



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN INGENIERÍA
INGENIERÍA ELÉCTRICA – INSTRUMENTACIÓN

**SISTEMA DE CARACTERIZACIÓN DE PULSOS DE FEMTOSEGUNDOS CON TÉCNICAS
DE INTERFEROMETRÍA ESPECTRAL**

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRO EN INGENIERÍA

PRESENTA:
Lic. Ramiro Contreras Martinez

TUTOR PRINCIPAL
Dr. Jesús Garduño Mejía
Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico

MÉXICO, D. F. JULIO 2015



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

JURADO ASIGNADO:

Presidente: **Dra. Rosete Aguilar Martha**
Secretario: **Dr. Bruce Davidson Neil Charles**
Vocal: **Dr. Garduño Mejía Jesús**
1 er. Suplente: **Dr. Cuevas Cardona Salvador C.**
2 d o. Suplente: **Dr. U'ren Cortés Alfred Barry**

Lugar o lugares donde se realizó la tesis: Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico

TUTOR DE TESIS:

Dr. Jesús Garduño Mejía

FIRMA

(Segunda hoja)

A Paula, Margarita y David, que sin ellos no hubiera tenido el valor para llegar a donde estoy.

Agradecimientos

A mis padres que siempre me ha apoyado en todas y cada una de las actividades que he realizado. A mi hermana que siempre ha estado ahí para escucharme y alentarme para seguir por buen camino.

Al Dr. Jesús Garduño, por su paciencia y ayuda a lo largo del proyecto, por su apertura en el intercambio de ideas y los consejos tanto académicos como personales que me brindó.

A Gustavo, Pablo, Chucho, Itzel, Manuel, Jennifer y Benjamín por siempre hacer un ambiente propicio para el trabajo y brindarme su amistad. A Paula, Miguel y Chore, por estar en las buenas y en las malas y en especial a Margarita y a David, esta tesis es para ustedes.

Al proyecto DGAPA-PAPIIT IG100615 por el apoyo económico, al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología por la beca de maestría otorgada y al Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico de la UNAM.

Índice General

Índice General	1
Resumen	3
Abstract	4
Motivación y Objetivos	5
Capítulo 1	7
1.1 Pulsos Ultracortos.....	7
1.2 Caracterización de pulsos ultracortos	19
1.3 Técnicas de caracterización	26
1.3.1 Frequency-Resolved Optical Gating (FROG).....	26
1.3.2 Spectrally and Temporally Resolved Upconversion Technique (STRUT)	31
1.3.3 Interferometría Espectral (SI).....	34
1.3.4 Técnicas referenciadas y autoreferenciadas de interferometría espectral	36
Capítulo 2	41
2.1 Motivación hacia sistemas de interferometría espectral.....	41
2.2 Interferometría espectral.....	42
2.3 Análisis Temporal por Dispersión de un par de Campos Eléctricos (TADPOLE)	44
2.4 Interferometría Espectral de Fase para la Reconstrucción Directa de Campo Eléctrico (SPIDER)	48
Capítulo 3	58
3.1 Preliminares.....	58
3.2 Diseño y calibración del espectrómetro.	60

3.3 Construcción del TADPOLE	66
3.3.1 Diseño y alineación	67
3.3.2 Recuperación en tiempo real	70
3.4 Construcción de un sistema SPIDER	72
3.4.1 Ensanchador de pulsos	72
3.4.2 Interferómetro espectral y generación del corrimiento espectral	75
Capítulo 4	79
4.1 Resultados del sistema TADPOLE	79
4.2 Resultados del sistema SPIDER	85
Capítulo 5	92
Conclusiones	92
Bibliografía	94

Resumen

Se presenta el diseño y construcción de dos sistemas para la medición de pulsos de láser de femtosegundos, ambos basados en técnicas de interferometría espectral. El primero, llamado “Análisis Temporal por Dispersión de un Par de Campos Eléctricos (TADPOLE [1] por sus siglas en inglés), ataca el problema de medir pulsos ultracortos de baja potencia a partir de un pulso de referencia conocido mientras que el segundo, Interferometría Espectral de Fase Para la Reconstrucción Directa del Campo Eléctrico (SPIDER [2] por sus siglas en inglés), resuelve el problema de medir pulsos ultracortos sin la necesidad de utilizar un pulso de referencia, es decir, se dice que este último consiste en un sistema auto-referenciado.

Ambos sistemas utilizan un espectrómetro de alta resolución, el cual también se construyó en el laboratorio, con la posibilidad de ser modificado para obtener el rango de longitudes de onda de interés así como la resolución óptima para la recuperación del interferograma espectral.

Por último se buscó que ambos sistemas se pudiesen utilizar en tiempo real, es decir, que se pudiesen obtener varias mediciones por segundo de manera que se observe la fase y el perfil de intensidad del pulso ultra corto *in situ* a una tasa esperada de 24 Hz.

Abstract

In this paper we present the design and construction of two different systems used for the characterization of femtosecond laser pulses. The first one, known as “Temporal Analysis by Dispersing a Pair Of Light E-fields” or TADPOLE [1], is used when the laser pulse has a low power and using a known pulse as a reference, while the second one, known as “Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction” or SPIDER [2], solves the problem of measuring ultrashort pulses without a reference pulse, this is, the systems is called to be self-referenced.

Both systems need a high resolution spectrometer which was also built within the same project in order to achieve and modify the bandwidth necessary for the spectral interferograms to be recorded.

The final goal was to make these systems to be able to record and process the information in a real-time feature, so the user could obtain several data per second and retrieve the phase and intensity profile of an ultrashort pulse in situ with an expected frequency of 24 Hz.

Motivación y Objetivos

Debido a la naturaleza ultracorta de un pulso de femtosegundos la caracterización completa, de amplitud y fase tanto espectral como temporal, no es posible realizarla utilizando dispositivos electrónicos convencionales. Es necesario aplicar técnicas que combinen tanto la óptica, la óptica no-lineal y la electrónica. En este caso debido a su sencillez y el no necesitar detectores rápidos se optó por utilizar una técnica que combina la interferometría espectral, la generación de efectos no-lineales de segundo orden y un sensor integrador en tiempo (CCD). La principal ventaja al utilizar esta técnica, llamada “Interferometría Espectral de Fase para la Reconstrucción Directa del Campo Eléctrico” (o SPIDER por sus siglas en inglés), es la sencillez en su algoritmo de recuperación de fase, lo cual le otorga la capacidad de poder obtener las trazas del interferograma a una tasa de muestreo de por lo menos 24Hz (tasa de video).

Una de las principales aplicaciones que nos interesa para un sistema que pueda recuperar la fase y amplitud en tiempo real es como sistema de retroalimentación para la reconfiguración de pulsos utilizando óptica adaptativa, como por ejemplo, espejos deformables y moduladores espaciales de luz (SLM), las cuales se pueden introducir en un sistema de lazo cerrado y, con el uso de algoritmos evolutivos, reconfigurar el perfil de un pulso en tiempo real en el menor tiempo posible. En este caso, frecuencias de

recuperación de al menos 1 Hz son necesarias para lograr aplicaciones prácticas en un laboratorio.

Capítulo 1

1.1 Pulsos Ultracortos

Un pulso ultracorto es un paquete de ondas electromagnéticas definido por sus tres coordenadas espaciales y una temporal (x, y, z, t) , cuya duración temporal corresponde a unas cuantas oscilaciones o ciclos [3], pero, ¿qué ancho temporal define esta categoría de “pulso ultracorto”? Un pulso ultracorto se considera a aquél pulso que tiene una duración del rango de los picosegundos o menor y esto les otorga ciertas características como lo son una alta resolución temporal, una alta resolución espacial y una intensidad pico muy elevada. Respecto a lo anterior, dada la energía de un pulso, la potencia pico y la intensidad pico son inversamente proporcionales a la duración del pulso [4].

A diferencia de un haz continuo en el tiempo (CW) el cual tiene un ancho de banda considerablemente angosto, los pulsos ultracortos requieren de un ancho de banda amplio para poder ser generados obedeciendo una relación determinada por su Transformada de Fourier. De esta forma las condiciones necesarias para lograr pulsos ultracortos son un amplio ancho de emisión por parte del medio activo y un mecanismo de modulación ultrarrápido pasivo intracavidad para lograr la condición conocida como amarre de modos o “Mode-Locking” [5].

Si por simplicidad se asume que el pulso se encuentra linealmente polarizado entonces se puede ignorar el carácter vectorial del campo eléctrico, es decir, utilizar la aproximación escalar. Ahora, debido a que estamos interesados en el carácter temporal del pulso y no en su expresión espacial, el campo eléctrico dependiente del tiempo se puede describir de la siguiente manera:

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

Y donde ω_0 es la frecuencia portadora, t es el tiempo en el marco de referencia del pulso, $I(t)$ es la intensidad y $\phi(t)$ representa la fase espectral. Esta última es una función que relaciona el cambio de la frecuencia instantánea a lo largo del pulso respecto a la frecuencia central. Es importante recalcar que ambas cantidades no deben confundirse con la fase y la intensidad espectral las cuales se describirán más adelante y tienen otro significado físico. Por último, el término *c.c.* representa el complejo conjugado el cual vamos a ignorar y pasar a lo que se conoce como aproximación analítica, esto hace que el campo sea complejo sin embargo simplifica los cálculos. De esta manera se pueden hacer las siguientes simplificaciones, primero, definimos la amplitud compleja como:

$$E(t) \equiv \sqrt{I(t)} \exp[-i\phi(t)] \quad (1.2)$$

La ecuación 1.2 representa el campo eléctrico como el producto de la amplitud (envolvente) por la fase temporal, la cual no incluye las oscilaciones rápidas del mismo. El módulo cuadrado del campo corresponde al perfil de intensidad.

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

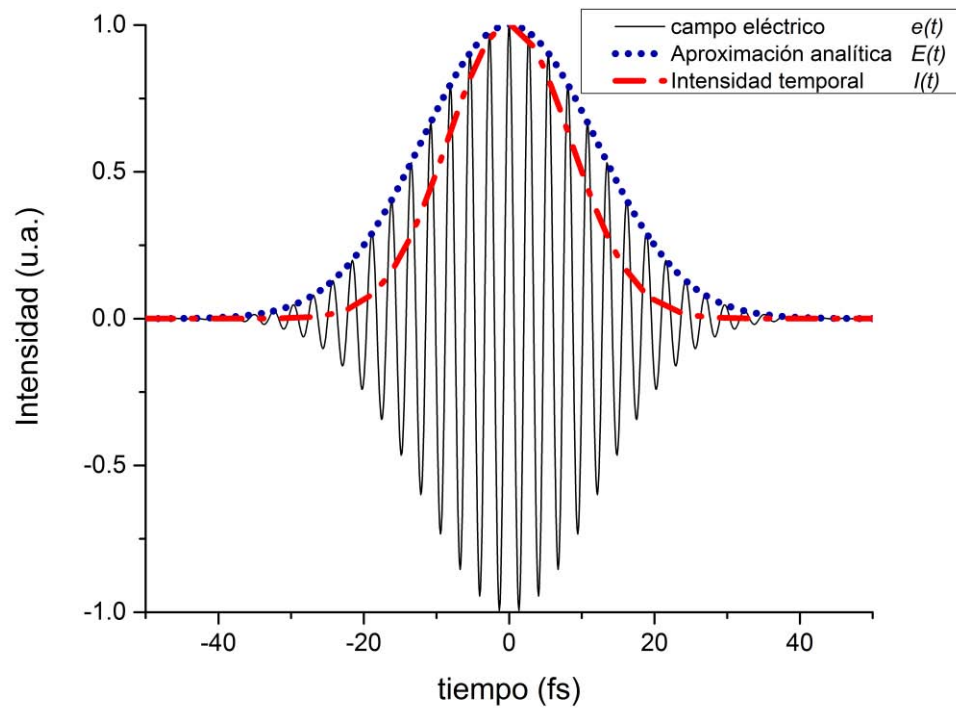


Figura 1.1.-Se muestra una comparación del campo eléctrico descrito en la ecuación 1.1, la aproximación analítica de la ecuación 1.2 y la intensidad mostrada en la ecuación 1.3.

La fase se calcula de acuerdo a la siguiente ecuación:

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

O de manera equivalente:

$$\phi(t) = -Im\{\ln[E(t)]\} \quad (1.5)$$

El problema de caracterización consistirá entonces en determinar el perfil de intensidad $I(t)$ y la fase $\phi(t)$ correspondiente.

Ahora, debido a que muchas técnicas de caracterización se trabajan en el dominio de frecuencias es importante generar una expresión para el campo eléctrico en términos de ω , esto se resuelve realizando una transformada de Fourier del campo eléctrico $e(t)$:

$$\tilde{e}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e(t) \exp[-i\omega t] dt \quad (1.6)$$

Y de igual manera se puede lograr una relación entre el campo eléctrico en el dominio temporal $e(t)$ y el campo eléctrico en el dominio de frecuencias utilizando la transformada inversa de Fourier:

$$e(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{e}(\omega) \exp[i\omega t] d\omega \quad (1.7)$$

Si se separa $\tilde{e}(\omega)$ en su intensidad y su fase se obtiene lo siguiente:

$$\tilde{e}(\omega) = \sqrt{S(\omega)} \exp[-i\varphi(\omega)] \quad (1.8)$$

En este caso $S(\omega)$ es la intensidad espectral (la cantidad que se mide en un espectrómetro convencional) y $\varphi(\omega)$ es la fase espectral. Es importante notar que $\phi(t)$ y $\varphi(\omega)$ son dos cantidades físicas diferentes. De la ecuación (1.8) se pueden extraer las siguientes cantidades:

$$S(\omega) = |\tilde{e}(\omega)|^2 \quad (1.9)$$

$$\varphi(\omega) = -\arctan \left\{ \frac{Im[\tilde{e}(\omega)]}{Re[\tilde{e}(\omega)]} \right\} \quad (1.10)$$

O de manera similar:

$$\varphi(\omega) = -Im\{\ln[\tilde{e}(\omega)]\} \quad (1.11)$$

Es importante recalcar que en la mayoría de las aplicaciones la cantidad $S(\omega)$ esta dada en longitud de onda y no en frecuencia por lo que es importante hacer un re-escalamiento.

Debido a que $\omega = 2\pi c/\lambda$ el espectro en longitud de onda $S_\lambda(\lambda)$ y en frecuencia $S_\omega(\omega)$ se relaciona de la siguiente manera:

$$\left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right) S_\lambda(\lambda) = S_\omega(\omega) \quad (1.12)$$

Como se puede ver de las expresiones anteriores la fase se puede representar tanto en el espacio del tiempo como en el de frecuencias, y donde la fase y la frecuencia se relacionan por medio de la frecuencia angular instantánea $\omega_{inst}(t)$, la cual se define como sigue:

$$\omega_{inst}(t) = \omega_0 - \frac{d\phi}{dt} \quad (1.13)$$

Es fácil ver que en la ecuación (1.13) se tiene una relación de la fase temporal en función de la frecuencia, de manera análoga se puede obtener una relación para la fase temporal en función de la frecuencia, la cual se conoce como retraso grupal o “*group delay*” y se define de la siguiente manera:

$$\tau_{group}(\omega) = \frac{d\phi}{d\omega} |_{\omega_0} \quad (1.14)$$

Además, expandiendo la fase en series de Taylor para un tiempo $t = 0$ se tiene que

$$\phi(t) = \phi_0 + t\phi_1 + t^2 \frac{\phi_2}{2} + \dots \quad (1.15)$$

donde el primer término ϕ_0 , se le conoce como fase absoluta y los términos ϕ_n son las n-ésimas derivadas $d^n\phi/dt^n$ de la fase temporal respecto al

tiempo. Pasando ahora un momento al dominio de frecuencias y expandiendo la fase espectral en una serie de Taylor centrada en ω_0 se obtiene el siguiente resultado:

$$\varphi(\omega - \omega_0) = \varphi_0 + (\omega - \omega_0)\varphi_1 + (\omega - \omega_0)^2 \frac{\varphi_2}{2} + \dots \quad (1.16)$$

Y una vez más, φ_n representa la n-ésima derivada $d^n\varphi/d\omega^n$ de la fase espectral respecto a la frecuencia. En general solo se utilizan los primeros tres términos las ecuaciones (1.15) y (1.16). Analizando ambas ecuaciones no es difícil darnos cuenta que la fase absoluta en ambos espacios ϕ_0 y φ_0 son idénticas y no representan más que multiplicar por una constante compleja $\exp[i\phi_0]$ en el tiempo o $\exp[i\varphi_0]$ en el espacio de frecuencias, esto debido a que la transformada de Fourier es una transformación lineal. A este término se le conoce como frecuencia absoluta, sin embargo este término no debe ser malinterpretado pues ϕ_0 en realidad representa la fase relativa de la frecuencia portadora con respecto a la envolvente.

