequeño genera una deflexión de la membrana. El número máximo de electrodos en un MMDM está limitado por la amplitud de la respuesta de un solo electrodo. Estos espejos no tienen histéresis, lo que permite tener un programa de control de la superficie rápido y preciso en un solo paso a diferencia de los sistemas piezoeléctricos. [10]

Los espejos piezoeléctricos PDM están formados por una platina sólida delgada, hecha de vidrio o silicio. La platina se recubre apropiadamente y está ligada a un arreglo bidimensional de actuadores piezoeléctricos. Al alargar o contraer cada actuador se produce una deformación global del plato reflectivo.

A diferencia de los espejos MMDM, los PDM tiene actuadores que pueden empujar o jalar la superficie reflectiva. Cuando los actuadores empujan, la superficie se deforma y los actuadores vecinos también se deforman. La deformación generada por cada actuador se define no sólo por la fuerza aplicada, sino también por la rigidez relativa del actuador con la rigidez de la superficie reflectiva. La superficie está ligada sólo a los actuadores y tiene las orillas libres. Si todos los actuadores se mueven la misma distancia, la placa se moverá sin deformación.

Los PDM tiene histéresis del 7 al 15 % [10], esto limita las aplicaciones en controles directos. Como la amplitud de la respuesta local sólo depende de la rigidez de la placa y los actuadores, estos espejos se pueden escalar a un gran número de canales de control. Los espejos piezoeléctricos sirven para corregir aberraciones de bajo y alto orden con amplitudes grandes.

Modelo estático de la deformación del espejo MMDM

El modelo de membrana es aplicable a las simulaciones de la respuesta de un MMDM cuando el espesor del sustrato reflectivo es tan pequeño que su rigidez cilíndrica se puede despreciar. Se asume que la membrana es absolutamente estirable y preserva su forma debido a la tensión lateral. La forma de la membrana estirada depende principalmente de la forma de su contorno y de la tensión superficial. En el caso de una membrana relativamente larga con $\sim 10mm$ de diámetro y solo $0,5\mu m$ de espesor, este modelo da excelentes resultados. [10]

Suponemos que la superficie del espejo se deforma al aplicar voltajes $V_1 \dots V_N$ a una malla bidimensional de N actuadores a una distancia d bajo la membrana. La membrana con un espesor constante se estira por una tensión superficial constante T . Se supone que d es mucho mayor que la máxima deformación posible, para que la presión electrostática P no dependa de la deformación de la membrana. La coordenada z de la deformación de la membrana $S(x, y)$ en el caso lineal está descrita por la ecuación de Poisson (ec.2.1)

$$\Delta S(x, y) = P/T \quad (2.1)$$

donde la presión electrostática P está dada por:

$$P = \frac{\epsilon\epsilon_0 V(x, y)^2}{d(x, y)^2} \quad (2.2)$$

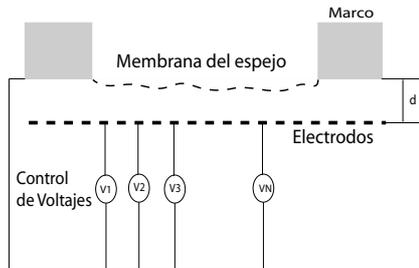


Figura 2.1: Diagrama del espejo deformable de membrana micromaquinado

las condiciones a la frontera que describen el contorno de la membrana: $S_c = F(x, y)$. [10]

La solución analítica de las ecuaciones 2.1 y 2.2 para geometrías y distribuciones de presiones arbitrarias es complicada. Para estimaciones técnicas se utiliza el modelo numérico de diferencias finitas, el código para resolver el problema se puede obtener de OKO Technologies. El programa se llama MrFit y se encuentra en la página www.okotech.com. Este programa sólo sirve para aberturas circulares, por lo que para el espejo utilizado no funciona.

2.2. Método de la transformada de Fourier para el análisis de patrones de franjas

En varias mediciones ópticas se encuentran patrones con franjas de la forma:

$$g(x) = a(x) + b(x)\cos(2\pi f_0 x + \phi(x)) \quad (2.3)$$

Donde la fase $\phi(x)$ contiene la información deseada y $a(x)$ y $b(x)$ representan variaciones en la irradiancia que se deben a la reflexión o transmisión no uniforme de la luz.

Primero se obtiene un patrón de franjas con la forma de la (ec. 2.3) a partir de una imagen con resolución suficiente y se reescribe la ecuación :

$$G(x) = A(x) + C(x)e^{i2\pi f_0 x} + C^*(x)e^{-i2\pi f_0 x} \quad (2.4)$$

con

$$C(x) = \frac{1}{2}b(x)e^{i\phi(x)} \quad (2.5)$$

Se aplica la transformada de Fourier utilizando el algoritmo de la transformada de Fourier Rápida y queda la siguiente ecuación en la cual las letras con tilde denotan transformadas de Fourier.

$$\tilde{G}(f) = \tilde{A}(f) + \tilde{C}(f - f_0) + \tilde{C}^*(f + f_0) \quad (2.6)$$

f es la frecuencia espacial en la dirección x . Como las variaciones espaciales de $A(x)$, $B(x)$ y $\phi(x)$ son lentas con respecto a la frecuencia espacial f_0 , el espectro de Fourier estará separado por la frecuencia f_0 . Se utiliza cualquiera de los dos espectros de la frecuencia portadora f_0 , digamos $\tilde{C}(f - f_0)$ y se traslada f_0 en el eje de frecuencias para tener una función $\tilde{C}(f)$ en el origen. Al tomar solo $\tilde{C}(f)$ se ha filtrado la señal y ya no se tiene la variación de fondo $A(x)$.

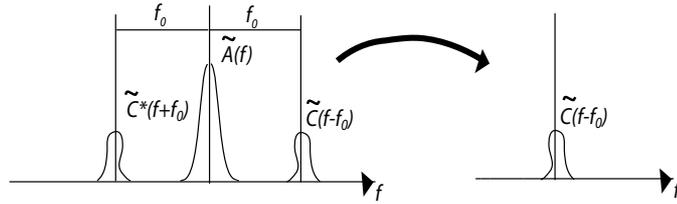


Figura 2.2: transformada de Fourier del patrón de interferencia y filtraje

Nuevamente usando el algoritmo de la transformada de Fourier Rápida se calcula la transformada inversa de $\tilde{C}(f)$ y se obtiene $C(x)$ a partir de la cual podemos reconstruir la fase.

$$\begin{aligned} C(x) &= \frac{1}{2}b(x)e^{i\phi(x)} \\ \log[C(x)] &= \log\left[\frac{1}{2}B(x)\right] + i\phi(x) \\ \log[|C(x)|e^{i\theta(C(x))}] &= \log\left[\frac{1}{2}B(x)\right] + i\phi(x) \end{aligned} \quad (2.7)$$

Ahora se tiene la fase $\phi(x)$ completamente separada en la parte imaginaria de la variación de amplitud $B(x)$, por lo que:

$$\phi(x) = \theta(C(x)) \quad (2.8)$$

$\theta(C(x))$ es el ángulo del complejo $C(x)$. La fase obtenida está indeterminada hasta un factor 2π , por lo que en la mayoría de los casos los valores se dan entre $-\pi$ y π . Debido a que los valores de la fase estarán dados entre $-\pi$ y π , la fase tendrá discontinuidades que se pueden corregir utilizando una rutina de desenrollamiento de fase (unwrap) (sección:1.2.1) y utilizando otro proceso que remueve la pendiente a la fase (unramp) [27]

2.3. Descripción de la técnica de caracterización de la superficie del espejo (MMDM)

Para poder diseñar la fase espectral de un pulso por control directo se necesita conocer la forma de la superficie del espejo y para ello se utilizó interferometría espacial.[7]

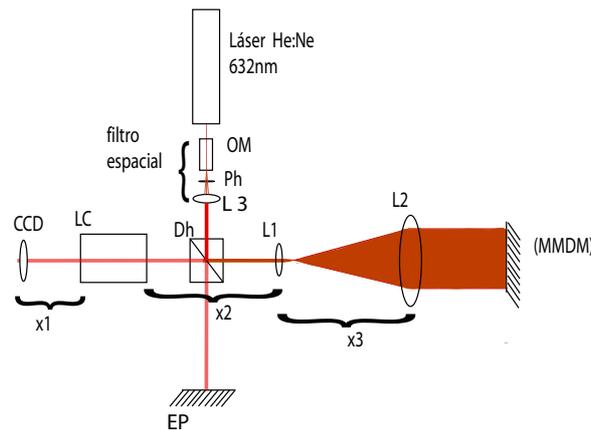


Figura 2.3: Interferómetro tipo Michelson para la caracterización del MMDM

Para caracterizar la superficie se montó un interferómetro tipo Michelson (Figura 2.3). Un láser He-Ne de 632nm, pasa por un filtro espacial, para limpiar el haz, formado por un objetivo de microscopio OM 20X con una apertura numérica de 0.4, un pinhole Ph de $25\mu m$ y una lente $L3$. Pasa por un divisor de haz 50-50 para $\lambda = 632nm$ que separa al haz en dos. Un rayo llega al espejo plano de referencia EP y el otro rayo, pasa por un telescopio formado por una lente $L1$ distancia focal pequeña y otra $L2$ de distancia focal y diámetro grandes para ampliar el haz de tal manera que cubra toda la superficie del espejo deformable (MMDM) $3,9cm \times 1cm$. Los rayos que regresan de los dos espejos forman un patrón de interferencia, que se graba sobre una CCD de $3mm \times 2mm$

de una cámara digital (genius video cam ND) con ayuda de una lente de cámara fotográfica Sigma zoom 1 : 3,5 ~ 4,5. En la tabla siguiente se muestran las características de cada lente utilizada en el sistema.

	L1	L2	L3	LC	Ph
distancia focal	25 mm	300 mm	112 mm	28 – 80 mm	
diámetro	25 mm	70 mm	50 mm	62 mm	25 μ m

separaciones entre las distintas lentes

x1	x2	x3
68 mm	172 mm	325 mm

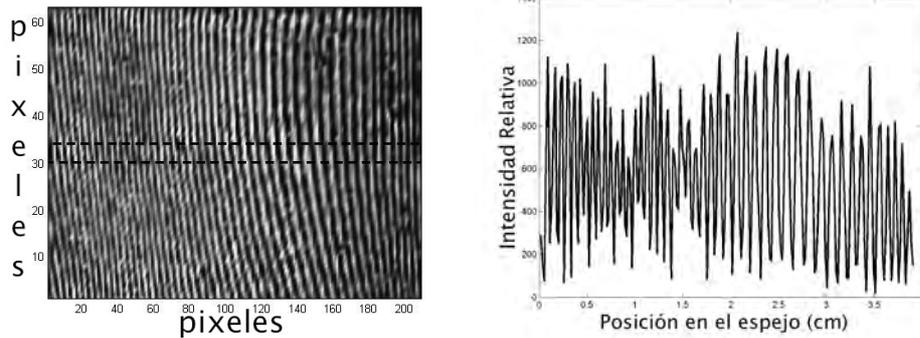


Figura 2.4: Interferograma e integral de línea del interferograma

Se toma 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 2.4 a), se integra la imagen para obtener una función de la intensidad vs. posición del espejo (Figura 2.4 b)), La función obtenida es un patrón de franjas por lo que tiene la forma de la ecuación 2.3. Esta función tiene una modulación en la intensidad que se debe a que la iluminación por medio del laser sobre el espejo deformable no es homogénea. Se aplica el método de la transformada de Fourier para obtener la forma del espejo. Primero se saca la transformada de Fourier, después se filtra la señal y sólo se toma $\tilde{C}(\omega)$. Se saca la transformada de Fourier inversa de la señal filtrada. Finalmente se obtiene el ángulo de la función compleja $C(x)$ que da el cambio de la fase. El cambio de la fase multiplicado por $\frac{2\pi}{\lambda}$ es la deformación del espejo.

Las primeras pruebas para encontrar la forma del espejo se hicieron sin aplicar voltaje a los actuadores del espejo. Después se encontró la forma del espejo para distintas configuraciones de

voltaje.

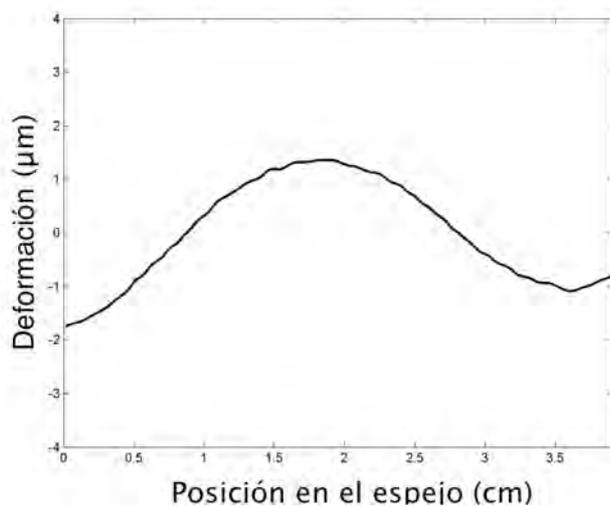


Figura 2.5: Forma de la superficie del espejo sin voltaje aplicado

Para el espejo sin voltaje se encontró que la forma de la superficie del espejo es como se muestra en la figura 2.5.