En cuanto al término lineal, en el espacio de frecuencias este representa un retraso en el tiempo con respecto al pulso viajando en el vacío, lo cual es claro al ver que si $\varphi_1 = \text{constante}$ y por lo tanto $\tilde{E}(\omega) = \exp[-i\omega\tau]$ o visto en el dominio temporal $E(t - \tau)$, lo cual es de relevancia cuando se trabaja en técnicas interferométricas pues sirve como una fase de calibración [1] [2]. El resultado anterior es una consecuencia directa de la propiedad de translación de la transformada de Fourier, de igual manera la propiedad equivalente en el dominio de frecuencias se traduce en cambio de frecuencia, es decir $E(t) = \exp[-i\omega_0 t]$ o $\tilde{e}(\omega - \omega_0)$, es decir, una fase lineal temporal representa un cambio en la frecuencia central del pulso.

Por otro lado, si el término ϕ_2 es diferente de cero esto representa una variación cuadrática en $\phi(t)$ o chirp lineal. Ahora, si consideramos una función con una fase temporal cuadrática y una intensidad Gaussiana esta se puede describir como:

$$E(t) = [E_0 \exp(-at^2)] \exp(ibt^2) \quad (1.17)$$

Donde E_0 , a y b son constantes, esta última es el parámetro del chirp y representa el cambio de la frecuencia instantánea a lo largo del pulso, y $1/\sqrt{a}$ representa la mitad de la duración del pulso medida a $1/e$. La intensidad queda definida simplemente como

$$I(t) = |E_0|^2 \exp(-2at^2) \quad (1.18)$$

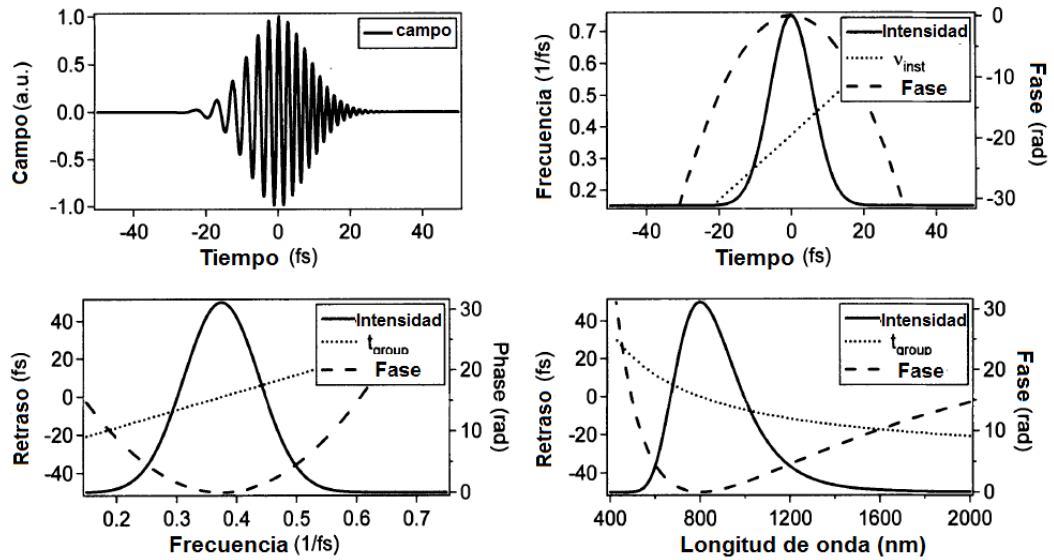


Figura 1.2.-Fase temporal cuadrática. Superior izquierda: Campo eléctrico. Superior derecha: Se muestra el pulso en tiempo con una fase cuadrática. Inferior izquierda: Se

muestra el espectro en frecuencia con la fase cuadrática pero con signo contrario. Inferior derecha: Mismo espectro, fase e intensidad pero en longitud de onda [3].

De manera que para este caso en particular:

$$\phi(t) = -bt^2 \quad (1.19)$$

Si se calcula la transformada de Fourier de la ecuación (1.17) se llega entonces al siguiente resultado:

$$\tilde{E}(\omega) = E_0 \frac{\sqrt{\pi}}{a - ib} \exp\left[-\frac{\omega^2}{4(a - ib)}\right] \quad (1.20)$$

Realizando el procedimiento similar al de la ecuación (1.9) y (1.10) se ve entonces que el espectro y la fase espectral quedan definidas como sigue:

$$S(\omega) = E_0 \frac{\pi}{a^2 + b^2} \exp\left[-\frac{a\omega^2}{2(a^2 + b^2)}\right] \quad (1.21)$$

$$\varphi(\omega) = \frac{b}{a^2 + b^2} \omega^2 \quad (1.22)$$

Si se analizan las ecuaciones (1.19) y (1.22) se puede ver entonces que una fase cuadrática en tiempo representa de la misma manera a una fase cuadrática en frecuencia pero con signo opuesto.

Como ya se ha mencionado un pulso ultracorto al pasar por un material sufre un cambio en su fase. Si el material presenta una dispersión de orden superior se producen distorsiones en la fase también de orden superior. Por facilidad y debido a que el perfil espectral se mide con relativa sencillez en comparación con el perfil temporal, los cambios en la fase de órdenes superiores al segundo son medidos en general en frecuencia. Un ejemplo sería en el caso de la fase espectral de tercer orden, es decir, $\varphi_3 \neq 0$. En este caso

una fase espectral de tercer orden representa un “group delay” cuadrático vs. frecuencia. Esto implica que la frecuencia central llega antes que las demás frecuencias y las frecuencias $\omega_0 \pm \delta\omega$, llegan después. Como se puede ver en la figura 1.3, esto genera un pulso asimétrico con pequeños “bultos” en intensidad respecto al tiempo.

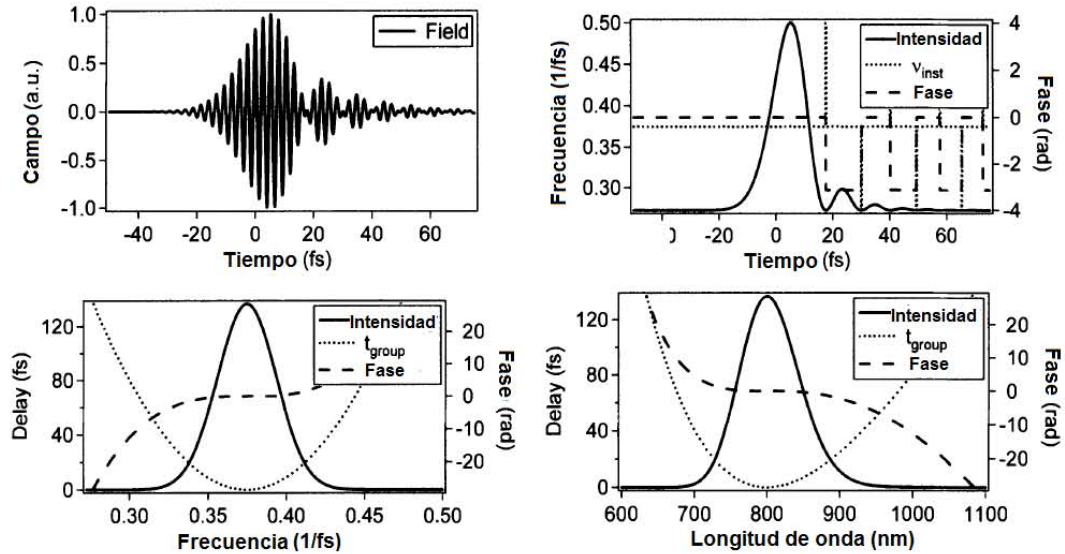


Figura 1.3.-Fase espectral cúbica. Superior izquierda: campo eléctrico. Superior derecha: Intensidad, fase, y frecuencia instantánea vs tiempo. Inferior izquierda: Espectro, fase espectral y retardo grupal vs frecuencia. Inferior derecha: Espectro, fase espectral y retardo grupal vs longitud de onda.

Es importante mencionar que a medida que los pulsos se hacen más cortos, con su respectivo incremento en su ancho espectral, los efectos dispersivos serán cada vez más evidentes hasta provocar cambios de fases y perfiles de intensidad complejos. En ciertos casos hasta la dispersión generada por el aire será determinante.

Debido a que tanto el índice de refracción $n(\omega)$ como el coeficiente de absorción $\alpha(\omega)$ dependen de la frecuencia, la fase y la velocidad de grupo

variará conforme la propagación. Estos efectos se pueden modelar de la siguiente manera: si L es la longitud del medio, el campo eléctrico, en el dominio espectral, $\tilde{E}_{out}(\omega)$ a la salida está relacionado como el campo eléctrico a la entrada $\tilde{E}_{in}(\omega)$ de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\tilde{E}_{out}(\omega) &= \tilde{E}_{in}(\omega) \exp[-\alpha(\omega)L] \exp[i n(\omega)kL] \\ &= \tilde{E}_{in}(\omega) \exp[-\alpha(\omega)L] \exp[i n(\omega) \frac{\omega}{c} L]\end{aligned}\quad (1.23)$$

Y tanto el espectro como la fase espectral se verán modificadas de la siguiente manera [3]:

$$S_{out}(\omega) = S_{in}(\omega) \exp[-\alpha(\omega)L] \quad (1.24)$$

$$\varphi_{out}(\omega) = \varphi_{in}(\omega) + i n(\omega) \frac{\omega}{c} L \quad (1.25)$$

Del resultado anterior podemos inferir la siguiente fenomenología: debido a la absorción de un medio el espectro se puede hacer más angosto lo cual causaría un aumento en el ancho temporal, de hecho, en ocasiones cuando uno intenta ensanchar un pulso lo hace absorbiendo las frecuencias pico.

Respecto a la fase, cuando el pulso se propaga por un medio dispersivo se producen en general efectos de primer y segundo orden. En el caso de primer orden esto solo implicaría un retraso temporal sin embargo en el caso de los fenómenos de segundo orden esto nos deja con la conclusión en general, de que un pulso sufre un “chirp” lineal positivo generando un ensanchamiento al pasar por el medio. En conclusión, un pulso sin chirp (fase plana) al pasar por un medio se ensancha temporalmente mientras que un pulso con “chirp negativo” se comprimirá. Por último, es importante mencionar que si el pulso tiene un espectro considerablemente ancho o duración temporal menor de

10fs a 800 nm, entonces fenómenos de tercer, cuarto y posiblemente quinto orden ya no pueden ser ignorados.

La idea detrás del estudio de los pulsos ultracortos es conocer la amplitud compleja del pulso $E(t)$ o $\tilde{E}(\omega)$, para esto, se necesitan mediciones que permitan recuperar estas cantidades incluso si el pulso tiene una deformación considerable. Sin embargo, la mayoría de las veces esto no es posible por lo que uno se ve obligado a trabajar con mucho menos información de la necesaria. Un ejemplo de lo anterior sería conocer el ancho espectral y el ancho temporal de un pulso, y para esto se han creado diferentes formas de medir esta cantidad debido a que la comunidad en general no se ha puesto de acuerdo en una definición sobre lo anterior. A continuación se mencionan las definiciones más utilizadas.

El primero, y más intuitivo, es conocido como anchura máxima a la mitad del máximo (“*Full-width-at-Half-Maximum*”) y se define como el valor entre los puntos más separados que tienen la mitad de la intensidad pico del pulso. Además, cuando se trabaja con pulsos Gaussianos el campo eléctrico se puede relacionar con esta cantidad como:

$$E(t) = E_0 \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{t_{FWHM}} \right)^2 \right] = E_0 \exp \left[-1.38 \left(\frac{t}{\tau_{FWHM}} \right)^2 \right] \quad (1.26)$$

La segunda forma de definir el ancho de un pulso se conoce como la mitad del ancho a $1/e$ (“*Half-Width-1/e*”) y se define como la cantidad de tiempo entre la intensidad máxima del pulso y el tiempo en que baja a $1/e$ al valor máximo. Esta forma de medir el ancho del pulso tiene la ventaja de que nos permite escribir el pulso sin necesidad de utilizar constantes irracionales, a

comparación de la ecuación (1.26), esta definición permite escribir el campo eléctrico como:

$$E(t) = E_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau_{HW\frac{1}{e}}} \right)^2 \right] \quad (1.27)$$

Una forma de definir el ancho de un pulso es utilizando “*root-mean-squared pulse width*” y se define como el segundo momento respecto al tiempo promedio de arriba del pulso. Esta definición toma en cuenta valores altos que se encuentran por debajo del FWHM. Matemáticamente se escribe como:

$$\tau_{rms}^2 \equiv \langle t - \langle t \rangle^2 \rangle = \langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2 \quad (1.28)$$

Y en donde

$$\langle t^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} t^n I(t) dt \quad (1.29)$$

Por último, hablaremos del ancho equivalente del pulso (“*equivalent pulse width*”). Esta definición relaciona tanto la altura (I_{max}) como el ancho (τ_e) de manera que el producto de éstas no es más que la integral debajo de la función $I(t)$

$$\tau_e = \frac{1}{I_{max}} \int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt \quad (1.30)$$

Esta definición tiene una gran aplicación en los casos donde la estructura del pulso es compleja y contiene muchos pulsos más pequeños dentro de su estructura.

Gracias a las definiciones anteriores se puede definir una cantidad llamada “Time-Bandwidth-Product” o TBP por sus siglas en inglés. Esta cantidad

no es más que el producto del ancho temporal por el ancho espectral. Debido a que, como ya se mencionó anteriormente, estamos limitados a la cantidad de información que experimentalmente se puede extraer de un pulso este producto nos dice de manera cuantitativa la calidad de un pulso, es decir, si tiene o no chirp. En general, entre más pequeño sea el valor del TBP el pulso se puede considerar que tiene menos chirp. Además este se puede relacionar con el tiempo de coherencia del pulso τ_c debido a que el TBP representa la razón del ancho del pulso respecto a su tiempo de coherencia.

1.2 Caracterización de pulsos ultracortos

Las características principales de un pulso ultracorto se pueden dividir en la energía o intensidad promedio, frecuencia de repetición entre pulsos, la forma o perfil temporal y espacial y la duración temporal y espectral. A pesar de que también existen otros parámetros como son el tamaño del haz, la forma del mismo, longitud de onda central y forma del frente de onda, todos los anteriores pueden ser caracterizados con las mismas técnicas que se utilizan en la caracterización de láseres continuos [6] .

Debido a que en el área de pulsos ultracortos estos van desde algunos picosegundos a las decenas de femtosegundos se han desarrollado una gran cantidad de técnicas para poder caracterizarlos, esto es una consecuencia directa de la falta de electrónica con la suficiente resolución y rango dinámico, debido a que las cantidades a medir son mucho menores por al menos dos órdenes de magnitud a la mínima resolución temporal de dichos dispositivos. Actualmente existen detectores electrónicos ultrarcortos, como

por ejemplo cámaras “streak” con resoluciones de hasta 15 ps, los cuales son extremadamente costosos ($\sim 100,000$ Dls) además de no contar con la velocidad de respuesta suficiente para medir pulsos ultracortos.

Las mediciones más sencillas que no requieren un arreglo experimental específico ó detección ultrarrápida son por ejemplo: la energía por pulso, la potencia, la frecuencia de repetición y el espectro.

Para la medición de la energía de un pulso ultracorto se puede utilizar un sensor piroeléctrico los cuales, como su nombre lo indica, tienen una respuesta eléctrica proporcional al cambio de temperatura. Debido a que esta característica se debe a la susceptibilidad eléctrica del material también se manifiesta al mismo tiempo un comportamiento piezoeléctrico. Debido a que estos también sufren de carga térmica por lo que en teoría es necesario esperar a que el material regrese a su temperatura original para poder realizar otra medición, sin embargo, los detectores piroeléctricos del estado del arte ya son lo suficientemente rápidos pero requieren corriente AC y frecuencias de repetición de pulsos relativamente lentas.

Por otro lado la respuesta eléctrica es una relación lineal entre la temperatura y el voltaje, independientemente de si el sensor tiene algún tipo de recubrimiento porque la cantidad de energía depositada en el material depende de la absorción del mismo. Debido a lo anterior, la respuesta de estos tipos de sensores es aproximadamente constante en el intervalo a medir como se muestra en la figura 1.4, el cual generalmente se da desde el UV hasta el lejano infrarrojo, por lo tanto, su calibración es relativamente sencilla.

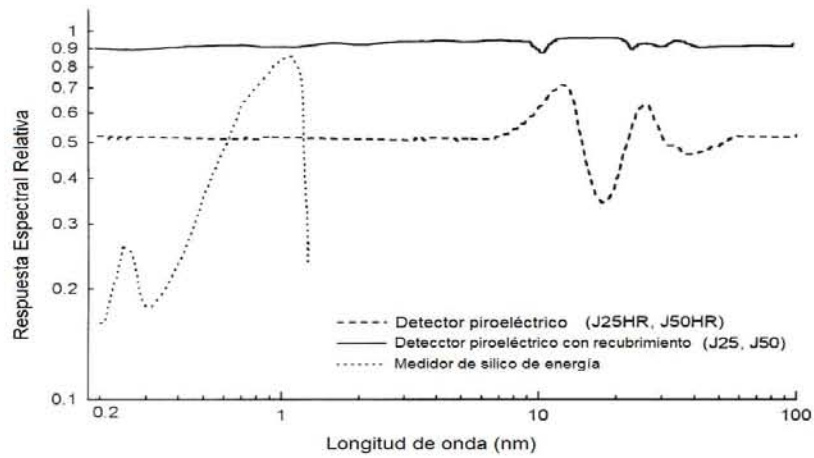


Figura 1.4.-Respuesta relativa de diferentes piroeléctricos y un medidor de silicio de energía.

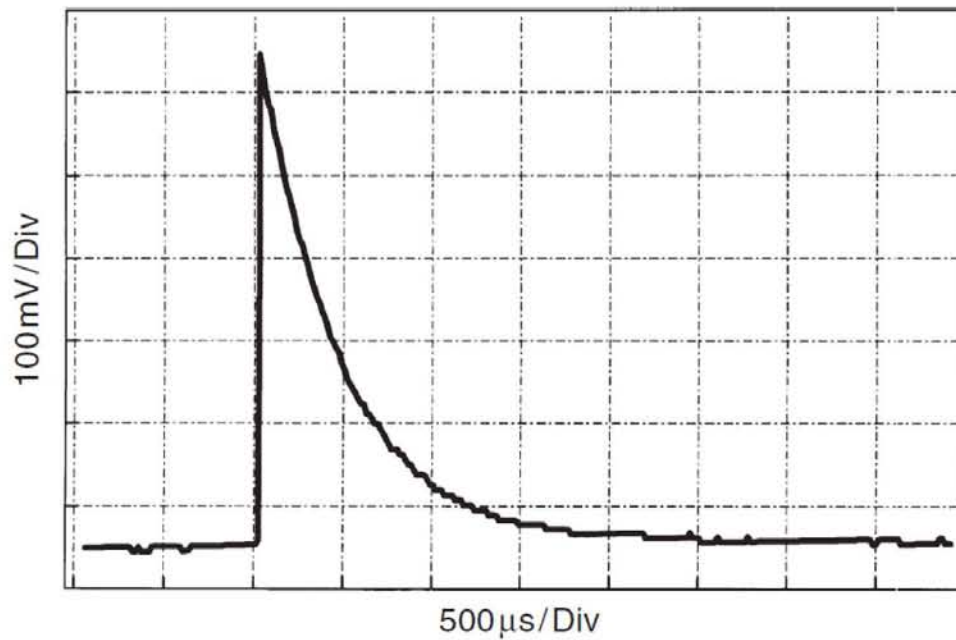


Figura 1.5.- Respuesta típica de un medidor de energía

La respuesta al impulso de un sensor de este tipo como se ve en la figura 1.5, corresponde a la integral a lo largo del tiempo de la intensidad del pulso, y el valor máximo de la lectura del sensor es proporcional a la energía. Después

de esta medición se puede ver como los efectos térmicos toman lugar y el sensor vuelve lentamente a regresar al equilibrio.

Por otro lado la medición del espectro de un láser ultracorto no requiere técnicas muy complicadas y debido a que el ancho espectral de los láseres de femtosegundos es del orden de 20 nm a 80 nm de ancho y por lo tanto un espectrómetro común tiene suficiente resolución para poder recuperar esta cantidad sin ningún problema.

Otra manera de estimar la energía por pulso, que es más común, consiste simplemente en dividir la potencia promedio entre la frecuencia de repetición. Con un detector electrónico con respuesta de 1 ns es posible medir la frecuencia de repetición en un láser, que va desde algunos cientos de kHz a las decenas de MHz, con una longitud de cavidad de hasta unas decenas de centímetros (viaje redondo completo). Conociendo el ancho temporal del pulso es posible calcular la potencia pico.

El ancho espectral ω_{FWHM} es inversamente proporcional al ancho temporal τ_{FWHM} de manera que si el pulso se encuentra limitado en tiempo en su transformada entonces uno puede asumir, por ejemplo, que para un pulso Gaussiano existe una relación [6]:

$$\Delta\nu\Delta\tau = 0.441 \quad (1.31)$$

De manera que una forma relativamente sencilla de saber si existe algún efecto considerable en la fase temporal es si al realizar la operación anterior el ancho temporal no corresponde con el ancho espectral.

Por último, para lograr la caracterización del ancho temporal de un pulso de femtosegundos, así como de su fase espectral y temporal existen en general

tres estrategias principales; espectrográficas, tomográficas e interferométricas [7]. A continuación empezaremos con las técnicas que permiten estimar el ancho temporal y que se basan en la correlación de pulsos.

El primer método de correlación de pulsos se basa en la correlación por intensidad. El perfil temporal $I(t)$ de un pulso puede ser determinado fácilmente si se cuenta con un pulso más pequeño de referencia $I_r(t)$ y si se conoce de antemano la forma del mismo. Este método se basa en medir la correlación cruzada de la intensidad de manera que:

$$A_c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I_r(t - \tau)dt \quad (1.32)$$

Además, definimos la transformada de Fourier de un pulso como:

$$\mathcal{J}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)e^{-i\omega t} dt \quad (1.33)$$

Y donde la transformada de Fourier de la ecuación (1.32) es

$$A_c(\omega) = \mathcal{J}_r(\omega)\mathcal{J}^*(\omega) \quad (1.34)$$

En este caso la forma de $I(t)$ se puede determinar si se realiza la transformada de Fourier de $A_c(\omega)$ y dividiendo entre la $\mathcal{J}_r(\omega)$ y por lo tanto el complejo conjugado de esta operación. El problema de este método principalmente se debe a que a menos que $I_s(t) \gg I(t)$ el ruido generará un error muy grande e incluso en el caso ideal de que $I_s(t) = \delta_s(t)$ este método tiene una limitante pues no recupera información sobre la fase (frecuencia o modulación de fase) [8].

Por otro lado en la gran mayoría de los casos el pulso de referencia es del mismo ancho temporal que el pulso a medir por lo que en este caso la función

$A_c(t)$ se le conoce como función de autocorrelación. A pesar de que esta técnica no puede ser utilizada para regresar la forma del pulso en tiempo con certeza si puede ayudar en el diagnóstico del ancho temporal. El procedimiento más utilizado en este caso es asumir que el pulso tiene una forma conocida (como sech^2 o Gaussiana) y de ahí determinar la duración del pulso como una razón entre el FWHM del pulso y el de la función de autocorrelación.

Un segundo método para la caracterización de pulsos ultracortos es la autocorrelación interferométrica. Su arreglo es sencillo de armar como debido a la alineación, como se ve en la figura 1.6 mostrada a continuación.

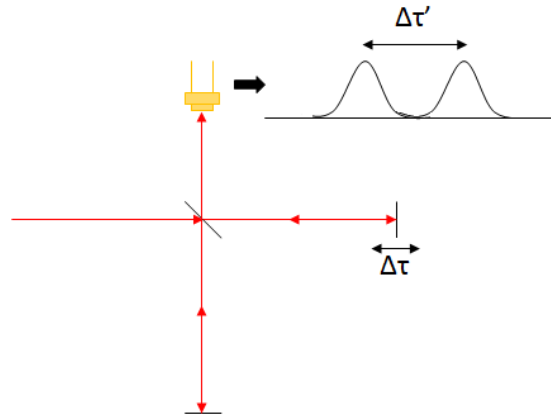


Figura 1.6.- Autocorrelador de intensidad por TPA.

Y donde la señal de salida en el detector está dada por:

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt \quad (1.35)$$

o en términos de la autocorrelación de primer orden:

$$I_1(t) \propto I(t)I(t - \tau) \quad (1.36)$$

Utilizando solo funciones de autocorrelación se puede mostrar que para conocer completamente el campo eléctrico $E(t)$ se requiere medir las autocorrelaciones de orden superior $A_c^n(t)$. Por ejemplo, la autocorrelación de segundo orden se expresa como:

$$I_2(t) = \int_{-\infty}^{\infty} |[E(t) + E(t - \tau)]|^2 dt \quad (1.37)$$

Experimentalmente estas funciones de correlación de orden superior se pueden obtener ya sea utilizando un cristal de segundo armónico o por absorción de dos fotones (TPA por sus siglas en inglés). En el caso de la autocorrelación de primer orden esta función ya se encuentra dentro de la señal a la salida del arreglo de la figura 1.6. y está relacionada con la longitud de coherencia del láser. Sin embargo si se asume una forma realística del pulso, se puede calcular el ancho temporal del pulso tomando en cuenta la longitud de coherencia.

Una de las técnicas más sencillas de autocorrelación de segundo orden para medir el ancho temporal de un pulso es utilizando un semiconductor, típicamente un fotodiodo (aunque también se han encontrado resultados utilizando un LED [9]) para generar absorción de dos fotones (TPA por sus siglas en inglés) y utilizar este efecto no lineal de tercer orden. Esta técnica se basa en generar una función de autocorrelación formada por la fotocorriente inducida en el fotodiodo de silicio y encontrar un factor de calibración entre el ancho temporal medido en un espectrómetro y el ancho temporal del pulso. El material semiconductor del fotodiodo debe involucrar un gap equivalente a la energía de dos fotones a la frecuencia ó longitud de onda a la que se pretende medir.

1.3 Técnicas de caracterización

Como se ha visto las técnicas antes mencionadas nos sirven para encontrar el ancho espectral y temporal de un pulso de manera cualitativa, sin embargo, para lograr una caracterización cuantitativa es necesario conocer la fase, para lo cual diferentes técnicas que se basan en arreglos espectroscópicos, interferométricos y tomográficas son necesarias siendo las primeras dos de las más utilizadas debido a su sencillez y exactitud. Algunas de ellas se basan en integrar mediciones simultaneas de la amplitud compleja del pulso, otras como el análisis espectral por compuertas ópticas (*“Frequency Resolved Optical Gating”* o FROG) o la Interferometría Espectral de Fase Para la Reconstrucción Directa del Campo Eléctrico (*“Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction”* o SPIDER) permiten la reconstrucción completa del pulso en fase y amplitud. A continuación se explica el procedimiento y la teoría de algunos de los métodos desarrollados a lo largo de los últimos años.

1.3.1 Frequency-Resolved Optical Gating (FROG)

Antes del desarrollo de esta técnica la caracterización de pulsos ultracortos se realizaba en base a autocorreladores por intensidad o interferométricos, y aunque eran capaces de recuperar información parcial o necesitaban varias mediciones, métodos iterativos y el uso de una cámara streak para recuperar toda la información, por lo que en sí no era un método que pudiese recuperar toda la información, su aplicación era poco práctica sin dejar de ser cualitativa.

El primer paso hacia una caracterización completa se realizó en 1991 gracias a Chilla y Martínez [10] al utilizar un autocorrelador, un pulso ensanchado y un filtro de Fourier que consistía en una rendija delgada al cual llamaron Frequency-Domain Phase measurements o FDPM. El arreglo se muestra en la figura 1.7 a continuación:

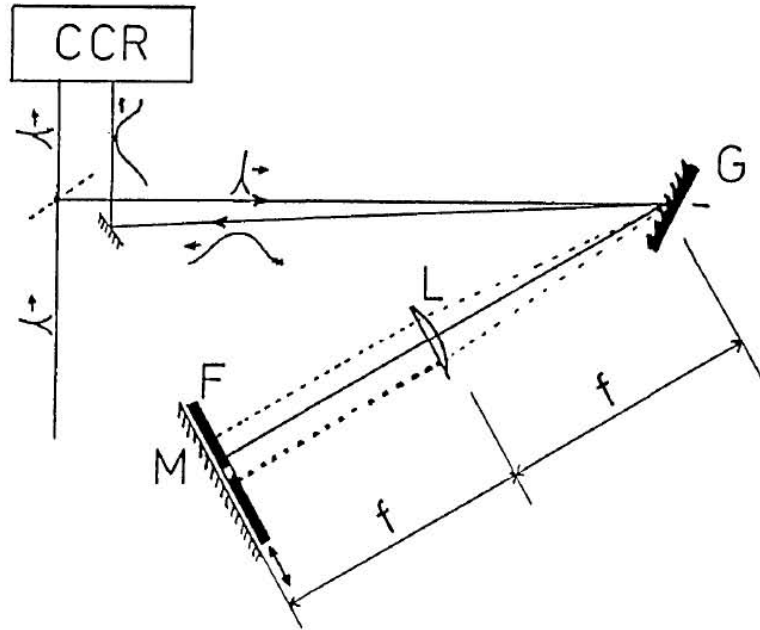


Figura 1.7.- Arreglo utilizado por Chilla y Martínez.

El arreglo consta de un haz el cual se divide, pasa por un filtro de Fourier que consiste de una rejilla de difracción, una rendija la cual está posicionada justo antes de un espejo y un autocorrelador donde se unen ambos haces. Este método, a pesar de ser el primero en poder recuperar la fase de un pulso, requería una calibración exhaustiva, no podía hacer mediciones “single-shot” y requería que el retardo del autocorrelador estuviese perfectamente calibrado. A diferencia del trabajo realizado por Chilla y Martínez en el que se medía la autocorrelación de una frecuencia en particular, este nuevo método, llamado “Frequency-Resolved Optical Gating” o FROG, se basa en

medir el espectro de una componente temporal del pulso [11]. El arreglo experimental se muestra en la figura 1.8, aquí un pulso de entrada se separa con un divisor de haz y uno de los brazos se mueve para generar un retraso τ para luego enfocar ambos haces en un medio no lineal $\chi^{(3)}$ el cual genera auto-difracción por medio de efecto Kerr y al final el haz difractado es recuperado espectralmente y se encuentra una función de intensidad contra longitud de onda y retraso τ .