Se tomaron 16 interferogramas para el espejo sin voltaje en distintos días. Con estos datos se calculó la forma del espejo promedio y la desviación estándar de los datos. En la figura 2.6 se muestra la superficie promedio y el error para cada punto.

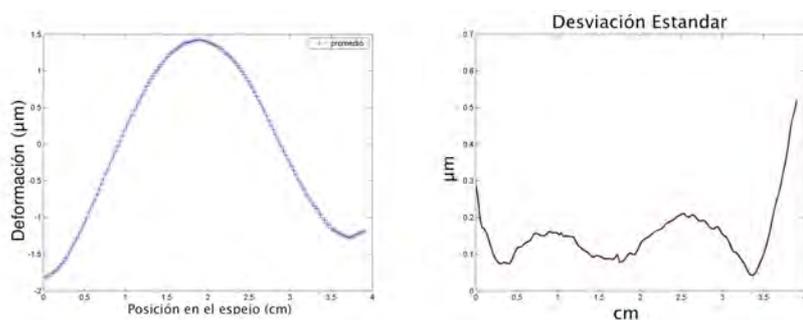


Figura 2.6: Forma promedio de la superficie del espejo sin voltaje aplicado y desviación estándar

La aplicación de voltaje a cada actuador se realiza por medio de una PC, una tarjeta PCI DAC

de 24 canales y software de OKO technologies (Figura 2.7. A cada actuador se le puede asignar un valor v entre -1 y 1. Este valor está relacionado con el voltaje aplicado de la siguiente forma:

$$V = 241\sqrt{\frac{v+1}{2}} \quad (2.9)$$

El voltaje máximo que se puede aplicar a cada actuador es 241V, esto es 80.33% del voltaje máximo que soporta el espejo.

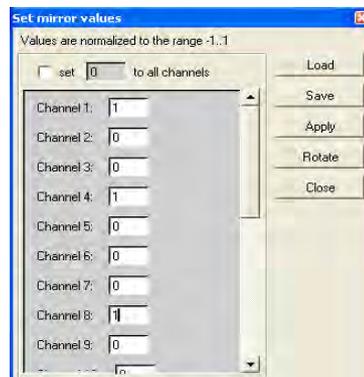


Figura 2.7: Programa OKO DM Control para aplicar voltajes a los actuadores del espejo deformable

A partir de la forma del espejo obtenida sin voltaje se aplicó experimentalmente voltaje a los actuadores para aplanar el espejo. En la figura 2.8 se muestra la superficie lograda.

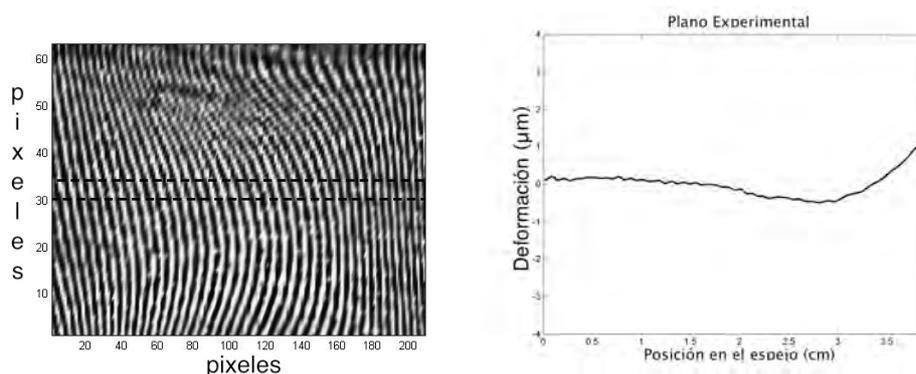


Figura 2.8: Interferograma y superficie de espejo deformable

2.4. Determinación de la Matriz de Influencia

EL MMDM funciona por atracción electrostática, y el desplazamiento de la superficie del espejo es proporcional al cuadrado del voltaje aplicado. Asumiendo que el vector de 19 elementos Y_{def} que contiene al conjunto de deformaciones superficiales para cada actuador es proporcional a una combinación lineal del cuadrado de los voltajes aplicados, se define a la matriz de influencia $M_{influencia}$ como: [28]

$$\vec{Y}_{def} = \mathbf{M}_i \cdot \vec{V}^2 \quad (2.10)$$

La Matriz de influencia describe una transformación directa de voltajes a distorsión de la superficie del espejo.

La ecuación 2.10 solo es válida si Y_{def} o V^2 es un vector de una sola columna, o si cada columna está relacionada a un par de voltaje-deformación. [7]

Se le aplicó funciones de voltaje para conocer la respuesta al impulso de la siguiente manera: un voltaje máximo (241V) al primer actuador manteniendo los demás actuadores en 0V y se guardó la imagen del patrón de interferencia. Después se le aplicó el voltaje máximo al segundo actuador, dejando todos los demás en 0V; se hizo esto para los 19 actuadores.

Para cada imagen se obtuvo la fase de la onda que regresa del MMDM. A partir de la fase se obtiene la forma de la superficie del espejo para cada configuración.

Con las 19 deformaciones del espejo y el voltaje aplicado para obtener cada una de ellas se obtiene la matriz \mathbf{Y}_{def} , y la matriz \mathbf{V}^2 . Las 19 deformaciones y los voltajes aplicados se muestran en la figura 2.9.

Como la superficie del espejo sin voltaje aplicado no es plana, se realizó la corrección de compensación:

$$\mathbf{Y}_{def} = \left(\vec{D}_1 - \vec{D}_0 \quad \vec{D}_2 - \vec{D}_0 \quad \vec{D}_n - \vec{D}_0 \quad \dots \quad \vec{D}_{19} - \vec{D}_0 \right) \quad (2.11)$$

donde \vec{D}_0 es un vector que contiene la forma de la superficie del espejo a 0V (Figura 2.5) y \vec{D}_n es la superficie del espejo cuando el actuador n tiene 241V. $n=1,2,\dots,19$.

$$\vec{D}_0 = \begin{pmatrix} d_{01} \\ d_{02} \\ \cdot \\ \cdot \\ d_{0N} \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Es posible realizar el ajuste de la superficie a partir de unos tornillos micrométricos en la parte trasera con los cuales se puede corregir la superficie de manera mecánica para que sea plana en 0

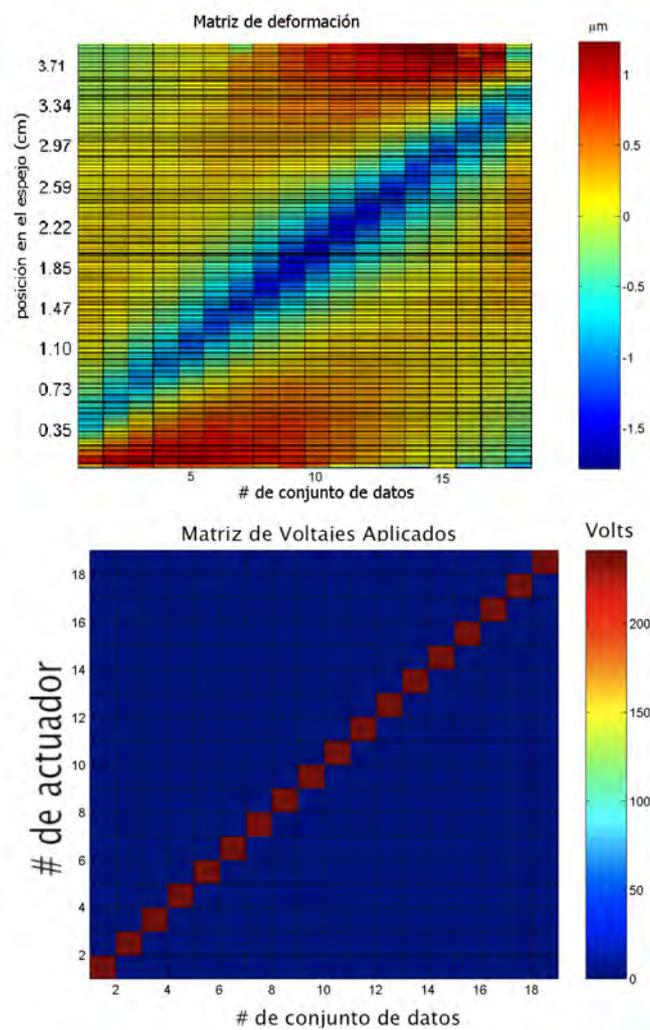


Figura 2.9: Se muestran los 19 conjuntos de datos utilizados para encontrar la matriz de influencia. Distorsión de la superficie del espejo (arriba) y perfil de voltaje aplicado (abajo)

volts. Este proceso es muy delicado y el espejo puede ser fácilmente dañado, por esta razón se opto por trabajar con la forma inicial del espejo utilizando la corrección antes mencionada. (ec. 2.11)

La matriz \mathbf{V}^2 está formada por los cuadrados de los voltajes aplicados.

$$\mathbf{V}^2 = \begin{pmatrix} V_{1,1}^2 & V_{1,2}^2 & \dots & V_{1,19}^2 \\ V_{2,1}^2 & V_{2,2}^2 & \dots & V_{2,19}^2 \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ V_{19,1}^2 & V_{19,2}^2 & \dots & V_{19,19}^2 \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Como V es una matriz cuadrada de 19×19 , y Y_{def} es una matriz $N \times 19$, la matriz de influencia se puede calcular invirtiendo la matriz V y multiplicandola por Y_{def} .

$$\mathbf{M}_i = (\mathbf{V}^2)^{-1} \cdot \mathbf{Y}_{def} \quad (2.14)$$

Utilizando la ecuación 2.14 y los valores de las matrices \mathbf{V} y \mathbf{Y}_{def} que se muestran en la figura 2.9, se encontró la matriz de Transformación ó Influencia (Figura 2.10)

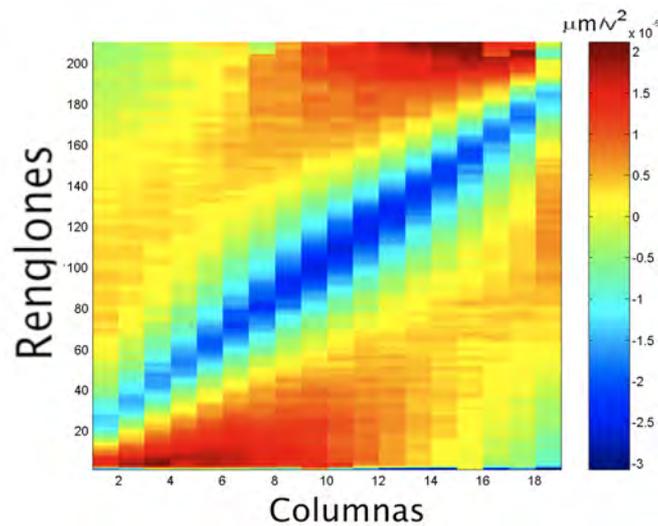


Figura 2.10: Matriz de Influencia

A partir de la Matriz de Influencia, para un conjunto de voltajes aplicados $\vec{V}^2 = [V_1^2, V_2^2, \dots, V_{19}^2]$

la forma de la superficie del espejo $\vec{Y} = [y_1, y_2, \dots, y_N]$ puede ser recuperada de la siguiente manera:

$$\begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ y_N \end{pmatrix} = \mathbf{M}_i \bullet \begin{pmatrix} V_1^2 \\ V_2^2 \\ \cdot \\ \cdot \\ V_{19}^2 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} d_{01} \\ d_{02} \\ \cdot \\ \cdot \\ d_{0N} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

N puede tomar cualquier valor y depende del número de pixeles de las imágenes de los interferogramas, en este caso N=210.

Con la matriz de influencia no es necesario obtener un interferograma cada vez que se utiliza el espejo para conocer la forma de su superficie. Conociendo únicamente el voltaje aplicado a cada actuador se puede reconstruir la forma del espejo.

Se puede interpolar los valores de las deformaciones para que la matriz de Influencia sea cuadrada, pero se pierden datos al momento de reconstruir una superficie a partir de los voltajes aplicados. Por esta razón se trabajó con la matriz de 210 x 19. La interpolación fué necesaria para invertir la matriz \mathbf{M}_i y encontrar teóricamente los voltajes necesarios para tener un espejo plano. Despejando \vec{V}^2 de la ecuación 2.14 se obtiene:

$$\vec{V}^2 = \frac{\vec{Y}_{def} - D_0}{\mathbf{M}_i} \quad (2.16)$$

y se quiere que $\vec{Y}_{def} = \vec{0}$, entonces se tiene la siguiente ecuación:

$$\vec{V}_{plano}^2 = -\vec{D}_0 \mathbf{M}_i^{-1} \quad (2.17)$$

Para poder mover la superficie en ambas direcciones se utilizó un voltaje inicial \vec{V}_i en todos los actuadores. con este cambio la ecuación 2.17 quedó:

$$\vec{V}_{plano}^2 = \frac{-\mathbf{M}_i \vec{V}_i^2 - \vec{D}_0}{\mathbf{M}_i} \quad (2.18)$$

Utilizando a $\vec{V}_i = \vec{120}$ para todos los actuadores se obtuvieron que los voltajes necesarios para

tener un espejo plano, que fueron:

$$\vec{V} = \begin{pmatrix} 16V \\ 62V \\ 279V \\ 54V \\ 253V \\ 203V \\ 1V \\ 55V \\ 420V \\ 193V \\ 400V \\ 123V \\ 291V \\ 38V \\ 30V \\ 82V \\ 274V \\ 164V \\ 54V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -0,99v \\ -,87v \\ 1v \\ -0,90v \\ 1v \\ 0,42v \\ -1v \\ -0,89v \\ 1v \\ 0,28v \\ 1v \\ -0,48v \\ 1v \\ -0,95v \\ -0,97v \\ -0,77v \\ 1v \\ -0,07v \\ -0,90v \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

La primera columna muestra los voltajes aplicados en volts y la segunda columna son los valores correspondientes para el programa que controla al espejo según la ecuación 2.9. El voltaje máximo que se puede dar a los actuadores en el programa es 241V que equivale a 1v.

En la figura 2.11 se muestra la forma de espejo obtenida al aplicar los voltajes de la ecuación 2.19

No se obtuvo una superficie completamente plana porque no fué posible introducir todos los voltajes obtenidos, ya que algunos eran mayores al máximo permitido, en estos casos se utilizó el máximo. Otra razón por la cual no se obtuvo la superficie esperada es que dos conjuntos de voltajes pueden producir deflecciones similares salvo un corrimiento general de la posición de la membrana, que el método interferométrico no puede detectar. [7]

Las gráficas de las figuras(2.12, 2.13, 2.14) son los resultados del funcionamiento de la matriz de influencia. En azul se muestra la forma de la superficie del espejo que se obtiene al analizar el interferograma. En verde se muestra la forma de la superficie del espejo reconstruida a partir del perfil de voltajes aplicado y la Matriz de Influencia.

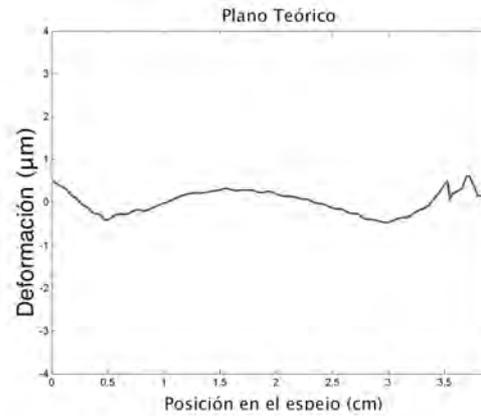


Figura 2.11: Superficie del espejo obtenida al aplicar los voltajes necesarios para obtener una superficie plana

La Matriz de Influencia reconstruye muy bien las superficies cuando se le aplican voltajes menores a 200 a todos los actuadores, o si se le aplican voltajes mayores a 200 solo a unos cuantos actuadores (≈ 4). Esto es claro en las últimas dos gráficas, ambas tienen un perfil senoidal de voltajes pero la primera tiene una amplitud de 60V y está desplazada 60V y la segunda tiene una amplitud de 100V y está desplazada 120V. La primera se ajusta muy bien (diferencia máxima $0,16\mu m$) y la segunda se parece la forma pero se separa de la forma obtenida a partir del interferograma (diferencia máxima $2\mu m$). Las diferencias se estiman sin tomar en cuenta las orillas del espejo (5mm de cada lado). Para tener un mejor control de la superficie es preferible no utilizar voltajes altos (más de 150V) en más de 4 actuadores. Las diferencias que se observan pueden deberse a que se está suponiendo que la deformación del espejo es proporcional al cuadrado del voltaje aplicado.

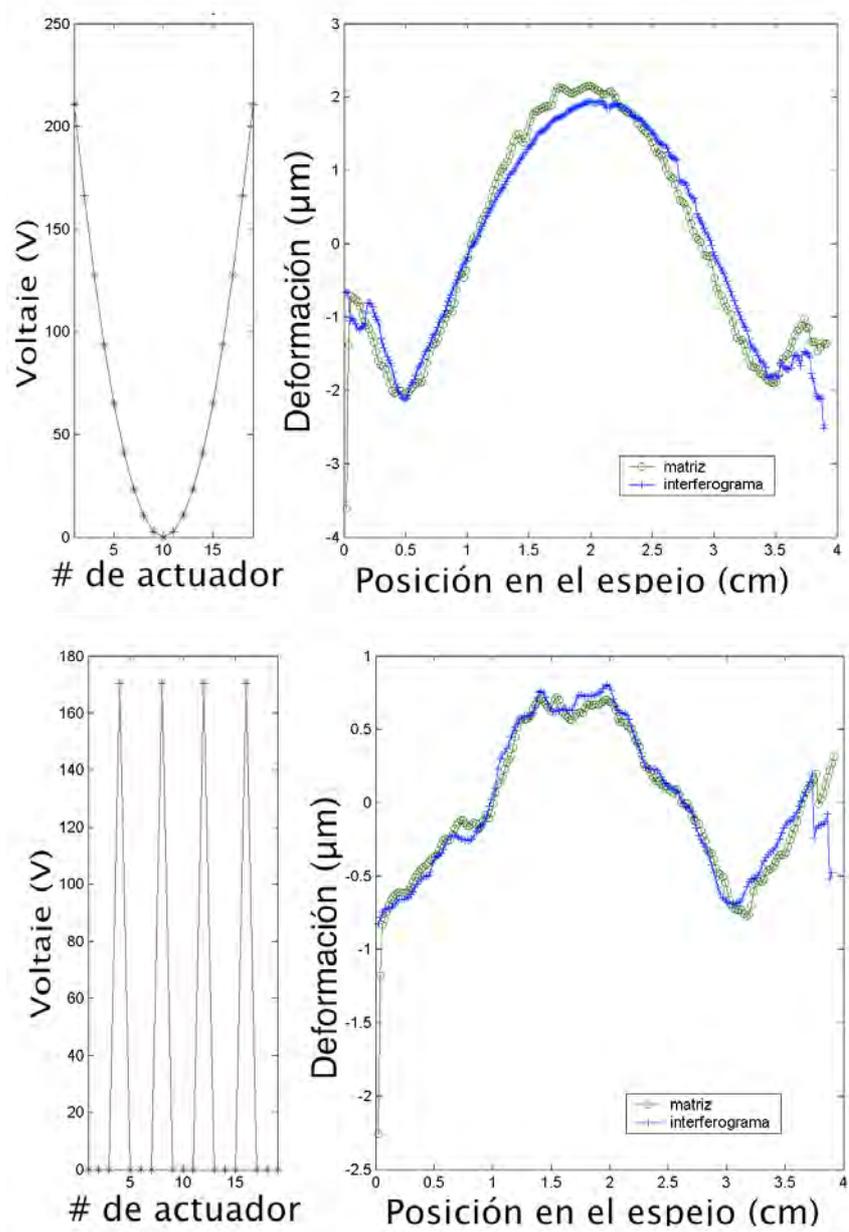


Figura 2.12: Comparación de la superficie del espejo obtenida directamente del interferograma y a través de la matriz de influencia.

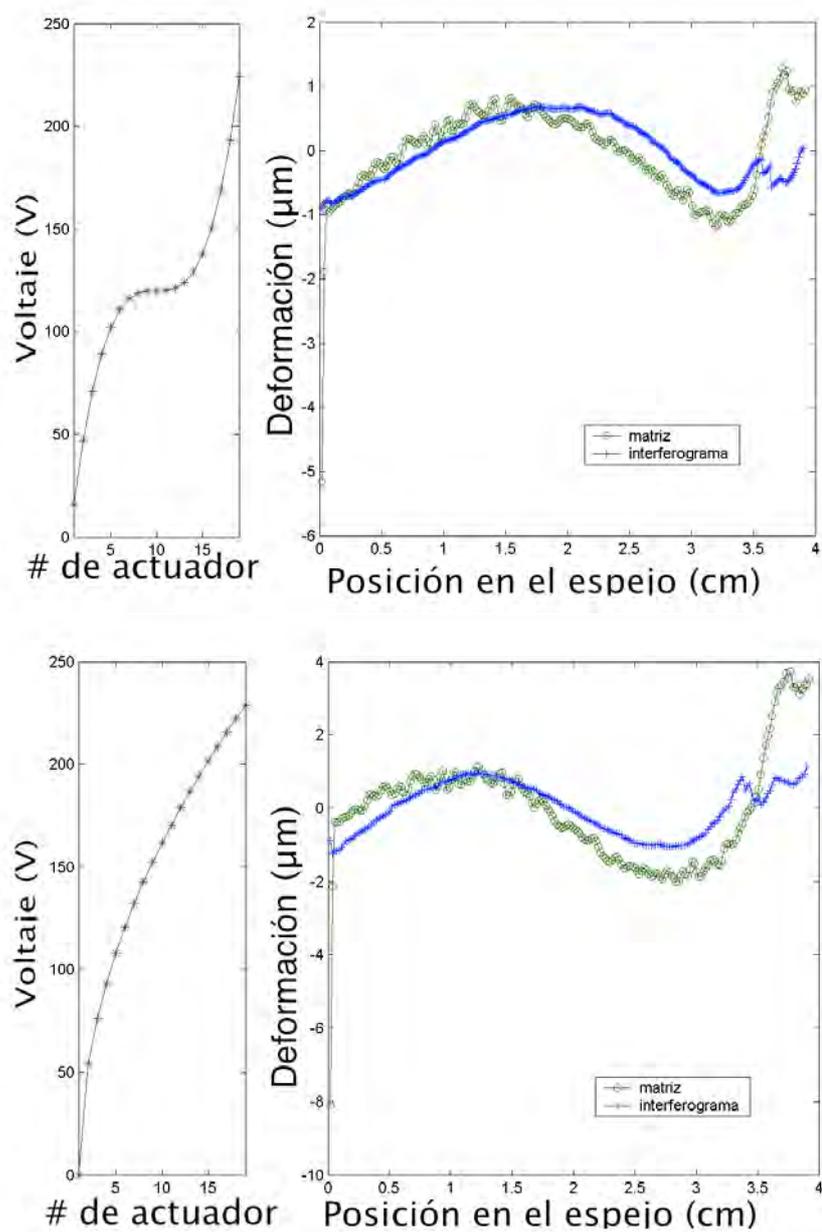


Figura 2.13: Comparación de la superficie del espejo obtenida directamente del interferograma y a través de la matriz de influencia.

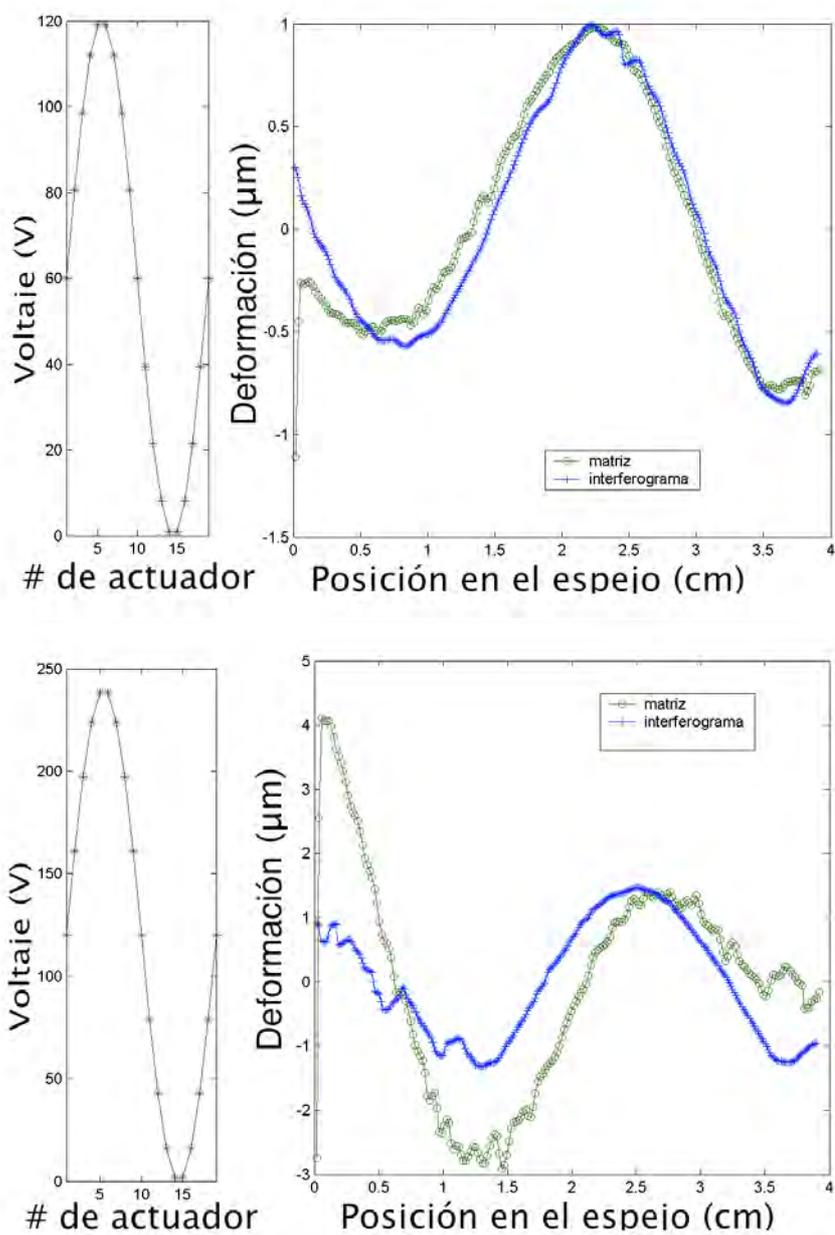


Figura 2.14: Comparación de la superficie del espejo obtenida directamente del interferograma y a través de la matriz de influencia.