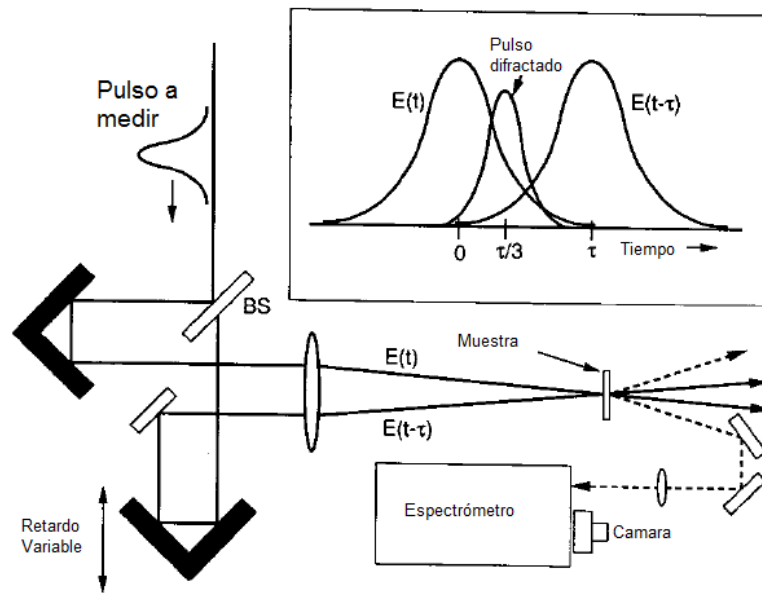


Figura 1.8.- Primer arreglo FROG

La señal de salida del sistema se puede representar entonces como:

$$S_E(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t)g(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2 \quad (1.38)$$

Y donde $g(t - \tau)$ es la función de compuerta variable con el retardo. Algo muy importante es que la compuerta $g(t)$ es usualmente un poco menor al pulso a medir, pero no infinitamente menor. Si fuese infinitamente menor la

función solo regresaría la intensidad $I(t)$ y si fuera infinitamente mayor solo se recuperaría $I(\omega)$.

Si se utiliza la auto-difracción como el efecto no lineal entonces el pulso señal viene dado por

$$E_{signal}(t, \tau) \propto [E(t)]^2 E^*(t - \tau) \quad (1.39)$$

Por lo que la señal de intensidad es:

$$I_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} [E(t)]^2 E^*(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2 \quad (1.40)$$

Como se puede ver de la ecuación (1.38) el campo eléctrico $E(t)$ se puede encontrar si se conoce la función de compuerta $E^*(t - \tau)$. Después de esto solo es necesario escribir la ecuación (1.39) en términos de $E_{signal}(t, \Omega)$, que es la transformada de Fourier del campo $E_{signal}(t, \tau)$ con respecto al retardo τ . Esto nos regresa la siguiente expresión:

$$I_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_{signal}(t, \Omega) \cdot \exp(-i\omega t - i\Omega t) dt d\Omega \right|^2 \quad (1.41)$$

El problema ahora entonces radica en invertir la traza FROG $I_{FROG}(\omega, \tau)$ para encontrar la cantidad deseada $E_{signal}(t, \Omega)$. Este problema se conoce como recuperación de fase en 2-D y es conocido en varios campos, principalmente en astronomía. En principio entonces, el FROG es capaz de determinar por si solo el campo eléctrico $E(t)$ de un pulso ultracorto utilizando un algoritmo iterativo y una traza FROG.

En párrafos pasados se describió el funcionamiento para un FROG de tercer orden, esto es, utilizan procesos no lineales $\chi^{(3)}$ debido a que para fines

prácticos la traza FROG para estos procesos es más intuitiva pues es esencialmente una gráfica de frecuencia en función del tiempo [12] mientras que por otro lado las trazas del FROG de segundo armónico (o SHG-FROG) contiene una ambigüedad al momento de realizar la reconstrucción en tiempo la cual puede ser un problema. Sin embargo cuando la intensidad está de alguna manera limitada, la necesidad de utilizar fenómenos de segundo orden sobre los de tercero se incrementa debido a que la intensidad de la señal en el primer caso es mayor. La ambigüedad que se presenta sin embargo no representa un problema tan grave debido a que la señal del campo es invariante respecto al cambio de signo en el retardo τ por lo tanto en el caso del SHG-FROG se cumple que $I_{SHG}(\omega, \tau) = I_{SHG}(\omega, -\tau)$. Lo anterior lleva a la ambigüedad respecto a la señal reconstruida debido a que $E(t) = E^*(-t)$. Siendo esta la única desventaja al momento de trabajar con el SHG-FROG [13].

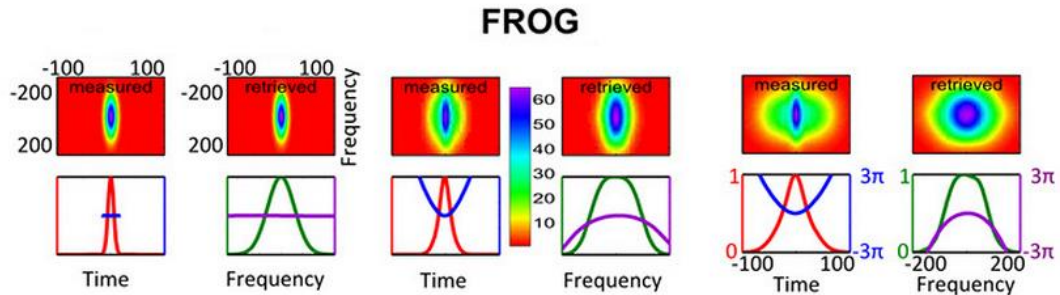


Figura 1.9.- Diferentes trazas FROG para diferentes pulsos de entrada.

Una de sus principales ventajas consta en lo sencillo de su alineación y tiene un amplio ancho de banda lo cual permite implementarlo incluso en mediciones UV. Por otro lado sus principales desventajas con esta técnica son el uso de un algoritmo iterativo para recuperar la señal, y que ésta última es una traza en 2-D como se muestra en la figura 1.9; además de lo anterior,

el FROG requiere que el usuario escoja de manera pertinente los ejes de tiempo y frecuencia y debido a que estas son variables dependientes, su elección puede llegar a ser complicada. Por último, debido a que la traza está en 2-D la cámara para recuperar la señal debe tener tanto un alto rango dinámico así como una buena linealidad. Finalmente, debido a que el número de datos crece de manera cuadrática respecto a la complejidad del pulso, el algoritmo iterativo aumenta su tiempo de convergencia de manera dramática [14].

1.3.2 Spectrally and Temporally Resolved Upconversion

Technique (STRUT)

La meta principal del método STRUT yace en poder recuperar en tiempo real la fase y la amplitud de un pulso, esto es debido a que en el momento en que ésta técnica se publicó los métodos de caracterización se basaban ya sea en configuraciones que requerían líneas de retardo o algoritmos iterativos, lo cual representaba un problema debido a que la caracterización en tiempo real necesaria para la optimización de osciladores, amplificadores y reconfiguradores de pulsos de femtosegundos. Un arreglo experimental es mostrado en la figura 1.10, esta configuración en especial es conocida como “single-shot”, esto es, el resultado en el sensor no es una integración sobre un tren de pulsos sino la integración en tiempo de la caracterización pulso por pulso [15].

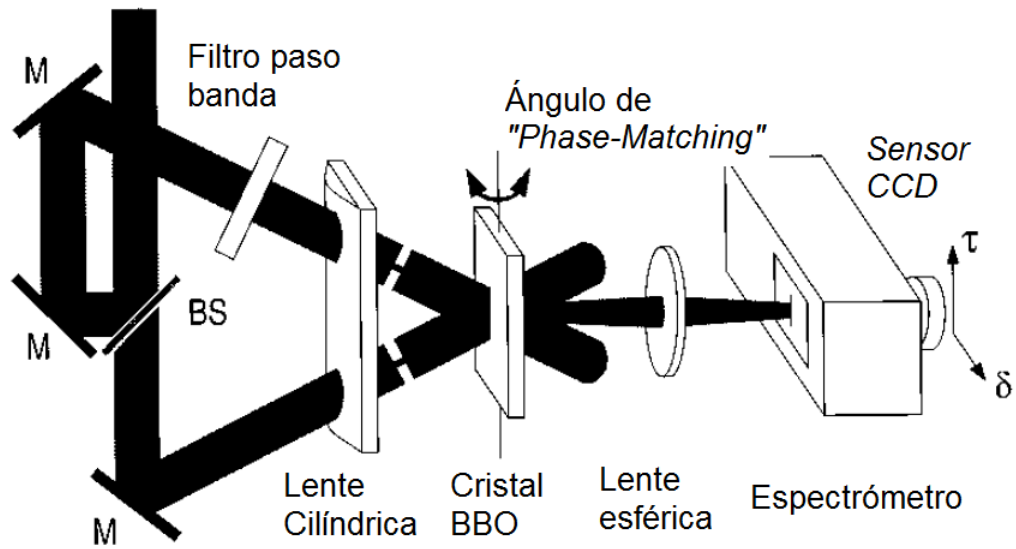


Figura 1.10.- Arreglo STRUT

El haz de entrada es dividido por un divisor de onda en donde uno de los haces se hace pasar por un filtro paso banda mientras que el otro es utilizado como filtro de referencia. Ambos haces son enfocados por medio de una lente cilíndrica a un cristal de beta-borato de bario (BBO) con un ángulo de 30° entre los haces, esto con la finalidad de generar un retardo dependiente de la posición. La señal resultante es enfocada en la entrada de un monocromador y la señal es adquirida por medio de una CCD.

La señal resultante se puede ver como la convolución del pulso de referencia, el cual tiene un ancho de banda menor, con el pulso filtrado en frecuencia como se muestra a continuación:

$$E_{sig}(\tau, \delta) \propto \int_{-\infty}^{\infty} E_r(\delta') \exp(i\delta'\tau) E_t(\delta - \delta') d\delta' \quad (1.42)$$

Y donde el pulso filtrado se puede ver como $E_t(\delta) = A(\delta) \exp[i\phi(\delta)]$, donde $A(\delta)$ es la amplitud variando lentamente en el tiempo y $\phi(\delta)$ es la fase variando lentamente en el tiempo. δ es el desfase entre la frecuencia central.

Por otro lado la función de transferencia de un filtro paso banda utilizado en este arreglo se puede modelar como

$$F(\delta) = \frac{1}{1 - i\delta/\Delta} \quad (1.43)$$

Y donde 2Δ es el ancho de banda a la mitad del máximo. El pulso de referencia se puede ver entonces como el producto $E_r(\delta) = F(\delta)E_t(\delta)$. Como se puede ver entonces, para una δ en la ecuación (1.42) el pulso de referencia selecciona solo una pequeña porción de $E_t(\delta)$ y por lo tanto resolviendo espectralmente el pulso. Tomando en cuenta lo anterior, los integrandos de la ecuación (1.42) se pueden expresar como

$$E_r(\delta) \approx \frac{A(0) \exp[i\phi(0) + i\phi'(0)\delta']}{1 - i\delta'/\Delta} \quad (1.44)$$

$$E_t(\delta - \delta') \approx A(\delta) \exp[i\phi(\delta) - i\phi'(\delta)\delta'] \quad (1.45)$$

Y donde ϕ' representa pequeños diferenciales de ϕ con respecto a δ . Si se sustituyen los términos (1.44) y (1.45) en la ecuación (1.42) y se reducen las cantidades se obtiene:

$$E_{sig}(\tau, \delta) \propto E_t(\delta) \Theta(\phi'(\delta) - \tau) \exp\{-\Delta[\phi'(\delta) - \tau]\} \quad (1.46)$$

Donde $\Theta(\phi'(\delta) - \tau)$ es la función escalón unitario. De lo anterior la fase y la amplitud temporal pueden ser recuperadas de dos maneras, determinando la señal en el centro con respecto a τ y por lo tanto el retardo a cada frecuencia o integrando la imagen con respecto a τ para producir la amplitud espectral. La forma del pulso en tiempo se encuentra realizando una transformada de Fourier.

1.3.3 Interferometría Espectral (SI)

Las técnicas antes mencionadas logran caracterizar completamente un pulso en amplitud y fase, sin embargo ambas requieren de procesos no lineales mientras la interferometría espectral es lineal y el algoritmo de reconstrucción es rápido y robusto. El arreglo experimental consta simplemente de un interferómetro Mach-Zehnder y un espectrómetro con una resolución capaz de recuperar el interferograma espectral. En este caso se tendrán dos pulsos, uno que llamaremos haz de referencia $E_{ref}(t)$ y un pulso de prueba $E(t)$. En un inicio solo se medirá el espectro del pulso de referencia encontrando así $S(\omega)$. Después de esto, ambos pulsos con un retardo τ constante se medirán con el espectrómetro como se muestra en la figura 1.11 de manera que en el espectrómetro se encontrará un patrón de interferencia espectral como se ve en la figura 1.12-a).

La señal del espectrómetro se puede modelar como sigue:

$$I(\omega) = |\tilde{E}(\omega) + \tilde{E}_{ref}(\omega)|^2 \quad (1.47)$$

$$= S(\omega) + S_{ref}(\omega) + 2\sqrt{S(\omega)S_{ref}(\omega)} \times \cos[\phi(\omega) - \phi_{ref}(\omega) - \omega\tau]$$

Y donde el coseno contiene la información de la fase del pulso de prueba, el pulso de referencia y el retardo τ .

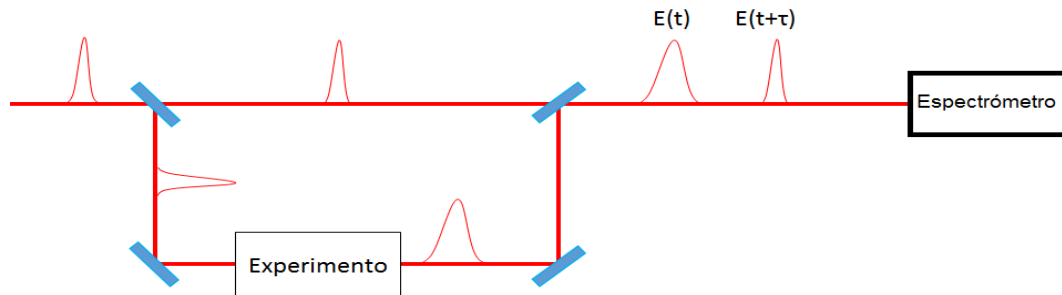


Figura 1.11.- Arreglo de un interferómetro espectral.

En este caso, el término τ es inversamente proporcional a la separación nominal entre las franjas. Para extraer entonces la diferencia de fases entre el pulso de prueba y el de referencia se utiliza un algoritmo de Fourier propuesto por Takeda [16].

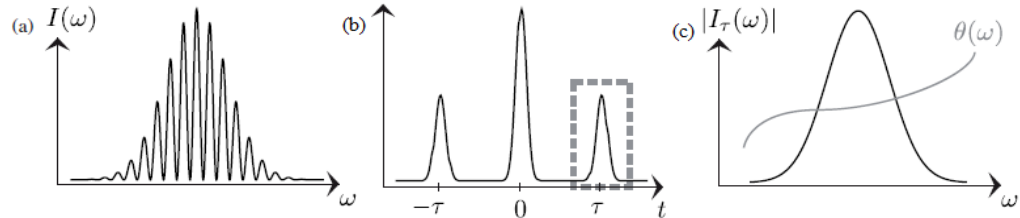


Figura 1.12.- Algoritmo de recuperación.