Capítulo 3

Reconfiguración de pulsos

La reconfiguración de pulsos es utilizada en diversas aplicaciones, la más común es recomprimir pulsos. Los pulsos de femtosegundos, por su estructura espectral, son fácilmente alterados en tiempo, lo cual puede generar que se ensanche al pasar por dispositivos ópticos; con un reconfigurador de pulsos se puede compensar los efectos de los dispositivos ópticos y así recomprimir.[15] También se utilizan en aplicaciones de femtoquímica para que ciertos procesos inicien. Al cambiar la forma de un pulso se puede maximizar la eficiencia de algún proceso no lineal. La compresión del perfil de intensidad da como resultado pulsos más cortos y potencias pico más grandes. Se necesitan pulsos con relaciones de fase controlables para la excitación coherente multifotónica y para la excitación selectiva. [29]

Mientras que los pulsos de ns y ps se pueden modificar electrónicamente, por ejemplo con moduladores electro-ópticos, para los pulsos de fs es necesario utilizar técnicas totalmente ópticas. La dispersión puede acortar o alargar un pulso dependiendo de su chirp inicial. La absorción saturada tiende a escalonar la orilla del pulso.

La compresión de pulsos ópticos es análoga a la técnica para reconfigurar pulsos de radar. La implementación de esta técnica en la óptica se dio a finales de los 60. [1] [22]

Para reconfigurar un pulso es necesario modular la fase del pulso. La fase espectral se modifica sin alterar la intensidad espectral. Debido a la relación que existe entre los dominios temporal y espectral al alterar la fase espectral del pulso, cambiará el perfil temporal de éste.

La reconfiguración de pulsos se realiza colocando un modulador de intensidad o fase en el plano de Fourier de una rejilla de difracción. Existen distintos dispositivos para modular la fase espectral de los pulsos como son las pantallas de cristal líquido, moduladores acusto-ópticos y espejos

deformables. La desventaja de los moduladores de cristal líquido es que están pixelados, por lo que introducen cambios escalonados en la fase espectral. Los cambios escalonados reducen el contraste del pulso y producen bandas temporales en las orillas, Las longitudes de onda que inciden en el espacio entre los pixeles, permanecen sin modulación. La ventaja de estos moduladores al igual que los moduladores acusto-ópticos es que también pueden modular la intensidad espectral. La ventaja de los espejos deformables es que estos generan cambios continuos en la fase espectral. [29] [30]

3.1. Cambio de la fase espectral

El frente de onda que llega al espejo sobre el plano de Fourier, tendrá un cambio en su fase espectral al reflejarse en un espejo no plano. El cambio en la fase espectral está dado por:

$$\Delta\varphi = k2\Delta x \quad (3.1)$$

donde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ entonces se tiene:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}2\Delta x$$

Δx es la deformación en cada punto del espejo. Cada longitud de onda recorre un camino óptico con tamaño distinto $2\Delta x$. Para calcular el cambio de fase espectral se necesita conocer como están distribuidas las frecuencias sobre el plano del espejo y para ello hay que obtener el factor de calibración y así encontrar $\lambda(x)$. El cálculo de este factor está en la sección 3.2.1. Ya que se tiene a la longitud de onda como función de la posición se utiliza la ecuación siguiente y se obtiene el cambio local de la fase espectral $\overrightarrow{\Delta\varphi}$

$$\overrightarrow{\Delta\varphi} = \frac{4\pi\overrightarrow{Y}_{def}}{\lambda(x)} \quad (3.2)$$

\overrightarrow{Y}_{def} = deformación del espejo
 x = posición sobre el espejo deformable.

Utilizando el factor de calibración calculado en la sección 3.2.1 y las características del láser Ti:Al₂O₃ descritas en la sección 1.1.2, se calculó el cambio de fase espectral que introduce el espejo, para algunas configuraciones de voltaje (Figura 3.1).

Al igual que para la deformación del espejo se puede encontrar la matriz de transformación de fase y a través de su inversa (Figura 3.3) se puede calcular el perfil de voltajes necesarios para obtener la fase deseada.

$$\overrightarrow{V}^2 = (\mathbf{M}_{if})^{-1}\overrightarrow{f} \quad (3.3)$$

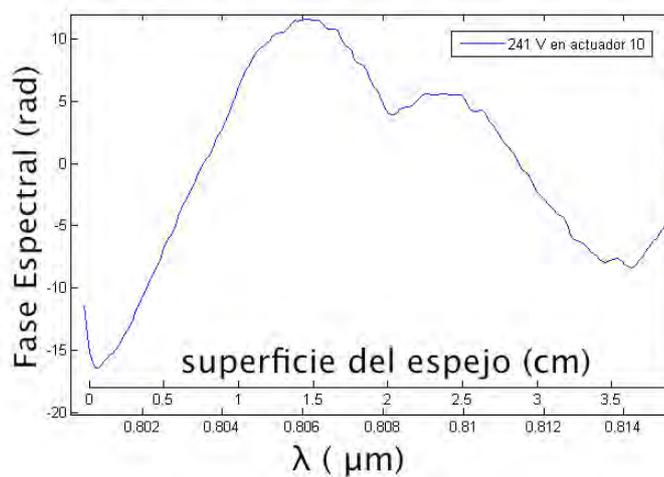


Figura 3.1: Se muestra el cambio de la fase espectral generado al poner máximo voltaje en el actuador 10

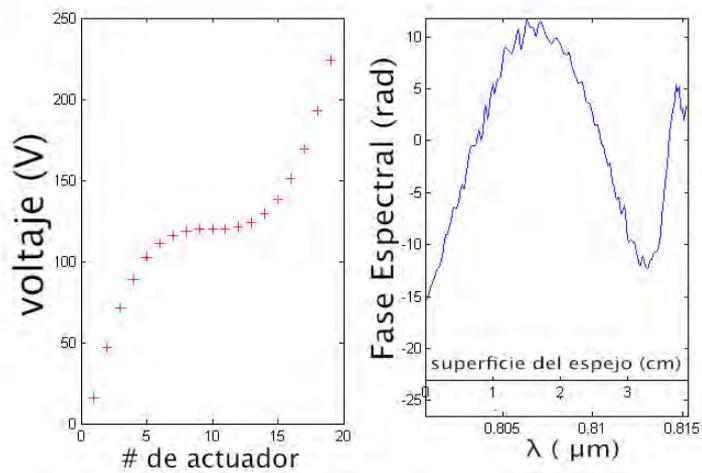


Figura 3.2: Se muestra el cambio de la fase espectral generado al utilizar la configuración de voltajes que se muestra

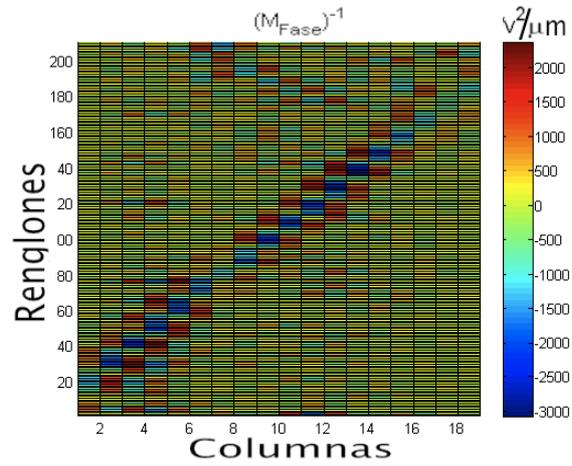


Figura 3.3: Matriz Inversa del cambio de fase

\vec{f} es la fase propuesta
 \vec{V} el perfil de volatjes

En las figuras 3.4 y 3.5 se muestra una propuesta de fase y la fase obtenida al aplicar estos voltajes utilizando la matriz de cambio de fase, los voltajes calculados y el perfil de intesidades del pulso de entrada y de salida.

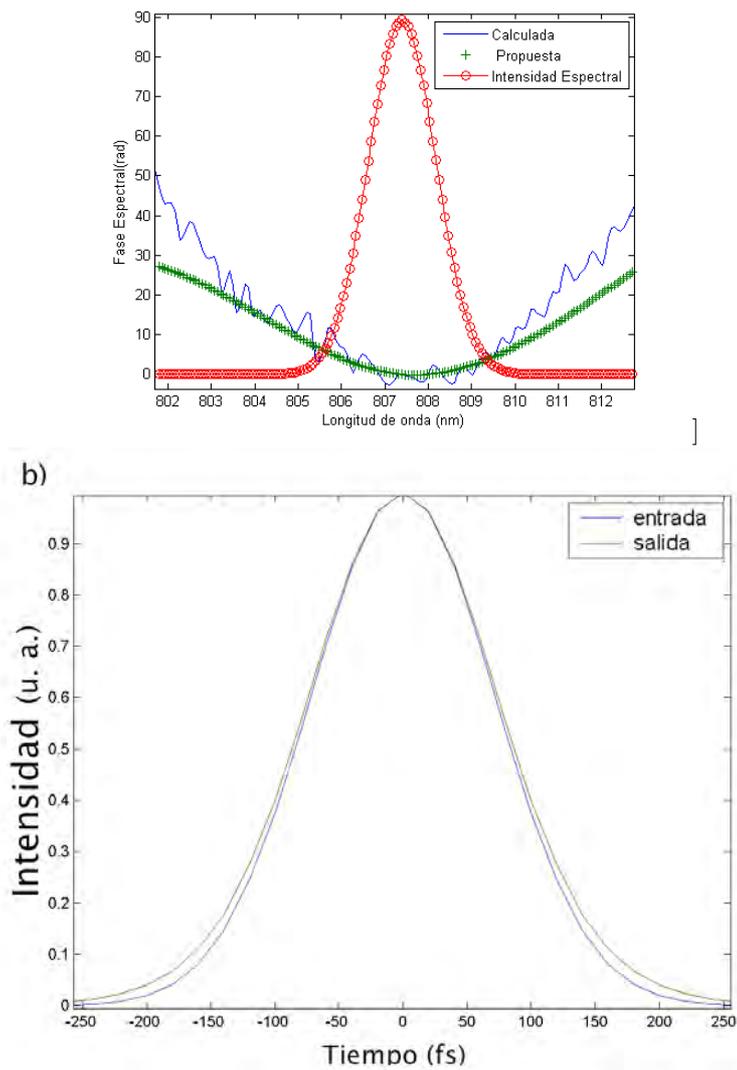


Figura 3.4: Fase propuesta, la fase espectral calculada y la intensidad espectral del pulso. Perfil de Intensidad del pulso de entrada y de salida

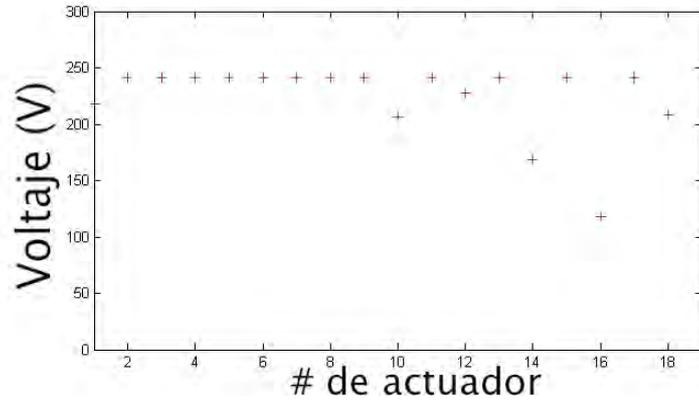


Figura 3.5: Voltajes calculados para lograr un cambio de fase propuesto

3.2. Método utilizado para la reconfiguración de pulsos

Es deseable tener un reconfigurador de pulsos que permita un diseño de fase espectral en un solo paso, sin utilizar procesos iterativos, permitiendo una convergencia rápida. Al controlar directamente la superficie del espejo deformable se puede cambiar la fase espectral del pulso y así modificar el perfil temporal.[7] En las ecuaciones 1.15 y 1.15 se puede ver que al cambiar la fase espectral se alterará el perfil temporal del pulso.