El primer paso, para la caracterización de un pulso de prueba, consiste en realizar una transformada inversa de Fourier sobre la intensidad medida $I(\omega)$ mostrada en la Figura 1.12 (a) para regresar al espacio de tiempo. De esta manera se pueden aislar los términos que contienen la fase en $-\tau$ y τ y la amplitud sin modulación que se encuentra en $t = 0$. Se aplica un filtraje, por medio de una ventana de manera que ese término quede aislado para luego centrarlo (y por lo tanto remover el término $-\omega\tau$). Una vez con este término centrado y aislado se le aplica una transformada inversa de Fourier para regresarlo al espacio de frecuencia, de esta manera la señal ahora contiene la siguiente información:

$$I_{\tau}(\omega) = S(\omega)S_{ref}(\omega) \exp[i(\phi(\omega) - \phi_{ref}(\omega))] \quad (1.48)$$

De manera que si se extrae el argumento se puede obtener la siguiente cantidad:

$$\theta(\omega) = \phi(\omega) - \phi_{ref}(\omega) \quad (1.49)$$

Esto nos deja con el siguiente problema, la interferometría espectral solo regresa la diferencia de fase que existe entre el pulso de prueba y el pulso de referencia sin embargo no es capaz de realizar una medición sobre la fase en sí. Es decir, es indispensable conocer el pulso de referencia.

1.3.4 Técnicas referenciadas y autoreferenciadas de interferometría espectral

Debido al problema mostrado en la sección anterior, Walmsley, Trebino y colaboradores propusieron un método referenciado que junta la técnica de interferometría espectral con el FROG [1]. En general el problema al querer medir pulsos ultracortos es que estos requieren una potencia pico considerable de manera que se pueda acceder a los fenómenos no lineales necesarios para estas técnicas. Sin embargo, la interferometría espectral no necesita estas cantidades de energía debido a que es una técnica lineal por lo que no es necesario acceder a fenómenos no lineales. De esta manera, se puede partir un pulso de manera que la mayoría de la potencia vaya hacia un sistema FROG y el resto se mande a un sistema de interferometría como se muestra en la figura 1.13. A esta técnica se le conoce como Análisis Temporal por Dispersión de un par de Campos Eléctricos (o TADPOLE).

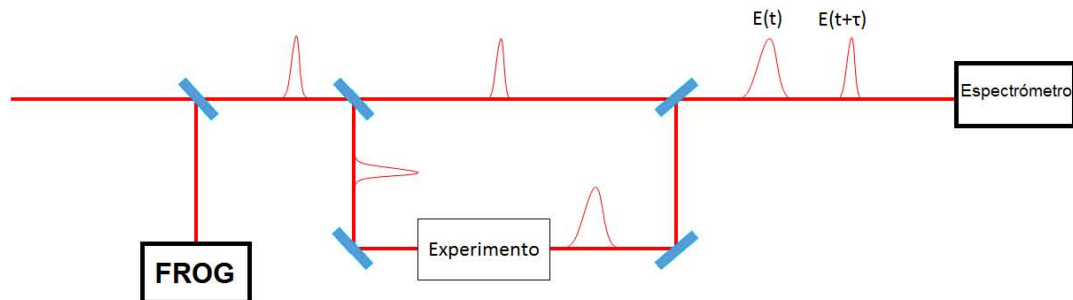


Figura 1.13.- Arreglo TADPOLE.

En este caso el pulso que fue enviado hacia el FROG permite recuperar la fase de referencia $\phi_{ref}(\omega)$ la cual servirá como una fase de calibración de manera que la fase de prueba $\phi(\omega)$ se pueda recuperar en su totalidad.

En principio la interferometría espectral y el TADPOLE son idénticos excepto por la diferencia de utilizar un sistema externo para medir la fase de referencia. Debido a esto, tanto la interferometría espectral como el TADPOLE se les conoce como *sistemas lineales referenciados* [14].

Por otro lado, debido a los avances en la caracterización en pulsos ultracortos, Walmsley y Wong [17] propusieron una forma general de medir pulsos ultracortos de una manera elegante utilizando solamente un análisis de filtros y un detector integrativo, sin la necesidad de un pulso de referencia. Una condición suficiente y necesaria es que el instrumento contenga al menos un filtro estacionario en tiempo y un filtro estacionario en frecuencia. Uno de los cuatro arreglos que propusieron fue el de interferometría espectral de fase para la reconstrucción directa del campo eléctrico (o SPIDER por sus siglas en inglés). Walmsley y colaboradores describen las técnicas de caracterización en tres categorías: interferométricas, tomográficas y espectrográficas [2]. De las anteriores las técnicas interferométricas ofrecen una gran ventaja debido a que sus algoritmos de recuperación son no-iterativos. Además, mientras que las técnicas como FROG, TASC, STRUT y FDPM recuperan trazas en 2-D para recuperar información en 1-D, la interferometría requiere una traza de 1-D para la reconstrucción de la información de manera que el algoritmo de recuperación es directo. Sin embargo, como ya se comentó, la interferometría espectral requiere de un

pulso bien caracterizado para encontrar la fase por lo que el mismo problema se mantiene.

El problema anterior fue resuelto por Walsmley y Iaconis en 1998 al introducir un método que involucra la interferometría espectral y la interferometría espectral de barrido o “*spectral shearing interferometry*”, de manera que no se necesita un detector rápido ni una compuerta óptica y aun así continúa utilizando un algoritmo de recuperación no iterativo.

Como se mencionó en el inicio, una condición suficiente y necesaria para medir el campo eléctrico es tener un filtro estacionario en el tiempo en el cual el tiempo de incidencia del pulso de entrada no afecte la salida, y un filtro estacionario en frecuencia en el cual la salida se mantiene constante a cambios arbitrarios en la frecuencia del pulso de entrada. Además de lo anterior existen dos especificaciones a ambos filtros, tienen que ser solamente de amplitud o solamente de fase. Un ejemplo de un filtro de amplitud estacionario temporalmente es un espectrómetro, en el cual se puede idealizar su función de transferencia como:

$$\tilde{S}^A(\omega; \omega_c) = \exp[-(\omega - \omega_c)^2 / (2\gamma^2)] \quad (1.50)$$

Y donde ω_c es la frecuencia central y γ es la frecuencia pasa banda. S denota que el filtro es estacionario en el tiempo y el subíndice A que es un filtro de amplitud. Sin embargo, para poder medir la fase uno necesita al menos dos filtros lineales, uno estacionario en el tiempo y otro en frecuencia ya que el *spectral shearing* se basa en un arreglo interferométrico de ambos filtros [7]. Ahora, debido a que el espectrómetro es un dispositivo estacionario temporalmente, el filtro lineal en fase tiene que ser un modulador temporal

estacionario en frecuencia el cual genere un corrimiento al pulso de entrada por una cantidad Ω y donde su función de respuesta es:

$$N_l^p(t; \Omega) = \exp[-i\Omega t] \quad (1.51)$$

Donde N denota un filtro no estacionario, p indica que es un filtro de fase y l que es lineal. Por otro lado, la función de transferencia de un modulador de fase espectral se modela como:

$$\tilde{S}_l^p(\omega; \tau) = \exp[i\omega\tau] \quad (1.52)$$

Este filtro simplemente otorga un retardo a la señal de entrada por τ . De lo anterior ahora podemos obtener la señal de salida al pasar por el sistema mostrado en la figura 1.14

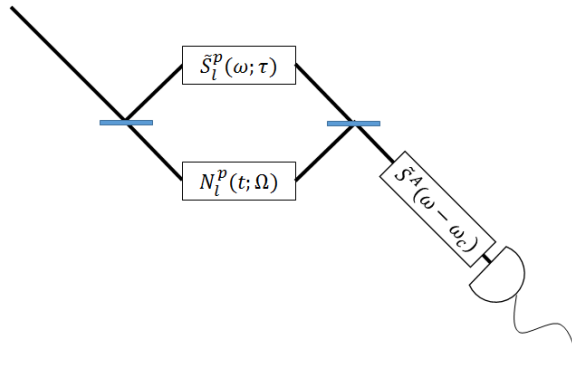


Figura 1.14.- Arreglo generalizado para un interferómetro espectral de barrido.

En resumen el interferómetro entonces consta de dos filtros de fase, uno estacionario y uno no estacionario seguidos por un espectrómetro. La señal de salida se puede ver en un caso general como:

$$D(\omega_c; \Omega, \tau) = \int d\omega |\tilde{S}^A(\omega - \omega_c) \cdot \{[\int d\omega' \tilde{N}_l^p(\omega' - \omega) \tilde{E}(\omega')] + \tilde{S}_l^p(\omega) \tilde{E}(\omega)\}|^2 \quad (1.53)$$

Debido a que el retardo temporal y en frecuencia queda fijos la única variable es la frecuencia central del espectrómetro y debido a que generalmente la frecuencia pasa banda es mucho más estrecha que el espectro del pulso de entrada, la función de transferencia se puede aproximar a $|\tilde{S}^A(\omega - \omega_c)|^2 \approx \delta(\omega - \omega_c)$, de manera que la señal de salida es simplemente:

$$D(\omega_c) = |\tilde{E}(\omega_c - \omega)|^2 + |\tilde{E}(\omega_c)|^2 + 2|\tilde{E}(\omega_c - \Omega)\tilde{E}(\omega_c)| \cos [\phi_\omega(\omega_c - \Omega) - \phi_\omega(\omega_c) - \tau\omega_c] \quad (1.54)$$

Donde $D(\omega_c)$ es una señal generalizada de un sistema de interferometría de barrido. Para hacer la extracción de la fase espectral se realiza el mismo paso mostrado en la sección 1.3.3 con la diferencia que ahora la ecuación (1.49) tiene la siguiente forma:

$$\theta(\omega_c) \equiv \phi_\omega(\omega_c) - \phi_\omega(\omega_c - \Omega) \quad (1.55)$$

Para reconstruir $\phi_\omega(\omega_c)$ a partir de la diferencia de fase se pueden seguir dos diferentes pasos, ya sea realizando una concatenación con la diferencia de fase o por medio de una integración numérica. Esta última solo es posible si el barrido espectral Ω es relativamente pequeño comparado con la estructura de la fase espectral de manera que la siguiente aproximación sea válida:

$$\theta(\omega_c) \equiv \phi_\omega(\omega_c) - \phi_\omega(\omega_c - \Omega) \approx \Omega \frac{d\phi_\omega(\omega_c)}{d\omega_c} \quad (1.56)$$

Capítulo 2

2.1 Motivación hacia sistemas de interferometría espectral.

Como ya se mencionó en el capítulo anterior existen muchas técnicas hoy en día para la medición y caracterización de pulsos ultracortos. Entre todas estas técnicas destacan la técnica FROG y sus variantes como SHG-FROG y la técnica SPIDER. Una de las diferencias que existen entre ambas técnicas se refiere tanto al algoritmo de recuperación así como al tipo de información recuperada. En el caso del FROG se recupera información en dos dimensiones la cual, por medio de un algoritmo iterativo, es capaz de lograr una caracterización completa del pulso. El SPIDER por otro lado necesita solo de información en una dimensión (el interferograma espectral) y utiliza un algoritmo no-iterativo el cual permite utilizarlo potencialmente para mediciones en tiempo real.

A pesar de que se han hecho mejoras substanciales al algoritmo de recuperación del FROG (por ejemplo, para el SHG-FROG, se ha logrado una recuperación entre 1 y 2.3 Hz para matrices de datos de 32×32 y 64×64 [18] [19]) la velocidad del SPIDER es considerablemente superior mostrando, al poco tiempo de ser demostrado su funcionamiento, velocidades de hasta 20 Hz [20]. Debido a lo anterior la técnica SPIDER muestra una ventaja

computacional al momento de realizar experimentos en óptica adaptativa donde si bien se ha utilizado el SHG-FROG como instrumento de medición también se ha propuesto el uso de un sistema SPIDER para mejorar el tiempo de respuesta del sistema [21] esto debido a que en un sistema de lazo cerrado el tiempo de respuesta del sistema de caracterización es crítico.

Sin embargo la técnica SPIDER no está libre de inconvenientes y es necesario mencionarlos. Además de que esta técnica requiere de una calibración precisa y las versiones en óptica de volumen requieren de manera crucial de una buena alineación se ha demostrado que el SPIDER es incapaz de medir cambios pequeños debidos a un tren de pulsos no periódicos [22] algo que, a pesar de que el FROG es incapaz, este último si puede distinguir ambigüedades y calcular un ancho promedio utilizando la diferencia entre el pulso medido y el recuperado. Debido a lo anterior nuevas técnicas como la interferometría espectral auto-referenciada [23] (o SRSI por sus siglas en inglés) han sido propuestas sin embargo no nos adentraremos en ellas en este momento.

2.2 Interferometría espectral.

A diferencia de la interferometría espacial la cual se realiza a partir de una diferencia en el camino óptico y como resultado se generan franjas características en el dominio espacial, la interferometría espectral funciona en base al mismo principio pero en este caso el resultado se podrá observar en el dominio espectral. Esta técnica fue propuesta inicialmente en 1992. En contraste con la interferometría espacial, la interferencia espectral puede ser observada incluso cuando dos pulsos son separados temporalmente más que la duración del pulso [24].

Consideremos dos pulsos separados un tiempo T los cuales llamaremos pulso de prueba y pulso de referencia. Estos pueden ser expresados como:

$$E_{pr}(t) = E(t) \exp(i\omega_0 t) \quad (2.1)$$

$$E_{ref}(t) = E(t - T) \exp[i\omega_0(t - T)] \quad (2.2)$$

Y donde $E(t)$ y $E(t - T)$ son funciones complejas. Su transformada de Fourier es entonces,

$$\mathcal{F}[E_{pr}(t) + E_{ref}(t)] = E(\omega - \omega_0)[1 + \exp(-i\omega T)] \quad (2.3)$$

Y donde la intensidad está dada de la siguiente forma,

$$|\mathcal{F}[E_{pr}(t) + E_{ref}(t)]|^2 = |E(\omega - \omega_0)|^2 [2 + 2 \cos(\omega T)] \quad (2.4)$$

El cual representa interferencia en el dominio de frecuencias con un periodo de $2\pi/T$.

La interferometría espectral ha demostrado ser de especial utilidad en áreas desde la caracterización de fibras ópticas [25] [26], en el área médica en tomografía de coherencia óptica [27], para sistemas de microscopía [28], espectroscopia temporal de pulsos ultracortos [29] y al mismo tiempo para realizar mediciones de variaciones en caminos ópticos que la interferometría espacial no podría realizar [30]. Debido a lo anterior era de esperarse que tarde o temprano esta técnica se extendiera hacia la medición y caracterización de pulsos ultracortos como se verá a continuación.

2.3 Análisis Temporal por Dispersión de un par de Campos Eléctricos (TADPOLE)

La primera técnica en utilizar la interferometría espectral fue propuesta en 1996 por Fittinghoff *et al.* junto con la ayuda de Trebino y Walmsley. Pese a que esta técnica es referenciada, es decir, necesita de una medición externa para realizar una recuperación completa del pulso, es de especial utilidad cuando se intenta medir pulsos débiles, demostrando mediciones de trenes de pulsos de alrededor de $42 \times 10^{-21} J$ [1]. Esta clase de pulsos surgen cuando un haz ultracorto interactúa con algún material o muestra por lo que para poder realizar una medición sobre los cambios en la fase es necesario poder realizar la medición independientemente de la potencia a la salida.

Pese a la “desventaja” de necesitar una medida de referencia (la cual puede ser ya sea utilizando un FROG o un SPIDER) el TADPOLE consiste en un sistema lineal y por lo tanto fenómenos como generación de segundo armónico o procesos no lineales de orden superior no suceden dentro del arreglo y por lo tanto no limitan al instrumento en cuanto a una potencia mínima.

Por otro lado, un pulso ultracorto no puede ser conseguido sin que este conlleve una potencia pico significativamente alta debido a que los mismos procesos no lineales que lo generan implican una generación de potencia suficiente para acceder a estos procesos por lo que un pulso de referencia está disponible para ser caracterizado en casi cualquier situación. Aunado a esto, la interferometría espectral y por lo tanto la técnica TADPOLE son técnicas heterodinas, por lo que permiten amplificar pulsos débiles. Si se escoge que

el pulso de referencia sea N veces más intenso que el pulso a estudiar esto produce franjas que serán $4N^{1/2}$ más intensas que el pulso de referencia.

El TADPOLE es entonces la combinación de dos técnicas ya conocidas, la interferometría espectral introducida por Froehly *et al.* [31] la cual es de especial utilidad cuando solo se requiere conocer la diferencia de fases mientras que el FROG o SPIDER caracteriza el pulso en su totalidad pero requiere una intensidad pico alta. El arreglo experimental es el siguiente mostrado en la figura 2.1.

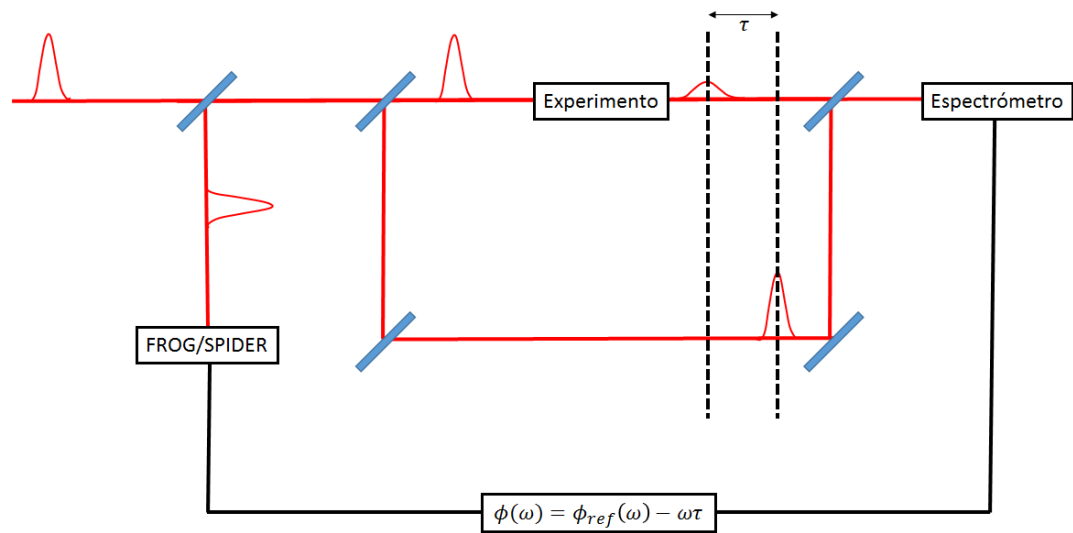


Figura 2.1.- Arreglo experimental de un Sistema TADPOLE.

El arreglo se basa en un interferómetro de tipo Mach-Zehnder y donde la señal de salida del sistema de interferometría espectral se puede expresar como:

$$I_{SI}(\omega) = I_{ref}(\omega) + I_{unk}(\omega) + 2\sqrt{I_{ref}(\omega)I_{unk}(\omega)} \times \cos[\varphi_{unk}(\omega) - \varphi_{ref}(\omega) - \omega\tau] \quad (2.5)$$

En este caso $I_{ref}(\omega)$ representa la intensidad del pulso de referencia, $I_{unk}(\omega)$ la intensidad del pulso que sale del experimento y τ es un retraso debido a la diferencia de camino óptico entre ambos haces. Las primeras dos cantidades pueden ser medidas simplemente bloqueando uno de los brazos del interferómetro y el retardo τ , pese a que no necesita ser medido esto se puede hacer para evitar alguna ambigüedad de signo en el coseno. Para recuperar la diferencia de fase $\varphi_{unk}(\omega) - \varphi_{ref}(\omega)$ no se puede utilizar la función de coseno inverso debido a que el ruido experimental causaría errores en la reconstrucción de la fase por lo que se deben utilizar diferentes algoritmos como los propuestos por Lepetit [32] o Takeda [16].

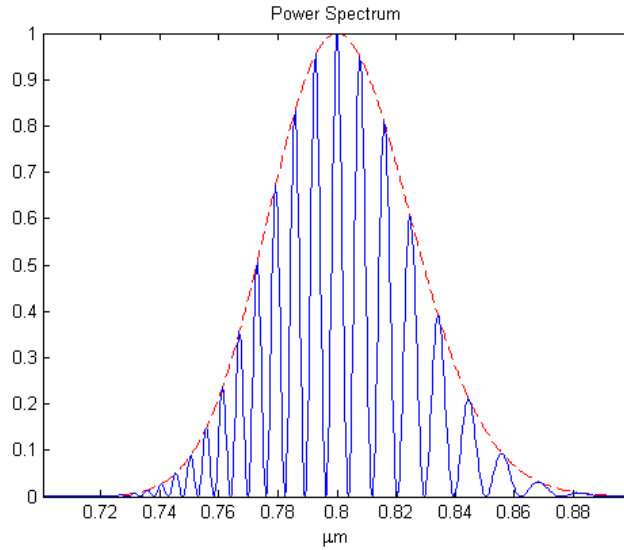


Figura 2.2.-Interferograma espectral simulado

Después de obtener un interferograma espectral como el mostrado en la figura 2.2 se procede a realizar una transformada inversa de Fourier de manera que regresemos al espacio de tiempo y obtengamos tres lóbulos como los que se muestran en la figura 2.3. Esta señal se puede ver como sigue,

$$E(t) = E^{-AC}(-\tau) + E^{DC}(0) + E^{+AC}(\tau) \quad (2.6)$$

A continuación se realiza un filtraje por medio de una ventana de manera que se aisle el término positivo de AC. Esta parte contiene toda la información de la fase en el espacio temporal sin embargo es importante regresarse al espacio de frecuencias. Debido a lo anterior se realiza una transformada de Fourier y, utilizando algoritmos de desdoblamiento de fase y “phase-blanking” se encuentra la fase espectral $\varphi_{unk}(\omega) - \varphi_{ref}(\omega)$. El último paso consistiría entonces, en quitar la fase de referencia de manera que el término $\varphi_{unk}(\omega)$ quede aislado como se muestra en la figura 2.4.

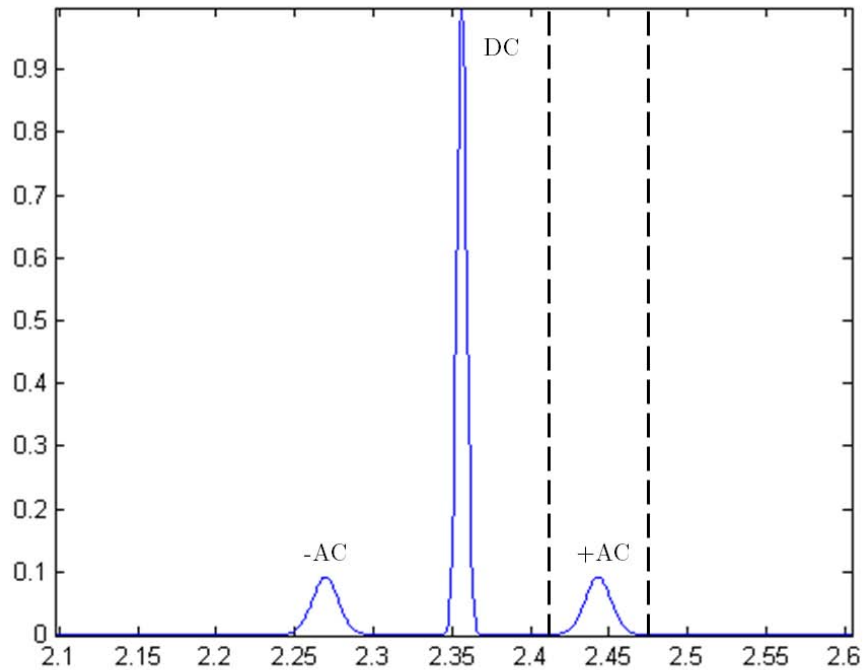


Figura 2.3.-Valor obtenido de la transformada inversa de Fourier del interferograma.

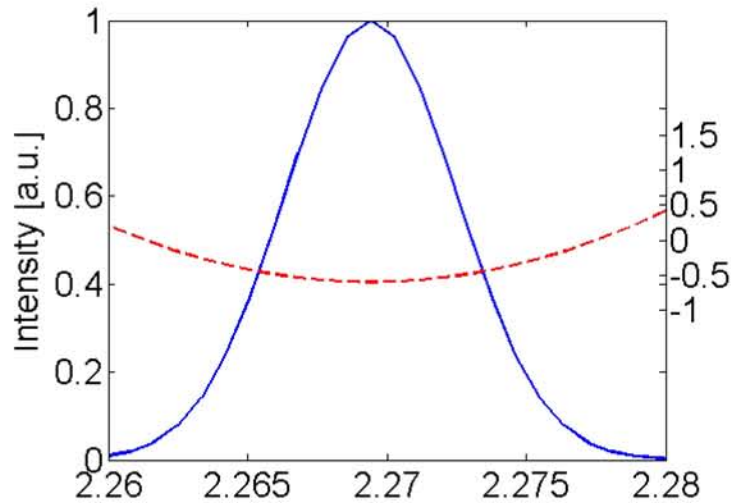


Figura 2.4.-Valor obtenido de la transformada inversa de Fourier del interferograma.

Banda lateral filtrada y su fase

Lo anterior describe el funcionamiento y arreglo experimental de un sistema TADPOLE a gran escala, sin embargo diferentes variantes de este existen como el SEA TADPOLE (*“Spatial Encoded Arrangement”* TADPOLE) el cual utiliza fibra óptica y en vez de utilizar pulsos separados en tiempo para generar franjas espectrales utiliza pulsos que coincidan en tiempo los cuales se cruzan a un pequeño ángulo de manera que se generen franjas espaciales. Con lo anterior él SEA TADPOLE logra resoluciones que pueden recuperar un pulso con mejor resolución y que contienen fases con un comportamiento más complejo [33].

2.4 Interferometría Espectral de Fase para la Reconstrucción Directa de Campo Eléctrico (SPIDER)

En las secciones anteriores se describió la interferometría espectral así como la técnica conocida como TADPOLE. Ambas técnicas son lineales y su

algoritmo de recuperación no es iterativo sin embargo ambas necesitan de un pulso de referencia. La interferometría espectral de fase para la reconstrucción directa de campo eléctrico (o SPIDER por su acrónimo en inglés) constituye un método basado en la interferometría espectral que no necesita un pulso de referencia pues utiliza un corrimiento espectral (o “*spectral shearing*”) para generarlo.

A pesar de que el SPIDER es un método no lineal su algoritmo de reconstrucción es no iterativo y se basa en parte en los algoritmos de Takeda descritos en la sección anterior para obtener la diferencia de fases espectrales las cuales se pueden recuperar utilizando un método integrativo o un proceso de concatenación que se discutirá más adelante. En la sección anterior se detalló un poco en el funcionamiento del SPIDER. A continuación se explicará de manera extensiva su funcionamiento, consideraciones, calibración y su algoritmo de reconstrucción.

El SPIDER se puede separar en dos subsistemas como se puede observar en la figura 2.5. Uno que consiste en generar la interferometría espectral y un segundo encargado del corrimiento espectral. El proceso de corrimiento espectral, ó *spectral shearing*, consiste en generar una diferencia en la frecuencia central de los pulsos y está involucrado directamente con la generación de una condición de autorreferencia para la caracterización de los pulsos, que lo diferencia del TADPOLE descrito anteriormente. El primer sistema separa dos pulsos idénticamente iguales por un retraso τ mientras que el segundo se encarga de ensanchar un tercer pulso de manera que el ancho temporal a la mitad del máximo sea mayor igual al retraso τ de tal manera que ambos pulsos, al ser convertidos por medio de un cristal no

lineal, se puedan mezclar con diferentes fracciones del espectro y generen un corrimiento espectral. Es decir se generarán dos pulsos corridos en frecuencia y en tiempo. Un arreglo esquemático de un sistema SPIDER se muestra en la siguiente figura 2.5 [34]:

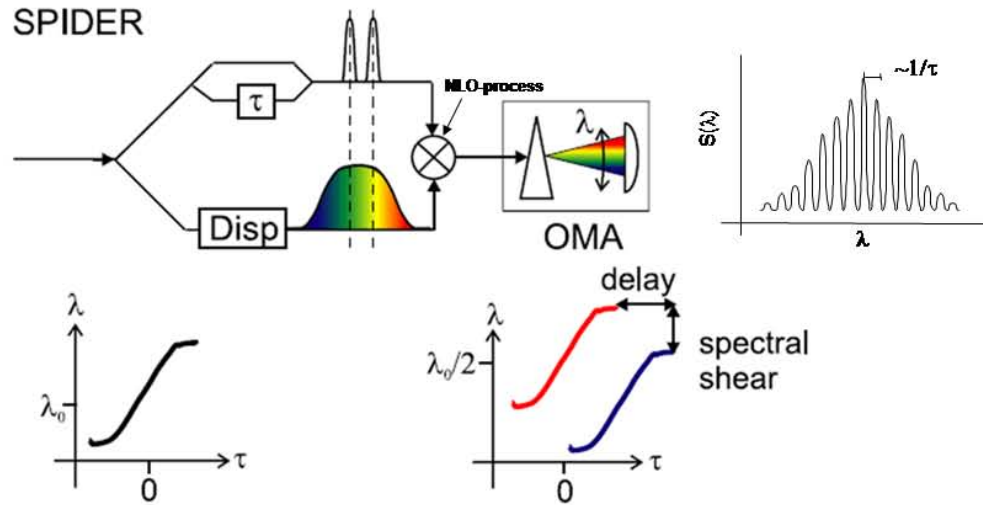


Figura 2.5.-Ejemplo esquemático de un sistema SPIDER.

El arreglo experimental correspondiente se muestra en la figura 2.6.

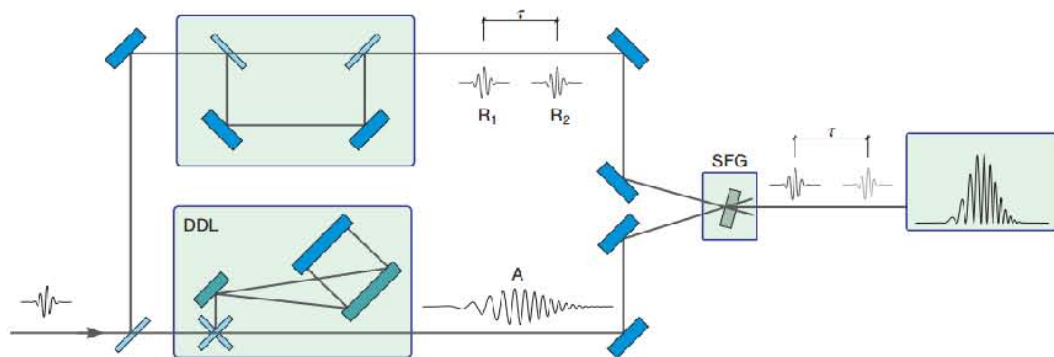


Figura 2.6.-Ejemplo de un arreglo SPIDER.

Como se muestra en las figuras anteriores la idea principal de esta técnica consiste en sumar espectralmente (utilizando un proceso no lineal de segundo

orden de suma de frecuencias en un cristal de beta borato de bario) dos pulsos separados un tiempo τ con una sección cuasi-continua de un pulso estirado lo suficientemente ancho temporalmente para generar un corrimiento espectral o “*spectral shearing*”. Es este corrimiento el que genera la autorreferencia en el sistema y permite la caracterización completa del pulso.