El reconfigurador de pulsos se basa en un diseño sin dispersión que incorpora una rejilla de difracción de 1200 lineas/mm , acomodada en una configuración $2f$ con el espejo deformable situado en el plano de Fourier de un espejo cóncavo con distancia focal 500 mm . Los pulsos provenientes de un láser Ti:zaf de auto amarre de modos, centrados en $807,4 \text{ nm}$ con un ancho de banda de 7 nm son dispersados con la rejilla de difracción para generar un espectro de línea. El espectro se extiende sobre la abertura del espejo deformable y cubre toda la superficie del espejo (mide 45 mm).

El espejo deformable tiene una ligera inclinación vertical para que cuando los pulsos incidan sobre él, éstos regresan en un plano diferente de los que inciden para poder desviarlos y analizarlos.

3.2.1. Medición del factor de calibración para el sistema

Se colocó una rejilla en el lugar del espejo deformable y se midió el espectro con un espectrómetro NIP Standard USB para longitudes de onda entre 700 nm y 1050 nm con una resolución de 1 nm . Se fue desplazando la rejilla a lo largo del plano del espejo (Figura 3.6) y se midió el espectro

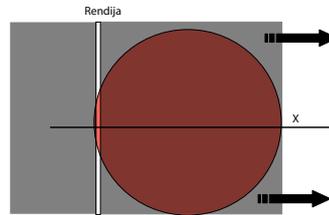


Figura 3.6: Corte transversal del haz de salida y la rendija para medir el espectro

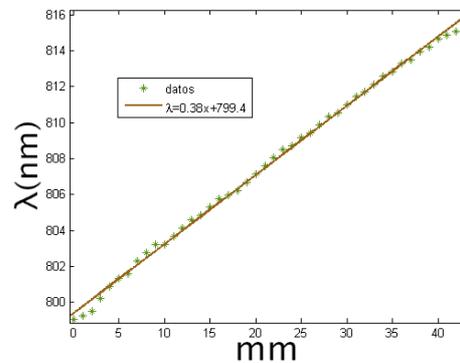


Figura 3.7: Gráfica de la distribución de longitudes de onda sobre el espejo deformable

cada milímetro. En cada posición de la rejilla se midió el máximo de la distribución espectral. Posteriormente se graficó la longitud de onda central vs la posición (Figura 3.7).

Se le ajusto una recta a los datos obtenidos. A la pendiente de esta recta se le conoce como el factor de calibración σ .

Se obtuvo que $\sigma = 0,38 \text{ nm/mm}$

3.3. *Chirp* Espacial

Al escribir la ecuación que describe al campo eléctrico de los pulsos (ec.1.9) se asumió que el campo complejo del pulso se puede separar en un producto de los factores temporales y espaciales, y sólomente se trabajó con la parte temporal del pulso. Esta suposición es válida para pulsos suaves emitidos por la mayoría de los láseres ultracortos, sin embargo, es relativamente sencillo

crear pulsos que violen esta suposición. Algunos compresores o reconfiguradores pueden introducir dispersión angular al pulso. Esta dispersión hace que las longitudes de onda presentes se separen espacialmente, a esto se le conoce como *chirp* espacial. Al hacer una medición espectral se tendrán distintos espectros para cada región.

El *chirp* espacial es un efecto no deseable para los sistemas que caracterizan a los pulsos, ya que afecta la intensidad de autocorrelación y puede confundir al algoritmo de FROG.[26] El *chirp* espacial se calcula de la siguiente forma:

$$\zeta = \left| \frac{\Delta d}{\lambda_2 - \lambda_1} \right| \quad (3.4)$$

λ_1 es la longitud de onda menor y λ_2 es la longitud de onda mayor presentes en el haz. Δd es la separación correspondiente de las dos longitudes de onda al salir del sistema.

3.3.1. Medición del *chirp* espacial a la salida del reconfigurador

Existen dos formas de calcular el *chirp* espacial, la utilizada en este caso fue, medir la longitud de onda central λ_0 para distintas posiciones sobre un plano perpendicular al haz de salida. [31]

El *chirp* espacial v está dado por:

$$v = \frac{d\lambda_0(x)}{dx} \quad (3.5)$$

Al igual que para encontrar el factor de calibración, se colocó una rendija sobre una montura con desplazamiento micrométrico y un espectrómetro perpendicular a la dirección de propagación del haz de salida. Se fue desplazando la rendija y se tomó el espectro en distintos puntos sobre una línea centrada en el haz (Figura 3.6). Se hicieron mediciones cada 0,25 mm, cubriéndose un total de 2,5 mm.

Se graficó la longitud de onda central de cada espectro vs. posición y con esto se obtuvo $\lambda_0(x)$. Se realizó este procedimiento para tres configuraciones distintas del espejo. En la figura 3.8, se muestran los resultados obtenidos para las distintas configuraciones.

En los tres casos ajustamos $\lambda_0(x)$ con una recta, por lo que el *chirp* espacial v será una constante dada por la pendiente de las rectas obtenidas.

$$\begin{aligned} v_a &= 0,48nm/mm \\ v_b &= 2,48nm/mm \\ v_c &= 1,44nm/mm \end{aligned} \quad (3.6)$$

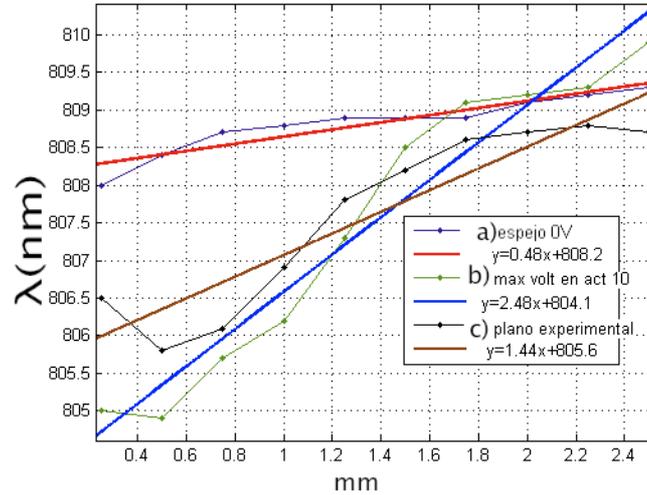


Figura 3.8: $\lambda_0(x)$ a la salida del reconfigurador a)espejo sin voltaje, b)espejo con voltaje máximo(241V) en actuador 10 c)espejo con voltaje para hacerlo plano

3.3.2. Cálculo del *chirp* espacial a la salida del reconfigurador

Para explicar y entender los datos obtenidos en la sección anterior se hizo un cálculo teórico del *chirp* espacial introducido por el sistema. Este sistema de reconfiguración de pulsos de femto-segundos ha sido cuestionado respecto al problema o efecto introducido de *chirp* espacial por el espejo deformable, por lo que primero se comparó el *chirp* que introduce el espejo deformable con él que introduce la aberración esférica del espejo cóncavo en el sistema para reconfigurar los pulsos (Figura 3.10)

La rejilla de difracción tiene $\frac{1}{d} = 1200$ *lineas/mm*, entonces, $d = 8,33 \times 10^{-4}$ *mm*, el espejo esférico tiene un radio de curvatura de $R = 100$ *cm*, la rejilla de difracción y el espejo deformable están colocados sobre un plano perpendicular al eje óptico del espejo esférico a una distancia de 50 *cm* del espejo y separados una distancia $s = 10$ *cm* entre sí.

El láser incidente forma un ángulo de $\alpha = 0^\circ$ grados con la normal de la rejilla. Al difractarse, los rayos saldrán con un ángulo β respecto a la normal de la rejilla.

$$\beta(\lambda) = \arcsin\left(\frac{m\lambda}{d} - \sin(\alpha)\right) \quad (3.7)$$

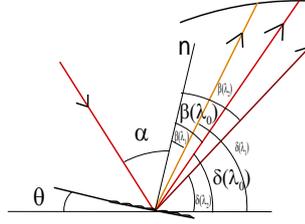


Figura 3.9: El láser incide en la rejilla y se difracta con un ángulo β respecto a la normal de la rejilla

Se tomó como longitud de onda central $\lambda_0 = 807,4 \text{ nm}$, y un ancho de banda de $\Delta \lambda = 7 \text{ nm}$ que corresponden al láser utilizado $m=1$ primer orden. Todos los ángulos y variables con subíndice 0 son para la longitud de onda central.

$$\delta_0 = \arctan(R/s) \quad (3.8)$$

$$\delta_0 = 80,29^\circ$$

$$\theta = -90^\circ + \delta_0 + \beta(0) \quad (3.9)$$

$$\theta = 69,96^\circ$$

La posición de la rejilla de difracción está descrita por:

$$y = \tan(\theta)(x + s/2) + R/2 \quad (3.10)$$

λ	β	δ	x_1	y_1
803.9	74.73°	85.23°	$-s/2$	$R/2$
807.4	75.67°	84.29°	$-s/2$	$R/2$
810.9	76.68°	83.28°	$-s/2$	$R/2$

Se hicieron dos trazos de rayos, uno suponiendo un espejo sin aberración esférica y aplicándole una deformación máxima al espejo. El otro supone que el espejo deformable es plano y se tomó en cuenta la aberración esférica.

Para cada longitud de onda que sale de la rejilla de difracción se obtuvo la pendiente m_1 y la ordenada al origen b_1 .

$$m_1(\lambda) = \tan \delta = \tan \delta_0 + \beta_0 - \beta \quad (3.11)$$

$$b_1(\lambda) = m_1 f + \frac{s}{2} \quad (3.12)$$

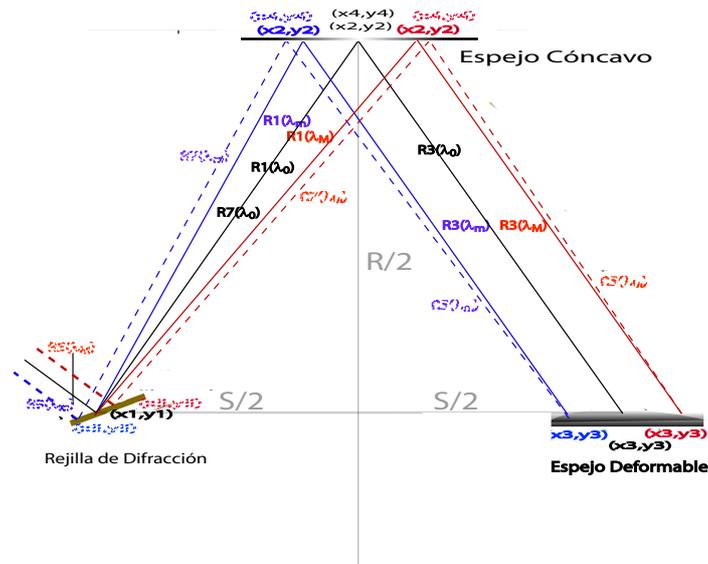


Figura 3.10: Esquema del reconfigurador de pulsos con las etiquetas de cada recta calculada

y se calculó el punto en el cual tocan al espejo cóncavo.

$$x_2(\lambda) = \frac{-2m_1b_1 + \sqrt{(2m_1b_1)^2 - 4(m_1^2 + 1)(b_1^2 - R^2)}}{2(m_1^2 + 1)} \quad (3.13)$$

$$y_2(\lambda) = \sqrt{R^2 - x_2^2} \quad (3.14)$$

CASO1

Utilizando óptica geométrica, se supone que los rayos que se reflejan en el espejo provenientes de un objeto en el plano focal formarán una imagen en infinito (saldrán paralelos) y que los rayos provenientes de la rejilla paralelos al eje óptico del espejo pasarán por el foco $(0, R/2)$ al ser reflejados. Para encontrar la pendiente m_3 del rayo reflejado, se calcula la intersección (x'_2, y'_2) entre el espejo cóncavo y un haz que sale de la rejilla perpendicular al eje óptico.

$$x'_2 = -\frac{s}{2} \quad (3.15)$$

$$y'_2 = \sqrt{R^2 - x'^2_2} \quad (3.16)$$

Se obtiene la pendiente m_3 de la recta que pasa por este punto y que corta al eje en $R/2$. Esta pendiente será la misma pendiente que la de las rectas reflejadas. Se calcula b_3 para cada longitud de onda.

$$m_3 = \frac{y'_2 - \frac{R}{2}}{x'_2 - 0} \quad (3.17)$$

$$b_3(\lambda) = -m_3 x'^2_2 + y'^2_2 \quad (3.18)$$

El espejo deformable se colocó perpendicular a los rayos provenientes del espejo cóncavo. Los parámetros m_4 y b_4 describen a la recta en la que se encuentra colocado el espejo deformable y el punto $(x_3(\lambda), y_3(\lambda))$ es donde toca cada rayo al espejo deformable.

$$m_4 = -\frac{1}{m_3} \quad (3.19)$$

$$b_4 = -m_4 \frac{s}{2} + \frac{R}{2} \quad (3.20)$$

$$x_3(\lambda) = \frac{b_3 - b_4}{m_4 - m_3} \quad (3.21)$$

$$y_3(\lambda) = -m_4 x_3 + b_4 \quad (3.22)$$

En caso de no tener deformación en el espejo, los rayos regresarán al punto de partida por el mismo camino. Esto quiere decir que con un espejo plano y sin aberración esférica $chirp_e = 0$.

Suponiendo una deformación del espejo, se calcula la pendiente m_d , que es la tangente de la deformación en los puntos en los que toca cada uno de los rayos analizados. De las superficies obtenidas se utilizó una con deformación grande (máxima deflexión $\approx 4\mu m$) (Figura 3.11).

Se calcula la recta $y = m'_4 x + b'_4$ en la cual se reflejará cada longitud de onda:

$$m'_4(\lambda) = \frac{m_4 + m_d}{1 - m_d m_4} \quad (3.23)$$

$$b'_4(\lambda) = -m'_4 x_3 + y_3 \quad (3.24)$$

Se calcula la pendiente m_n de la normal a la recta $y = m'_4 x + b'_4$, y se calcula la pendiente m_{dif} que es la tangente del ángulo formado entre el rayo incidente y la normal a la superficie del espejo (MMDM).

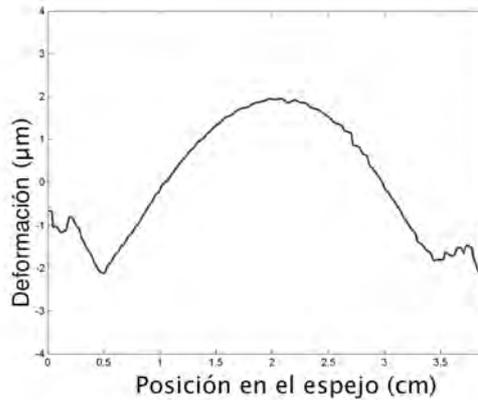


Figura 3.11: Deformación utilizada para los cálculos del *chirp* espacial

Los haces que salen del espejo deformable estarán dados por:

$$m_5(\lambda) = \frac{m_n + m_{dif}}{1 - m_n m_{dif}} \quad (3.25)$$

$$b_5(\lambda) = -m_5 x_3 + y_3 \quad (3.26)$$

Se calcula el punto en el cual toca cada rayo que regresa al espejo cóncavo.

$$x_4(\lambda) = \frac{-2m_5 b_5 + \sqrt{(2m_5 b_5)^2 - 4(m_5^2 + 1)(b_5^2 - R^2)}}{2(m_5^2 + 1)} \quad (3.27)$$

$$y_4(\lambda) = \sqrt{R^2 - x_4^2} \quad (3.28)$$

Se calcula el punto (x'_4, y'_4) donde toca al espejo cóncavo una recta paralela a R5 que cruza al eje y en el foco.

$$x'_4 = \frac{-2f m_5 - \sqrt{(2m_5 f)^2 - 4(m_5^2 + 1)(f^2 - R^2)}}{2(m_5^2 + 1)} \quad (3.29)$$

$$y'_4 = \sqrt{R^2 - x_4'^2} \quad (3.30)$$

El punto (x_5, y_5) en el cual regresa cada haz a la rejilla de difracción estará dado por:

$$x_5 = x'_4 \quad (3.31)$$

$$y_5 = m_r x_5 + b_r \quad (3.32)$$

m_r y b_r son la pendiente y la ordenada al origen de la ecuación 3.10.

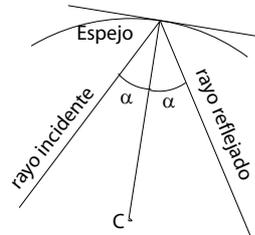


Figura 3.12: Reflexión en un espejo cóncavo

La recta que describe a los rayos que van del espejo cóncavo a la rejilla de difracción está descrita por:

$$m_7 = \frac{y_5 - y_4}{x_5 - x_4} \quad (3.33)$$

$$b_7 = -m_7 x_5 + y_5 \quad (3.34)$$

Usando la ecuación de la rejilla 3.7 se obtiene la recta que sale del sistema de reconfiguración.

Se calcula la distancia entre los rayos con las distintas longitudes de onda y con esto se calcula el *chirp* espacial.

CASO 2

En este caso se hace un tratamiento similar al anterior, la diferencia es que al reflejarse un haz en el espejo cóncavo, éste saldrá con un ángulo igual al que entró respecto a la normal de la tangente en el punto en que incide (Figura 3.12).

El espejo deformable se coloca perpendicular al haz proveniente del espejo con frecuencia central. En este caso no todas las frecuencias saldrán del espejo cóncavo con la misma pendiente, por lo que cada frecuencia regresará por un camino distinto al de entrada aunque el espejo deformable permanezca plano.

En la figura 3.13 se muestran gráficamente los dos trazos de rayos para obtener el *chirp* espacial.

En el primer caso el *chirp* espacial es de $0,357 \text{ mm/nm}$ y en el segundo caso el *chirp* espacial es $0,2 \text{ mm/nm}$. El *chirp* espacial que introduce el espejo deformable es comparable al *chirp* espacial introducido por la aberración esférica del espejo cóncavo.

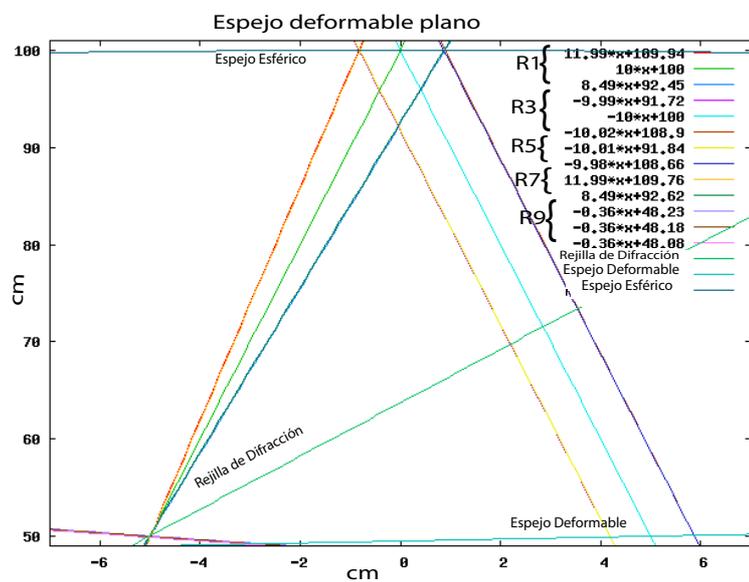
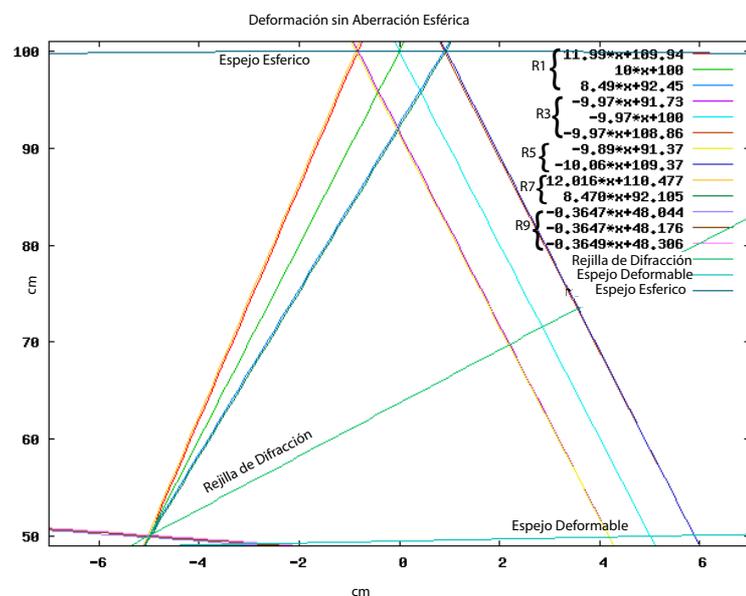


Figura 3.13: Trazo de rayos para encontrar el *chirp* espacial. a) sin considerar la aberración esférica del espejo cóncavo con MMDM deformado. b) Con MMDM plano y considerando la aberración esférica del espejo cóncavo

3.3.3. Comparación entre el *chirp* espacial medido y el calculado

El *chirp* espacial es un efecto espacio-temporal común, pero su parametrización es vaga. El *chirp* espacial puede ser introducido por distintas operaciones, por ejemplo, cuando un pulso se propaga en un substrato inclinado. En el siglo XXI se intensificó el interés en el estudio espacio-temporal de los pulsos ultracortos. Un gran número de métodos se ha propuesto para medir la características espacio-temporales. [31]

Existen dos definiciones distintas de *chirp* espacial que serán referidas como “dispersión espacial” y “gradiente de frecuencia”. Para haces gaussianos y pulsos, la relación entre estos dos parámetros es análoga a la relación que existe entre los parámetros que describen al *chirp* temporal en el dominio temporal y espectral.

Una de las formas de medir el *chirp* espacial consiste en medir la posición central del haz x_0 , para cada frecuencia presente en el haz. La derivada de esta función es una medida natural del *chirp* espacial y se le llama “dispersión espacial (ζ)”

$$\zeta = \frac{dx_0}{d\omega} \quad (3.35)$$

La otra forma para medir el *chirp* espacial del sistema, es encontrar la longitud de onda central para distintas posiciones.

$$v = \frac{d\omega_0}{dx} \quad (3.36)$$

Los dos parámetros anteriores caracterizan al *chirp* espacial, pero no son recíprocos mutuos. En la ausencia de *chirp*, ambos parámetros son 0.

Es necesario tener una relación entre ambos parámetros para poder comparar los datos obtenidos con los cálculos realizados.

En presencia de *chirp* espacial, la expresión del campo eléctrico $E(x, \omega)$ se vuelve una función de dos variables, en la cual la dependencia espacial y espectral están acopladas. La expresión en términos de la dispersión espacial se puede escribir de la siguiente forma:

$$E(x, \omega) = E_\omega E_x(x - \zeta\omega) \quad (3.37)$$

Se supone que se tienen un espectro y un perfil espacial gaussianos.

$$E_\omega(\omega) = e^{-\left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2} \quad (3.38)$$

$$E_x(x) = e^{-\left(\frac{x}{\Delta x}\right)^2} \quad (3.39)$$

$\Delta\omega$ ancho de banda del haz y Δx es el ancho del haz para una frecuencia particular.

El campo para un pulso con dispersión espacial será:

$$E(x, \omega) = E_0 \exp\left[-\left(\frac{\omega}{\Delta\omega}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{x - \zeta x}{\Delta x}\right)^2\right] \quad (3.40)$$

Se puede reorganizar esta expresión y describirla

$$E(x, \omega) = E_0 \exp\left[-\left(\frac{x}{\Delta x'}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{\omega - v\omega}{\Delta\omega'}\right)^2\right] \quad (3.41)$$

donde

$$v_\omega = \frac{\zeta_\omega}{\zeta_\omega^2 + \left(\frac{\Delta x}{\Delta\omega}\right)^2} \quad (3.42)$$

[31]

Tanto para los cálculos como para las mediciones se trabajó con la longitud de onda, por lo que ζ_λ y v_λ tendrán las siguientes expresiones.

$$\zeta_\lambda = \frac{dx_0(\lambda)}{d\lambda} \quad (3.43)$$

$$v_\lambda = \frac{d\lambda_0(x)}{dx} \quad (3.44)$$

Se necesita conocer la relación entre estos dos parámetros.

$$\frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{d\left(\frac{2\pi c}{\omega}\right)}{d\omega} = \frac{-2\pi c}{\omega^2} \quad (3.45)$$

$$\zeta_\omega = \frac{dx_0}{d\omega} = \frac{dx_0}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{-2\pi c}{\omega^2} \zeta_\lambda \quad (3.46)$$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \Rightarrow \Delta\omega = \frac{2\pi c}{\lambda^2} \Delta\lambda \quad (3.47)$$

$$v_\omega = \frac{d\omega_0}{dx} = \frac{d\left(\frac{2\pi c}{\lambda_0}\right)}{dx} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \frac{d\lambda_0}{dx} = -\frac{2\pi c}{\lambda_0^2} v_\lambda \quad (3.48)$$

Sustituyendo las ecuaciones 3.46, 3.48 y 3.48 en la ecuación 3.42 se obtiene que la relación para los parámetros en términos de la longitud de onda es la misma que la que se tenía en términos de frecuencias.

$$v_\lambda = \frac{\zeta_\lambda}{\zeta_\lambda^2 + \left(\frac{\Delta x}{\Delta\lambda}\right)^2} \quad (3.49)$$

Si la dispersión espacial ζ es mucho mayor que $\frac{\Delta x}{\Delta \lambda}$ entonces $v \approx \frac{1}{\zeta}$. Si la dispersión espacial es muy pequeña comparada con $\frac{\Delta x}{\Delta \lambda}$ los dos parámetros (v y ζ) son proporcionales.[31] Dado un ancho de banda $\Delta \lambda$ y un ancho del haz Δx , v toma su máximo valor $\frac{1}{2}(\frac{\Delta \lambda}{\Delta x})$ cuando $\zeta = \frac{\Delta x}{\Delta \lambda}$.