La señal de salida entonces se verá como,

$$S(\omega) = |\tilde{E}(\omega)|^2 + |\tilde{E}(\omega + \Omega)|^2 + 2|\tilde{E}(\omega)||\tilde{E}(\omega + \Omega)| \quad (2.7) \\ \times \cos[\varphi(\omega) - \varphi(\omega + \Omega) + \omega\tau]$$

De lo anterior los primeros dos términos representan los espectros de los pulsos los cuales están en ω y $\omega + \Omega$, condición para generar la autorreferencia, el tercer término representa la modulación espectral y es donde se encuentra la fase a recuperar y, debido a que el teorema de muestreo de Whittaker-Shannon demuestra que si un pulso tiene una energía mayor a cero en un intervalo de tiempo τ_N , entonces un corrimiento espectral de $2\pi/\tau_N$, y por tanto un muestreo del espectro en intervalos de frecuencias de $2\pi/\tau_N$, son suficientes para reconstruir la amplitud del pulso y su fase de manera exacta [2]. Esto es, si se supone un pulso de 200 femtosegundos entonces se necesitaría un muestreo espectral de 31.4×10^{12} Hz o de manera equivalente, $60\mu m$. Por lo tanto si estos requerimientos se cumplen entonces el pulso puede ser reconstruido simplemente con el interferograma y el pulso de entrada.

Los dos parámetros básicos para diseñar un sistema SPIDER son el corrimiento espectral Ω y el retardo temporal τ . Estos no son independientes el uno del otro y se relacionan a partir de la siguiente ecuación,

$$\Omega = -\frac{\tau}{\phi''} \quad (2.8)$$

Donde ϕ'' es la dispersión cuadrática. Además es importante notar que debido a que la separación nominal de las franjas es de $2\pi/\tau$ entonces el retardo debe ser lo suficientemente grande para que al realizar la transformada de Fourier los términos de AC estén suficientemente separados pero no tan grande como para que el espectrómetro no pueda resolverlas. De igual manera Ω no debe ser tan grande de modo que no se cumpla el límite de Nyquist pero no suficientemente pequeño como para que el cambio espectral sea imperceptible. Al mismo tiempo la dispersión cuadrática debe ser suficientemente grande como para que cada pulso pueda ser convertido en una región cuasi-continua del pulso ensanchado. A continuación se presenta un ejemplo sobre estas consideraciones en un ejercicio propuesto por Walmsley *et al.* Supongamos que se tiene un laser Ti:Zafiro con un ancho espectral $\Delta\omega = 2\pi \times 10$ centrado a $\omega_0 = 2\pi \times 375$ THz ($\Delta\lambda \approx 21$ nm, $\lambda_0 = 800$ nm). De lo anterior utilizando la siguiente ecuación para calcular el ancho temporal $\Delta\tau$ de un pulso,

$$\Delta\tau \geq 0.441 \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda \cdot c} \quad (2.9)$$

Se puede calcular que el ancho temporal es aproximadamente $\Delta\tau = 50$ fs. Si el pulso se ensancha lo suficiente entonces T , el ancho temporal del pulso ensanchado, sería $T \approx \Delta\omega\phi''$. Entonces, si la duración del pulso es Δt , un

pulso ensanchado $100 \times \Delta t$ asegura que para cada intervalo del mismo existe un rango de frecuencias no mayor a $\Delta\omega/100$. En este ejemplo se puede suponer inicialmente un pulso ensanchado 400 veces, es decir, $T = 400 \times \Delta t$. El espectrómetro por lo tanto debe tener una resolución mayor a $2\pi/\tau$. Si el espectrómetro tiene una resolución de 0.5 nm (algo razonable en la mayoría de los espectrómetros comerciales) entonces el retardo τ debe ser menor a 5 ps de manera que el espectrómetro sea capaz de recuperar al menos dos puntos por franja. Por otro lado el retardo no debe ser arbitrariamente menor pues las señales de AC y DC no podrían ser separadas al momento de aplicar la transformada inversa de Fourier. Debido a lo anterior entonces un retardo de 1 a 2 ps sería suficiente para regresar de cinco a diez puntos por franja. Esto daría un corrimiento espectral de $\Omega = \Delta\omega\tau/T$ de aproximadamente el 5%-10% del ancho espectral del pulso de entrada, lo cual cumple el criterio de muestreo [2].

Experimentalmente para generar la separación temporal se puede utilizar ya sea un interferómetro de Michelson, un interferómetro Mach-Zehnder o un etalón. La ventaja del primero consiste en que se requieren menos partes y es más sencillo de alinear a campo lejano, además solo requiere que uno de los espejos este montado sobre una platina móvil lo cual permite un mejor ajuste en cuanto al retardo τ , lo cual es una ventaja también sobre el etalón que deja el retardo fijo. Sin embargo, tanto el interferómetro de Michelson como el Mach-Zehnder tienen la desventaja de que vibraciones de algunos cientos de Hertz pueden introducir pequeñas variaciones que destruyan la información de la fase, algo de lo que el etalón no sufre. Lo anterior debe ser

decidido de antemano por el investigador al momento de diseñar el SPIDER dependiendo la conveniencia o los problemas que uno u otro pueda causar.

Por otro lado para generar el pulso ensanchado se puede utilizar un arreglo de rejillas de difracción enfrentadas una frente a otra [35] y en donde la separación entre estas está ligada con el ancho temporal por la siguiente ecuación [8],

$$\tau_G = \tau_{G0} \sqrt{1 + \left(\frac{L}{L_d}\right)^2} \quad (2.10)$$

Y donde,

$$L_d = \frac{\pi c^2 d^2}{\lambda_0^3} (\cos^2 \beta') \tau_{G0} \quad (2.11)$$

Donde L es la distancia de separación de las rejillas, d es la separación entre las franjas, c es la velocidad de la luz, λ_0 es la frecuencia central, β' es el ángulo respecto al haz incidente y la normal y τ_{G0} es el ancho temporal del pulso de entrada.

En cuanto al algoritmo de recuperación, este es considerablemente parecido al de la sección anterior como se ve en la figura 2.6 sin embargo las señales cambian ligeramente debido a que ahora existe un corrimiento espectral. Debido a lo anterior se realiza un último paso, conocido como concatenación, la cual recupera la fase espectral y recalibra el sistema. Si introducimos la siguiente cantidad,

$$\theta(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi(\omega - \Omega) \quad (2.12)$$

$\varphi(\omega)$ se puede reconstruir a partir de $\theta(\omega)$ si se realiza una concatenación con la diferencia de fase espectral. A pesar de que en la práctica siempre existe una fase constante θ_0 esta se puede ignorar debido a que solo representa un cambio temporal en el pulso. Sin embargo en general siempre se realiza un cambio por $-\theta(\omega)$ de manera que la contribución sea mínima [7].

La concatenación regresa la fase en un muestreo Ω en el espectro y, debido a que generalmente la resolución del espectrómetro es menor a este corrimiento espectral se pierde información. Sin embargo se puede realizar una aproximación donde los puntos cercanos a la frecuencia central ω_0 contiene un cambio imperceptible por lo tanto se puede realizar la concatenación para un conjunto de frecuencias $\dots \omega_0 - 2\delta\omega_c, \omega_0 + \delta\omega_c, \omega_0, \omega_0 + \delta\omega_c, \omega_0 + 2\delta\omega_c \dots$

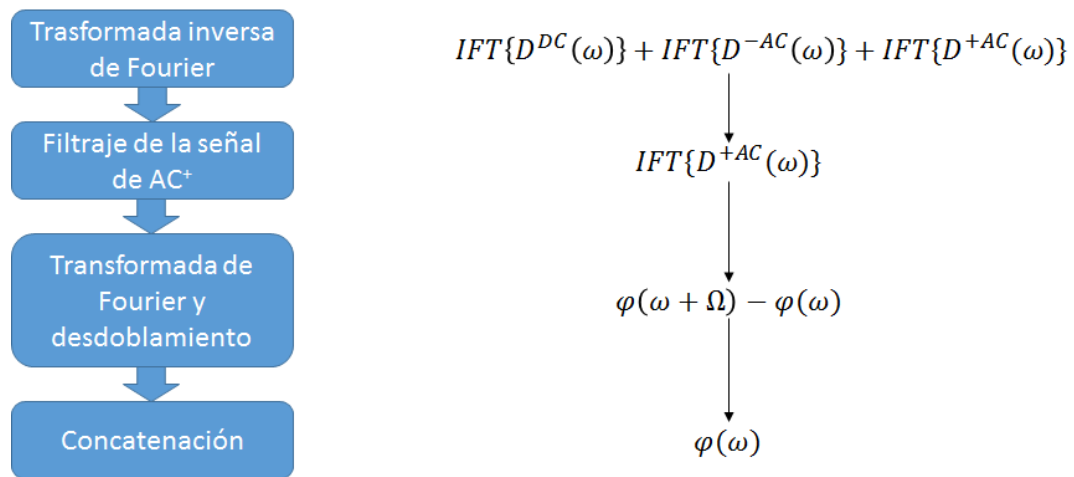


Figura 2.7.-Algoritmo de reconstrucción del SPIDER.

La frecuencia espectral se puede reconstruir de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}
 & \vdots \\
 & \varphi(\omega_0 - 2\Omega) = -\theta(\omega_0 - \Omega) - \theta(\omega_0) \\
 & \varphi(\omega_0 - \Omega) = -\theta(\omega_0) \\
 & \varphi(\omega_0) = 0 \\
 & \varphi(\omega_0 + \Omega) = \theta(\omega_0 + \Omega) \\
 & \varphi(\omega_0 + 2\Omega) = \theta(\omega_0 + 2\Omega) + \theta(\omega_0 + \Omega) \\
 & \vdots
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

Sin embargo existe otra alternativa a la concatenación. Si el corrimiento espectral es pequeño respecto a la estructura espectral del pulso entonces la diferencia de fase se puede aproximar a una derivada como se muestra en la ecuación (1.56) de manera que la fase se puede reconstruir siguiendo un proceso de integración,

$$\varphi(\omega_0) = \frac{1}{\Omega} \int d\omega_c \theta(\omega_c) \tag{2.14}$$

Una vez con la fase espectral reconstruida se puede reconstruir el campo eléctrico si se conoce la amplitud espectral $|\tilde{E}(\omega)|$ la cual se puede obtener directamente con una medición por separado. También se puede utilizar la señal de AC, sin embargo, debido al ruido que esto conlleva no es muy recomendado. Y finalmente el pulso en tiempo se puede reconstruir simplemente realizando una transformada inversa de Fourier.

Por último para calcular el error en la fase se pueden utilizar dos métodos diferentes. El primero de ellos conlleva conocer el error $\delta\Omega$ en el corrimiento espectral y se expresa como,

$$\phi_r(\omega) = \frac{1}{\Omega + \delta\Omega} \int d\omega \theta(\omega) \approx \phi_a(\omega) - \frac{\delta\Omega}{\Omega} \phi_a(\omega) \quad (2.15)$$

Por otro lado, si se conoce el error de $\omega' = \omega_0 - \Omega$ se puede calcular teóricamente el error como:

$$\varphi_r(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi_a'' \delta\omega'(\omega - \omega') + \frac{1}{2} \varphi_a'' \delta\omega'^2 \quad (2.16)$$

Al igual que el TADPOLE en esta sección solo se habló sobre el SPIDER convencional sin embargo existen otras variantes como son el ZAP-SPIDER, SEA-SPIDER, HOT-SPIDER, DC-SPIDER, TD-HOT SPIDER e incluso una versión para la medición de pulso de atosegundos producidos por medio de armónicos superiores conocida como HH-SPIDER. El primero de ellos, el ZAP-SPIDER, se basa en un arreglo considerablemente similar sin embargo en vez de utilizar dos pulsos idénticos separados en tiempo y recombinarlos con un pulso con chirp esta técnica consiste en separar dos pulsos con chirp temporalmente y recombinarlos con un pulso en diferentes regiones de su espectro. Tanto el SEA-SPIDER al igual que el SEA-TADPOLE se basan en generar un patrón de 2D utilizando una apertura delgada de manera que se genere interferencia espacial. El DC-SPIDER obtiene su nombre del acrónimo para “*Down Conversion*” y en vez de utilizar la suma de frecuencias del cristal no lineal para generar el corrimiento espectral se basa en utilizar una diferencia de frecuencias. Por otro lado la técnica HOT-SPIDER y TD-HOT SPIDER se basan en utilizar un pulso homodino de un campo externo el cual no entra en el sistema y de esta manera generar el interferograma. Esta última técnica puede ser realizada también en el dominio temporal utilizando absorción de dos fotones como proceso no lineal [36].

Capítulo 3

3.1 Preliminares

Debido a los requerimientos experimentales mostrados anteriormente en el capítulo 2 es necesario hacer hincapié en los instrumentos y sistemas a desarrollar. El primero de ellos es la construcción y calibración de un espectrómetro que tenga un rango dinámico suficiente para poder realizar las mediciones a una tasa mínima de video (24Hz) y que al mismo tiempo contenga una resolución suficiente para recuperar los interferogramas experimentales con los suficientes puntos para no perder información al ejecutar los algoritmos para la caracterización de los pulsos ya mencionados.

En segundo lugar se encuentra el diseño y calibración de un sistema TADPOLE. En este caso debido al ancho temporal mínimo de los pulsos láser generados por el sistema utilizado (MIRA 900 de Coherente) son de 160 fs, hemos considerado que los efectos de ensanchamiento debidos a procesos de dispersión son pequeños y por lo tanto se considera que la fase de referencia es prácticamente cero ó plana. Bajo estas consideraciones, se pueden probar dos diferentes arreglos interferométricos, uno tipo Mach-Zehnder ideal para poder integrar un experimento en uno de sus brazos, y un arreglo tipo Michelson el cual como se dijo anteriormente, es más sencillo de alinear y permite un mayor control sobre el retardo τ .

En tercer lugar se tiene el diseño de un sistema SPIDER, el cual se puede dividir en dos subsistemas. Un subsistema que corresponde al interferómetro diseñado a partir de los resultados obtenidos del TADPOLE. El otro subsistema consiste en un estirador de pulsos (pulse-stretcher) que consiste en un arreglo de rejillas de difracción de manera que se genere un pulso ensanchado temporalmente, el cual a su vez será utilizado para generar el proceso de corrimiento espectral (spectral shearing). Este último punto consta además de la construcción de un autocorrelador de intensidad de segundo orden utilizando absorción de dos fotones para realizar la caracterización del estirador de pulsos, en función de la separación entre las rejillas de difracción que lo conforman.

Junto con los retos experimentales que conllevan tanto el montaje y la calibración de los sistemas TADPOLE y SPIDER además se detallarán algunos puntos clave en la elaboración del software para la recuperación de los interferogramas, el procesamiento de tales y la recuperación final de la fase espectral y el perfil temporal.

Los pulsos a caracterizar a lo largo del experimento provienen de un láser Ti:Zafiro modelo MIRA 900-P de la marca Coherent el cual produce pulsos de femtosegundos @800 nm por medio de amarre de modos utilizando un efecto de lente Kerr (“Kerr Lens Modelocking” o KLM) y con una tasa de repetición de 76MHz [37]. Este láser es bombeado por medio de un segundo láser de estado sólido (VERDI G7 de Coherent) que genera una emisión en 1064 nm la cual, utilizando un cristal no lineal, genera una emisión en 532 nm [38] que finalmente es la que se utiliza para el bombeo óptico del láser Ti:Zafiro. A lo largo del experimento se encontraron anchos de banda de

entre 4 nm-6 nm lo cual, calculando en el límite de transformación, que los pulsos oscilan entre los 200 fs y 240 fs.

3.2 Diseño y calibración del espectrómetro.

Las necesidades en cuanto al rango dinámico, la resolución y la velocidad de muestreo nos llevaron a la construcción de un espectrómetro hecho a la medida en vez de utilizar uno comercial. Lo anterior surge como una inquietud debido a que el láser utilizado en el laboratorio tiene un ancho espectral pequeño de entre 4 y 6 nm. Tomando en cuenta estas condiciones, se realiza el siguiente cálculo: para un número de al menos 15 franjas en el interferograma @ 800 nm y al menos 3 puntos por franja esto da como resultado una resolución mínima de 0.1 nm. Ahora, si además tomamos en cuenta que en el SPIDER utiliza un proceso no lineal que dobla la frecuencia @ 400 nm entonces el ancho de banda también se verá reducido de 4 y 6 nm a 2 y 3 nm respectivamente, si repetimos los mismos cálculos entonces la nueva resolución mínima sería de 0.04 nm. Esto último es considerablemente complicado de conseguir con un espectrómetro convencional, al menos a un costo razonable.