Aplicando la aproximación antes señalada, se calculó el máximo “gradiente de frecuencias” $v = \frac{1}{2}(\frac{\Delta \lambda}{\Delta x}) = \frac{1}{2} \frac{1}{\zeta}$ para los resultados teóricos obtenidos en la sección 3.3.2. En la siguiente tabla se muestran los resultados teóricos y experimentales.

	Configuración del sistema	R. Teóricos Máximos	R. Experimentales
1 v_{max}	MMDM con deformación , s/ae	<u>1,4nm/mm</u>	
2 v	MMDM sin voltaje		<u>0,48nm/mm</u>
3 v_{max}	MMDM plano c/ae	<u>2,5nm/mm</u>	
4 v	MMDM ”plano”		<u>1,44nm/mm</u>
5 v	MMDM con máximo voltaje en act 10		<u>2,48nm/mm</u>

s/ae= sin considerar la aberración esférica del espejo cóncavo

c/ae = considerando la aberración esférica del espejo cóncavo

Los Renglones 1 y 2 tienen configuraciones del sistema similares. El MMDM sin voltaje tiene una deformación menor que la utilizada para los cálculos teóricos, sin embargo, tiene una forma similar a las figuras 2.5) y 3.11. Los Renglones 2 y 3 también tienen una configuración similar, la diferencia es que el plano experimental no es completamente plano (Figura 2.8). El máximo calculado en los dos casos es mayor a los datos experimentales. El máximo teórico podría ser un poco menor al considerar la aberración esférica del primer caso, ya que puede ser que se compense el *chirp* generado por la aberración esférica y el de la deformación.

Capítulo 4

Caracterización de los pulsos

Para medir un evento en el tiempo, se necesita un evento más corto, pero para medir este evento más corto se necesita uno todavía más corto y así sucesivamente.[26]

Para observar la acción de un evento rápido, dinamita explotando, una burbuja de jabón reventando, se requiere de un pulso de luz con una duración menor al evento para congelar la acción. Para medir la luz se requiere un sensor de luz cuya respuesta sea más rápida que el pulso de luz. Este proceso continúa hasta que se llega al evento más corto creado y medido hasta la fecha, los pulsos de attosegundos. [32]

Debido a que no existen dispositivos electrónicos lo suficientemente rápidos para resolver un pulso de femtosegundos, se utilizan técnicas alternativas que involucran básicamente arreglos interferométricos, espectrométricos y elementos ópticos no lineales. [6] El desarrollo de una técnica para medir la intensidad vs. tiempo del pulso se mantuvo como un problema sin resolver por muchos años. [26]

4.1. Autocorrelación

Con la autocorrelación se puede estimar la duración temporal. Un pulso descrito por $E(t)$ y una réplica del mismo, retardada un tiempo $t = \tau$, son recombinados en un elemento no lineal como un cristal que genere segundo armónico y posteriormente la señal producida por la recombinación es integrada por un detector lineal con una respuesta temporal ordinaria (nanosegundos ó microsegundos). [33] El cristal producirá luz al doble de la frecuencia de la luz de entrada, generación de segundo armónico, con un campo que estará dado por:

$$E_{sig}^{SHG}(t, \tau) \propto E(t)E(t - \tau) \quad (4.1)$$

donde τ es el retraso

Su intensidad es proporcional al producto de las intensidades de los dos pulsos de salida.

$$I_{sig}^{SHG}(t, \tau) \propto I(t)I(t - \tau) \quad (4.2)$$

Como los detectores son muy lentos para resolver temporalmente I_{sig}^{SHG} esta medida produce la integral temporal:

$$A^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (4.3)$$

La ecuación 4.3 es la definición de la función de autocorrelación de intensidad de segundo orden, o simplemente la autocorrelación.[26] El tiempo de retardo es fácilmente controlado por una platina con desplazamiento lento de alta resolución. Por ejemplo $100fs$ equivale a $30\mu m$, lo cual es fácilmente resuelto por una platina de hoy en día.

En la figura 4.1 se muestra un pulso gaussiano y la intensidad de su autocorrelación.

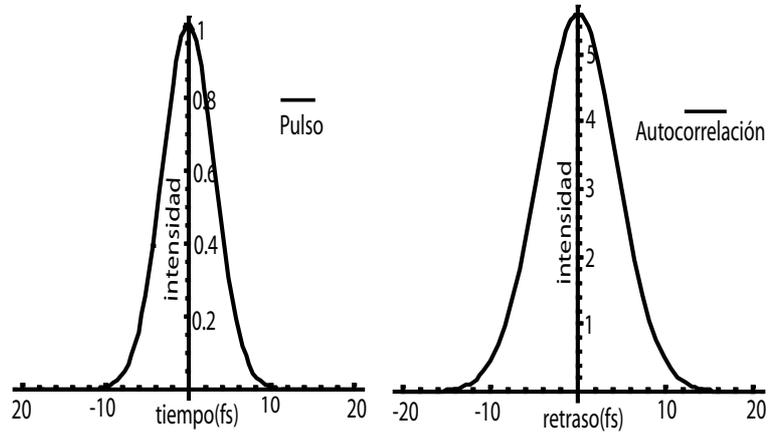


Figura 4.1: Pulso con intensidad gaussiana y su autocorrelación

El arreglo del autocorrelador consiste básicamente en un interferómetro de tipo Michelson. En éste, un pulso incidente es dividido en amplitud por un divisor de haz delgado, típicamente de 50-50.

Los pulsos son nuevamente recombinados con un tiempo de retardo relativo. El ancho del pulso de salida es medido de forma indirecta a partir de procesos ópticos no lineales, midiendo el grado de traslape entre pulsos a través de la detección de la energía total producida por la suma de frecuencias de segundo armónico (SHG) del cristal. Para la generación de segundo armónico, se emplea un cristal de BBO (Beta-Barium Borate) de $100\mu m$ de espesor. Este cristal está diseñado para convertir longitudes de onda determinadas, por lo que los pulsos a medir deben estar centrados alrededor de esta longitud de onda.

Cuando los dos haces con frecuencia fundamental inciden en el cristal de SHG, dos fotones se combinarán y darán lugar a uno con el doble de la frecuencia [34]. El mismo principio se aplica en el proceso de absorción de dos fotones.

La intensidad de salida del cristal BBO o la absorbida por el detector es proporcional al producto de las intensidades instantáneas de los pulsos traslapados. Por lo que la señal observada por el detector es proporcional al producto de las intensidades instantáneas de cada pulso por el área A del detector, integrada en el tiempo como se ve en la ecuación 4.3 [1] [33]

Esta medida no proporciona el ancho temporal directamente, pero es posible estimarlo suponiendo una determinada forma del perfil temporal.

4.2. FROG: *Frequency Resolved Optical Gating*

Las técnicas de medición para los pulsos de luz ultracortos que operan puramente en el dominio de tiempo (autocorrelación) o solamente en el dominio de frecuencias (espectro), dan resultados incompletos. Es necesario que se utilice otro método para caracterizar completamente los pulsos, considerando un dominio híbrido: el dominio tiempo-frecuencia.

Mediciones en este dominio involucran resoluciones tanto temporales como de frecuencia simultáneamente. Un ejemplo bien conocido de este tipo de mediciones es una partitura. Una partitura es una gráfica espectro vs. tiempo de una onda sonora. La onda es separada en pequeñas partes y se grafica el espectro de cada pedazo verticalmente, como una función del tiempo. También contiene información adicional de la intensidad contra tiempo en la parte superior.

La representación rigurosa de una partitura es un espectrograma y se escribe de la siguiente forma:

$$\sum_g^E(\omega, \tau) \equiv \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(T)g(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (4.4)$$

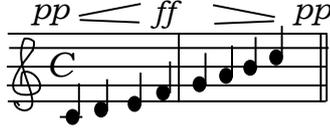


Figura 4.2: Gráfica de una onda acústica

$g(t - \tau)$ es una función compuerta de retraso variable. La técnica FROG es una autocorrelación que obtiene un espectrograma del pulso. Como no se tiene algo temporalmente más pequeño que el pulso se utiliza al pulso como su función compuerta. Para obtener el espectrograma se tiene que resolver espectralmente el pedazo del pulso tomado dentro de la compuerta.

Se necesita utilizar algoritmos de inversión de espectrogramas, proponiendo una función compuerta inicial.

Geometría FROG de segundo orden (generación de segundo armónico)

Se toma un autocorrelador de generación de segundo armónico (SHG). Ignorando las constantes, el campo de la señal del autocorrelacionador de segundo orden es:

$$E_{sig}(t, \tau) = E(t)|E(t - \tau)| \quad (4.5)$$

Para resolver espectralmente se necesita obtener la transformada de Fourier del campo de señal con respecto al tiempo. La traza de FROG nos dará el cuadrado de la magnitud :

$$I_{FROG}^{SHG} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)E(t - \tau)e^{-i\omega t} dt \right|^2 \quad (4.6)$$

Se considera que $E_{sig}(t, \tau)$ es la transformada de Fourier en una dimensión con respecto a τ , de una cantidad llamada $\tilde{E}_{sig}(t, \Omega)$.

$$E_{sig}(t, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{sig}(t, \Omega)e^{-i\Omega t} d\Omega \quad (4.7)$$

Como la transformada de Fourier involucra a τ y no a t se utiliza \tilde{E} .

A partir de $\tilde{E}_{sig}(t, \Omega)$, se puede obtener fácilmente el campo $E(t)$.

Se saca la transformada de Fourier a $\tilde{E}_{sig}(t, \Omega)$, se obtiene $E_{sig}(t, \tau)$ y se sustituye $\tau = t$:

$$E_{sig}(t, t) = E(t)|E(0)| \quad (4.8)$$

Como $|E(0)|$ es una constante multiplicativa, se puede ignorar y se tendrá que:

$$E_{sig}(t, \tau) = E(t) \quad (4.9)$$

Se sustituye la expresión para E_{sig} (ec.4.7) en la ecuación de la traza de FROG (ec. 4.6), y queda una expresión en términos de $\tilde{E}_{sig}(t, \Omega)$

$$I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{sig}(t, \Omega) e^{-i\omega t - i\Omega t} dt d\Omega \right|^2 \quad (4.10)$$

La cantidad medida es la magnitud cuadrada de la transformada de Fourier en dos dimensiones de $\tilde{E}_{sig}(t, \Omega)$. Aparentemente el problema se volvió más complicado puesto que ahora se tiene un problema de inversión integral en dos dimensiones.

Se tiene la magnitud del campo a partir de $\tilde{E}_{sig}(t, \Omega)$, así que falta encontrar la fase de $\tilde{E}_{sig}(t, \Omega)$. [26]

Debido a que la compuerta es desconocida, es necesario utilizar un algoritmo iterativo de deconvolución y proporcionar un pulso inicial. Los algoritmos recientes y las nuevas computadoras permiten tiempos de convergencia y recuperación total del pulso en aproximadamente un segundo. [28]

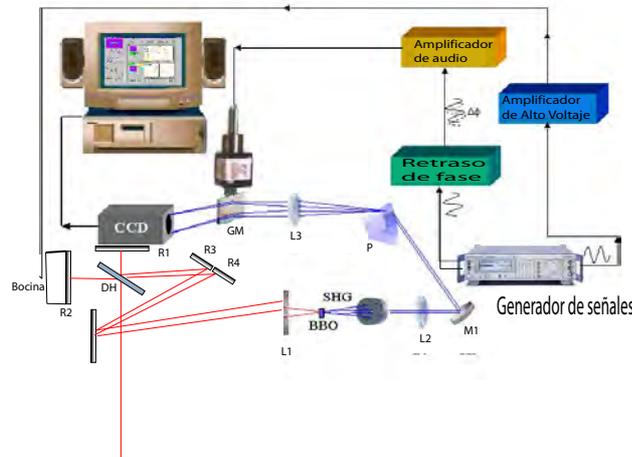


Figura 4.3: Montaje experimental Frog

El sistema representado en la figura 4.3 consiste en un autocorrelador o interferómetro de pulsos ultracortos formado por dos espejos planos, R1 y R2, un divisor de haz BS, otros tres espejos planos, R3, R4, R5 y una lente L1, la cual enfocan los pulsos de luz en un cristal de Borato de Bario BBO, este último encargado de doblar la frecuencia ó producir la Generación de Segundo Armónico (SHG) de la señal entrante y con ello la señal de autocorrelación. El retardo entre los pulsos es producido por un piezoeléctrico PZ y la señal de autocorrelación procedente del cristal de segundo armónico es

colimada por L2 y enviada a un espectrómetro formado por el prisma P, la lente de Fourier L3, un espejo giratorio GM y una cámara CCD. El control electrónico y la sincronía entre el piezoeléctrico y el espejo giratorio para el despliegue correcto de la traza FROG en la PC será realizado a través de un aplicador de audio, un amplificador de alto voltaje, un retardador de fase y un generador de funciones. [28]

Trabajo Futuro

Se incorporará el sistema de reconfiguración descrito y caracterizado en este trabajo de tesis en combinación con un sistema SGH-FROG para la reconfiguración de pulsos en un solo paso.

Conclusiones

★ Se montó un arreglo interferométrico tipo Michelson para la caracterización de la superficie del Espejo Deformable. A partir de los interferogramas se obtuvo la matriz de influencia, la cual permite estimar la deformación superficial a partir de un arreglo de voltajes determinado aplicado en los actuadores.

★ Se comprobó la eficacia de la matriz a partir de resultados experimentales. De este análisis se concluye que la matriz de influencia funciona de manera adecuada dentro de un intervalo amplio de voltajes.

★ Se observó una deformación máxima de la superficie del espejo deformable de $5\mu\text{m}$, la cual coincide con las especificaciones del manual [10].

★ A partir de los interferogramas de deformación se propone también la matriz de influencia para la fase espectral. La inversa de esta matriz permite el cálculo del arreglo de voltajes necesarios para lograr un diseño de fase espectral determinado en un solo paso. Esto representa una gran ventaja en comparación con los sistemas iterativos que actualmente se utilizan.

★ El factor de calibración medido para la modificación de la fase espectral es de 0.38nm/mm .

★ La introducción del *chirp* espacial a la salida del pulso es pequeño. De acuerdo con nuestras medidas experimentales, el *chirp* espacial introducido por la máxima deformación del espejo es del orden del introducido por la aberración esférica.

Las limitaciones de la técnica utilizada son:

♠ La inversión de la matriz de influencia no es única. Esto se debe a que dos distintas configuraciones de voltaje pueden generar una superficie similar, salvo un corrimiento que no se puede detectar por la técnica interferométrica. También se debe a que los actuadores no contribuyen localmente a la deformación y por otro lado la membrana se encuentra limitada en movimiento en

las orillas, los actuadores en las orillas no generan la misma deformación que los que se encuentran en el centro.

Trabajo a futuro:

♣ Se realizarán pruebas con un sistema de caracterización de los pulsos SGH-FROG para verificar que se obtengan las fases espectrales deseadas al utilizar el reconfigurador de pulsos.

♣ Se compararán los resultados del SGH-FROG con los calculados por la matriz de Influencia para la fase espectral.

♣ Se probará el sistema para la reconfiguración de pulsos de un solo paso.

Apéndice A

Efecto Kerr Óptico

Cuando la luz que incide en un material es suficientemente intensa se modifican las propiedades ópticas de los materiales y se manifiestan una serie de fenómenos no lineales. La respuesta óptica del material deja de depender linealmente con el campo eléctrico aplicado.

En el caso de la óptica convencional, la polarización inducida es proporcional al campo eléctrico

$$\wp = \epsilon_0 \chi^{(1)} \varepsilon \quad (\text{A.1})$$

donde $\chi^{(1)}$ es la susceptibilidad lineal

La Polarización Eléctrica que se induce en el material se puede expresar como una serie de potencia.

$$\wp = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \varepsilon + \chi^{(2)} \varepsilon^2 + \chi^{(3)} \varepsilon^3 + \dots] \quad (\text{A.2})$$

donde $\chi^{(2)}$ es la susceptibilidad no lineal de segundo orden, $\chi^{(3)}$ la de tercer orden y así sucesivamente. La expansión en serie de potencias no siempre converge, si no converge es necesario expresar la relación entre la respuesta del material y el campo eléctrico aplicado utilizando otros procedimientos. La respuesta no lineal del material es evidente cuando algún término $\chi^{(i)}$, a partir de $i = 2$, es distinto de 0 y la amplitud del campo eléctrico es suficientemente grande como para hacerlo evidente.

La razón por la cual la polarización juega un rol importante en la descripción de fenómenos no lineales es que una polarización que cambia en el tiempo puede actuar como fuente de nuevas componentes del campo electromagnético. [34]

El efecto Kerr Óptico se debe a la susceptibilidad de tercer orden. Dada una onda incidente de la forma $\varepsilon = \varepsilon_0 \cos \omega t$, si la respuesta del material es de tercer orden se tendrá la siguiente polarización inducida:

$$\wp^{(3)} = \epsilon_0 \chi^{(3)} (\varepsilon_0 \cos \omega t)^3 \quad (\text{A.3})$$

reescribiendo

$$\wp^{(3)} = \frac{3\epsilon_0\chi^{(3)}\epsilon_0^2}{4}(\epsilon_0\cos\omega t) + \frac{\epsilon_0\chi^{(3)}\epsilon_0^2}{4}(\epsilon_0\cos 3\omega t) \quad (\text{A.4})$$

El primer término de la (ec.A.4) es el responsable de que ocurra el efecto Kerr. El segundo término es la generación del tercer armónico.

La polarización total para cada frecuencia será la parte lineal mas la parte no lineal.

$$\wp(\omega) = \wp_L(\omega) + \wp_{NL}(\omega) = \epsilon_0\chi^{(1)}\epsilon_0\cos(\omega t) + \epsilon_0\frac{3\chi^{(3)}}{4}\epsilon_0^3\cos(\omega t) \quad (\text{A.5})$$

La parte no lineal modifica la propagación de la onda(ω), por lo tanto el índice de refracción a frecuencia ω tambien cambiará.

$$\begin{aligned} \eta^2 &= \epsilon = \epsilon_L + \epsilon_{NL} \\ \eta^2 &= (\eta_L + \eta_{NL})^2 \cong \eta_L^2 + 2\eta_L\eta_{NL} \\ \eta_L^2 &= \epsilon_L \\ \eta_{NL} &= \frac{\epsilon_{NL}}{2\eta_L} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

$$D = \epsilon_0\epsilon\varepsilon = \epsilon_0\varepsilon + \wp = \epsilon_0\left[\left(1 + \chi^{(1)}\right) + \left(\frac{3\chi^{(3)}}{4}\varepsilon^2\right)\right]\varepsilon \quad (\text{A.7})$$

entonces:

$$\begin{aligned} \epsilon &= 1 + \chi^{(1)} + \frac{3\chi^{(3)}}{4}\varepsilon^2\epsilon_L = 1 + \chi^{(1)} \\ \epsilon_{NL} &= \frac{3\chi^{(3)}}{4}\varepsilon^2 \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

sustituyendo (ecA.8) en (ec.A.6)

$$\eta_{NL} = \frac{3\chi^{(3)}}{8\eta_L}\varepsilon_0^2 = \frac{3\chi^{(3)}}{\eta_L^2}I_0 \quad (\text{A.8})$$

El efecto Kerr produce un cambio en el índice de refracción no lineal que depende de la intensidad del campo.

Apéndice B

Información Técnica del MMDM

El espejo (fig. B.1) esta formado por un chip de silicio montado sobre una tarjeta de circuito impreso. El chip contiene una membrana delgada micromaquinada con un recubrimiento para formar el espejo. El chip está montado sobre 6 tornillos micrométricos para ajustar la forma inicial del espejo y la distancia entre el espejo y los actuadores.

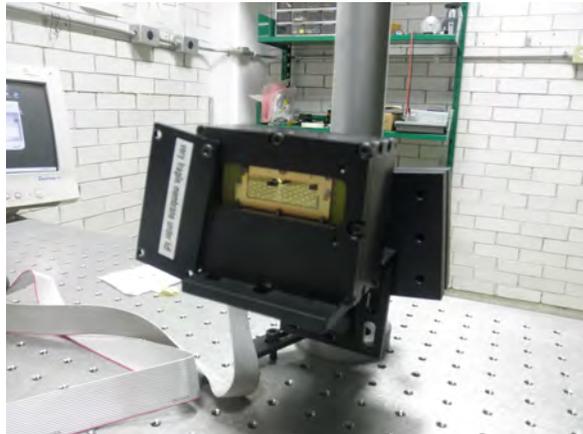


Figura B.1: Espejo deformable micromaquinado de membrana 11mmX39mm, 19 actuadores fabricado por Oko Technologies

El sustrato de la tarjeta del circuito impreso contiene la estructura de control de los electrodos, las conexiones y sirve como empaque.

Parámetro	Valor
forma de la abertura	rectangular 11x39mm
número de electrodos	19

máximo voltaje	300V
desviación RMS inicial	1 μ m
máxima deflección en el centro	10 μ m(30franjas)

Bibliografía

- [1] W. Rudolph J-C. Diels. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Elsevier, 2006.
- [2] J. Squier P. S. Tsai, B. Friedman. Cutting tissue with ultrashort laser light. *Optics and Photonics*, 15(7), 2004.
- [3] L. J. Lee H. Lee H.W. Choi, D.F. Farson. Ultrashort pulsed laser machining for biomolecule trapping. *Journal of the Optical Society of Korea*, 13(3), 2009.
- [4] A. Dulta D. Goswami A. K. De, D. Roy. Stable optical trapping of latex nanomaterials with ultrashort pulsed illumination. *Applied Optics*, 48(31), 2009.
- [5] Z.Q. Hao Z. Zhang M. Chen X. Lu Z.H.Wang Z.Y. Wei Z.Y. Zheng, J. Zhang. Paper airplane propelled by laser plasma channels generated by femtosecond laser pulses in air. *Optics Express*, 13(26), 2005.
- [6] B.G. Pérez Hernández. Espectroscopia con pulsos de femtosegundos. Tesis de Licenciatura, Universidad Nacional Autonoma de México, 2010.
- [7] D. T. Reid J. Garduño Mejía, A. H. Greenaway. Programable spectral phase control of femtosecond pulses by use of adaptive optics and real-time pulse measurement. *Journal of the Optical Society of America B*, 21(4), 2004.
- [8] D. T. Reid J. Garduño Mejía, A. Greenaway. Designer femtosecond pulses using adaptive optics. *optics express*, 11:2030, 2003.
- [9] R. Gaughan. Miniature deformable mirrors brings adaptive optics within reach. *Photonics Spectra*, February 2005.
- [10] G. Vdovin M. Loktev, O. Soloviev, editor. *Adaptive Optics Guide*. Flexible Optical BV (OKO Technologies), 2008.
- [11] S. Makita. Y. Yasuno K. Kurokawa, D. Tamada. Adaptive optics retinal scanner for one-micrometer light source. *Optics Express*, 18(2), 2010.

- [12] S. A. Burns W. Zou. High-accuracy wavefront control for retinal imaging with adaptive-influence-matrix adaptive optics. *Optics Express*, 17(22), 2009.
- [13] D. S. Acton. Correction of static optical errors in a segmented adaptive optical system. *Applied Optics*, 34(34), 1995.
- [14] A. Direct optimization of femtosecond laser ablation using adaptive wavefront shaping. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 9:1100, 2007.
- [15] D. Burns M. Griffith L. Laycock A. A. Lagatsky C. T. A. Brown N. K. Metzger, W. Lubeigt and W. Sibbett. Ultrashort-pulse laser with an intracavity phase shaping element. *Optics Express*, 18:8123, 2010.
- [16] T.H. Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187, August 1960.
- [17] A. Siegman. *Lasers*. University Science Books, first edition edition, 1986.
- [18] P. C. Becker R. L. Fork, C. H. B. Cruz and C. V. Shank. Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation opt. lett. 12, 483-485 (1987). *Optics Letters*, 12:483, 1987.
- [19] F. Calegari C. Vozzi L. Avaldi R. Flammini L. Poletto P. Villoresi C. Altucci R. Velotta S. Stagira S. De Silvestri G. Sansone, E. Benedetti and M. Nisoli. Isolated single-cycle attosecond pulses. *Science*, 314:443, 2006.
- [20] C. Rulliere, editor. *Femtosecond Laser Pulses Principles and Experiments*. Springer, 2nd edition edition, 2005.
- [21] U. Morgner. *Optics Letters*, 24, 1999.
- [22] W. Kaiser, editor. *Topics in Applied Physics Volume 60: Ultrashort Laser Pulses Generation and Applications*. Springer Verlag, 1993.
- [23] P. F. Moulton. Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃. *Journal of the Optical Society of America B*, 3(1), 1986.
- [24] O. Svelto. *Principles of Lasers*. Springer, 4th edition edition, 1998.
- [25] Coherent. Mira 900 modelocked ti:sapphire lasers. <http://lasers.coherent.com/lasers/coherent>.
- [26] R. Trebino, editor. *Frecuency-Resolved Optical Gating*. Kluwer Academic, a edition, 2000.
- [27] S. Kobayashi M. Takeda, H. Ina. Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. *Journal of the Optical Society of America*, 72(1), 1982.

- [28] A. Greenaway J. Garduño-Mejía, E. Ramsay and D. T. Reid. Real time femtosecond optical pulse measurement using a video-rate frequency-resolved optical gating system. *Review of scientific instruments*, 74(8), 2003.
- [29] A.M. Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Review of Scientific Instruments*, 71(5), 2000.
- [30] Rick Trebino. Pulse shapers. <http://www.physics.gatech.edu/gcuo/lectures/>.
- [31] R. Trebino X. Gu, S. Akturk. Spatial chirp in ultrafast optics. *Optics Communications*, 242:599, 2004.
- [32] F. Krausz P.B. Corkum. Attosecond science. *Nature Physics*, 3:381, 2007.
- [33] J.M. Dudley L.P. Barry B. Thomsen D.T. Reid, W. Sibbett and J.D Harvey. Commercial semiconductor devices for two photon absorption autocorrelation of ultrashort pulses. *Applied Optics*, 37:8142–8144, 1998.
- [34] W.R. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2nd edition edition, 2003.