Debido a los cálculos anteriores se propuso construir un espectrómetro utilizando un arreglo sencillo y con un rango dinámico aceptable, para esto se utilizó un dispositivo de carga acoplada lineal, o CCD lineal (Modelo CCD-3600-D de Alphas). Este dispositivo cuenta con las siguientes características: consta de un arreglo de 3648 pixeles de 8 μm de largo por 200 μm de altura, un convertidor analógico digital de 12 bits los cuales

otorgan 4096 valores digitales, un tiempo de integración variable de 1 ms a 30 s, conexión USB, drivers compatibles con puerto de comunicación serial USB y LabVIEW y una tasa lectura de 125 Hz (a un tiempo de integración de 1 ms). Además de esto el fabricante nos proporciona una tabla (ver la Tabla 3.1) donde se ve la frecuencia de muestreo, en base al tiempo de integración y el tiempo de medición (ambos en milisegundos),

Tiempo de Integración (ms)	Tiempo de lectura (ms)	Frecuencia muestreo (Hz)
1	8	125
2	8	125
3	9	~111
4	8	125
5	10	100
6	12	~83
7	14	~71

Tabla 3.1.-Frecuencia de muestreo en base al tiempo de integración y el tiempo de lectura

Esto nos garantiza que al menos al momento de realizar una lectura sobre el espectro si el tiempo de integración no pasa los 5 ms y el tiempo de lectura se mantiene por debajo de los 10 ms la frecuencia de muestreo queda entre los 100 Hz y 125 Hz.

Una vez con el CCD lineal proseguimos a elegir un arreglo espectrométrico correcto. Mientras que un espectrómetro Czerny-Turner ha demostrado ser uno de los arreglos que más se han extendido en cuanto a análisis espectral se refiere, tiene la desventaja de presentar astigmatismo debido a la diferencia en cuanto a las distancias focales tangenciales y sagitales resultado de las reflexiones fuera de foco en los espejos esféricos utilizados para su diseño y construcción [39] por lo que se decidió utilizar un espectrómetro 2-f el cual es una versión modificada de un espectrómetro de Fresnel.

Adicionalmente en vez de utilizar un dispositivo híbrido que combina un medio dispersivo con una lente de Fresnel [40] en este caso utilizamos una lente convencional con una distancia focal de 10 cm y una rejilla de difracción de reflexión de 1200 líneas por milímetro. La rejilla fue montada sobre una montura mecánica con dos grados de libertad y con una inclinación de 71.5° respecto al haz de entrada. A continuación se muestra un esquema del arreglo en la figura 3.1.

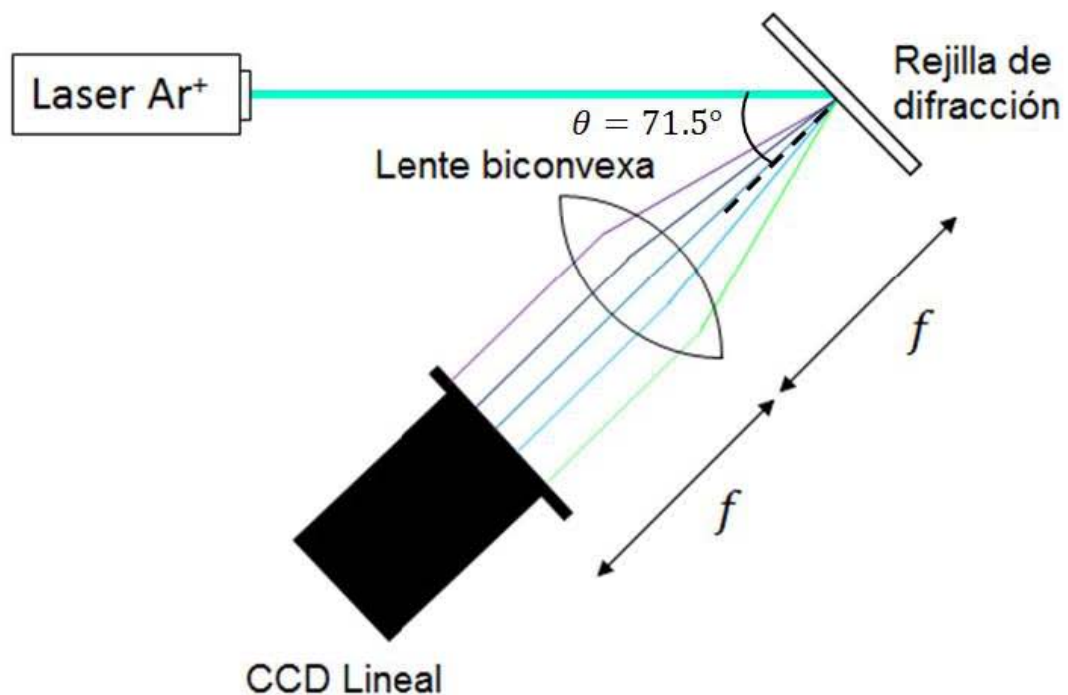


Figura 3.1.-Arreglo espectrométrico utilizado a lo largo de todo el experimento.

A continuación se utilizó un software que venía incluido dentro de los controladores de la CCD lineal para realizar las pruebas de calibración. Esta se muestra en la figura 3.2. En esta se pueden controlar el tiempo de adquisición, el tiempo de integración, el disparador y permite guardar y exportar los datos obtenidos.

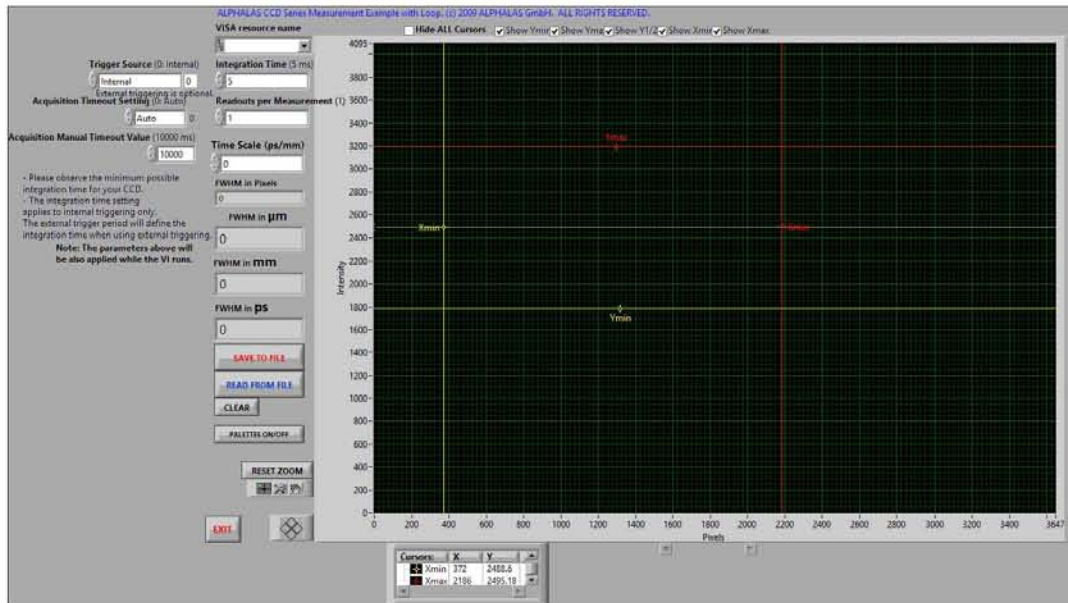


Figura 3.2.-Pantalla de adquisición del software de LabVIEW para la CCD lineal.

Para la calibración se utilizó un láser de iones de Argón de la marca Coherent modelo Innova 90 el cual cuenta en principio con líneas de emisión en 458.83 nm, 477.38 nm, 488.85 nm, 497.56 nm y 515 nm. Debido a la potencia de salida del láser se utilizaron diferentes filtros neutros para evitar dañar la CCD lineal como la rejilla de difracción. Esto nos proporciona 5 líneas de calibración y donde la finesa de cada línea se puede ajustar alejando o acercando la lente de enfoque de manera simétrica respecto a la CCD lineal la cual está montada sobre una platina micrométrica. Esto nos permite realizar un ajuste fino de manera que se asegure que tanto la rejilla de difracción y la CCD lineal se encuentre a la distancia focal de la lente. La calibración final se dio en base a la gráfica mostrada en la figura 3.3 donde se observan las cinco diferentes líneas de emisión del láser de Argón.

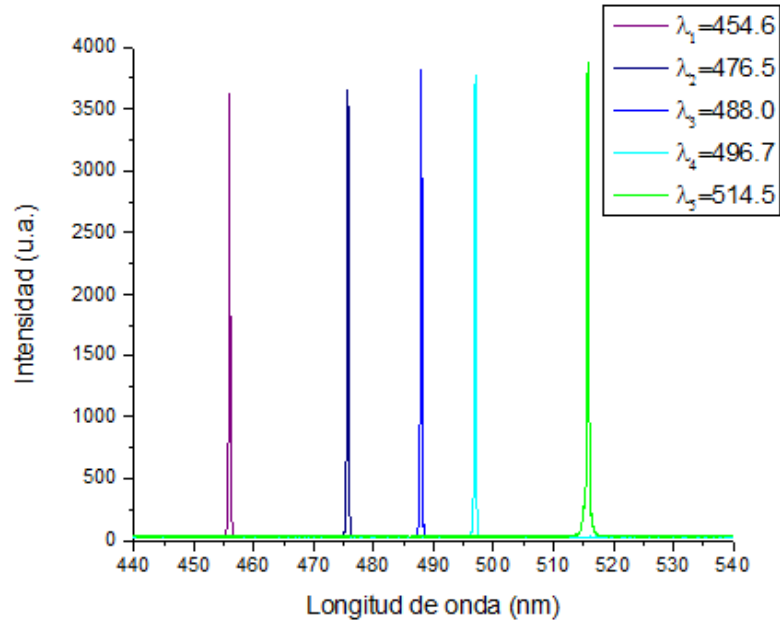


Figura 3.3.-Líneas de emisión de un láser de Argón utilizadas para la calibración del espectrómetro.

En la tabla 3.2 se muestran los valores obtenidos con el espectrómetro y los valores medidos utilizando un espectrómetro comercial marca Edmund Optics CCD Spectrometer modelo BRC111A-USB VIS con una resolución de 0.7 nm y un rango espectral entre 380 nm y 750 nm.

λ referencia (nm)	λ medida (nm)	Error porcentual (%)
455.9	455.5	0.09
475.7	475.1	0.13
487.9	487.6	0.06
496.9	496.1	0.16
515.7	514.9	0.16

Tabla 3.2.-Comparación entre la longitud de onda medida con nuestro espectrómetro y la medida con un espectrómetro comercial. Se muestra el error porcentual entre ellas.

Utilizando los resultados anteriores se pudo calcular, en base a la distancia espectral entre las líneas de emisión y la posición de los píxeles, la resolución

mínima del instrumento la cual dio como resultado 0.058 nm. Sin embargo, esta calibración solo cubre el intervalo de longitudes de onda alrededor del color azul y se encuentra lejos del rango de emisión del láser de pulsos (~800nm) por lo que se decidió comprobar si la calibración del espectrómetro cambiaba al pasar a longitudes de onda alrededor del infrarrojo cercano. Por lo tanto se realizaron varias mediciones del ancho espectral del pulso láser procedente del láser MIRA 900-P y se compararon con los resultados obtenidos utilizando un espectrómetro de alta resolución marca Ocean Optics modelo HR2000+ el cual cuenta con una resolución de 0.1 nm y cubre un ancho espectral de 717 nm a 897 nm. Este procedimiento se llevó a cabo debido a la falta de equipo para producir líneas espectrales individuales de calibración alrededor de esta zona del espectro. Comparando los anchos espectrales en longitud de onda del espectrómetro comercial con los anchos espectrales en pixeles de nuestro espectrómetro se encontró que la resolución correspondiente sería de 0.063 nm. Como se puede ver las mediciones en rangos espectrales diferentes dan como resultado una resolución similar. La resolución final entonces quedará como sigue

$$\textit{Resolución} = 0.06 \textit{ nm} \pm 0.008 \textit{ nm}$$

El intervalo espectral de operación por otro lado será de aproximadamente 220 nm y, utilizando una platina mecánica se puede ajustar correctamente la frecuencia central del espectrómetro. A continuación en la figura 3.4 se muestra el arreglo final. Como se observa el arreglo al final consta de un diafragma a la entrada para filtrar espacialmente la señal, un polarizador para controlar la intensidad, una montura mecánica de dos ejes donde se

encuentra la rejilla de difracción, una platina micrométrica para ajustar la posición de la lente respecto a la CCD y la rejilla y una última platina micrométrica donde se encuentra montada la CCD lineal.

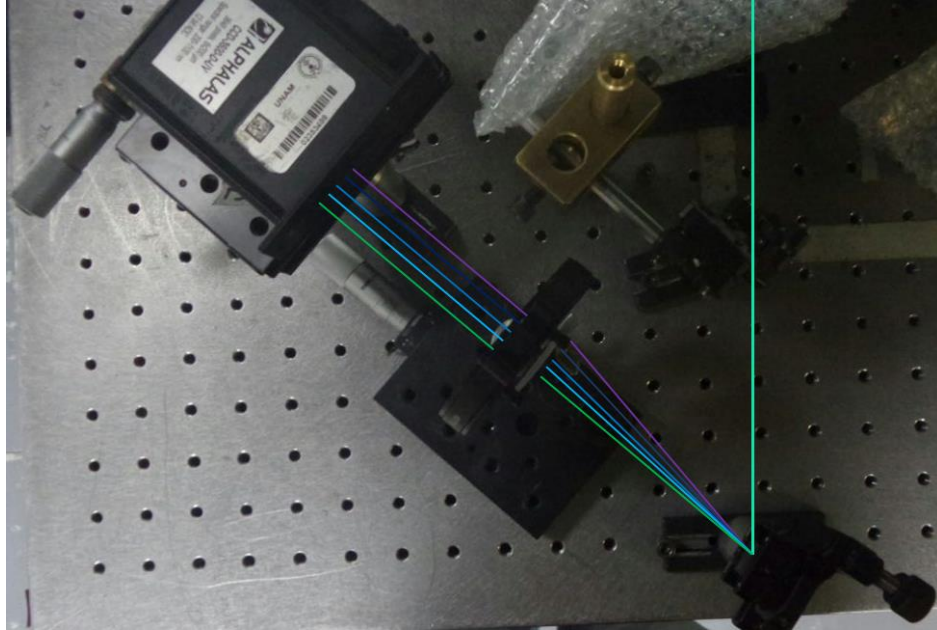


Figura 3.4.-Arreglo espectrométrico montado.

3.3 Construcción del TADPOLE

Una vez con el espectrómetro calibrado el siguiente paso fue la construcción de un sistema TADPOLE. Para esto se hizo la siguiente suposición: El pulso de salida es gaussiano y tiene una fase plana, por lo tanto $\varphi_{ref} = \varphi_0$ es una constante. Además se construyó en dos arreglos diferentes, Mach-Zehnder y Michelson, siendo el primero el arreglo más óptimo para la realización del TADPOLE pues permite introducir un experimento en uno de los brazos sin tener un doble paso, algo que no es posible lograr con el Michelson.

3.3.1 Diseño y alineación

El primer arreglo interferométrico a utilizar fue un Mach-Zehnder cruzado como se muestra en la figura 3.5. Éste permite poner un experimento en alguno de sus brazos de manera que se puedan ver cambios en la fase debidos a la interacción de uno de los haces con algún medio. Como se puede ver en la figura 3.6 uno de los espejos se encuentra montado sobre una platina automatizada la cual nos permite mover el espejo a una resolución de $10\ \mu\text{m}$, esto es, un retardo temporal entre pulsos de $33.3\ \text{fs}$ por paso.

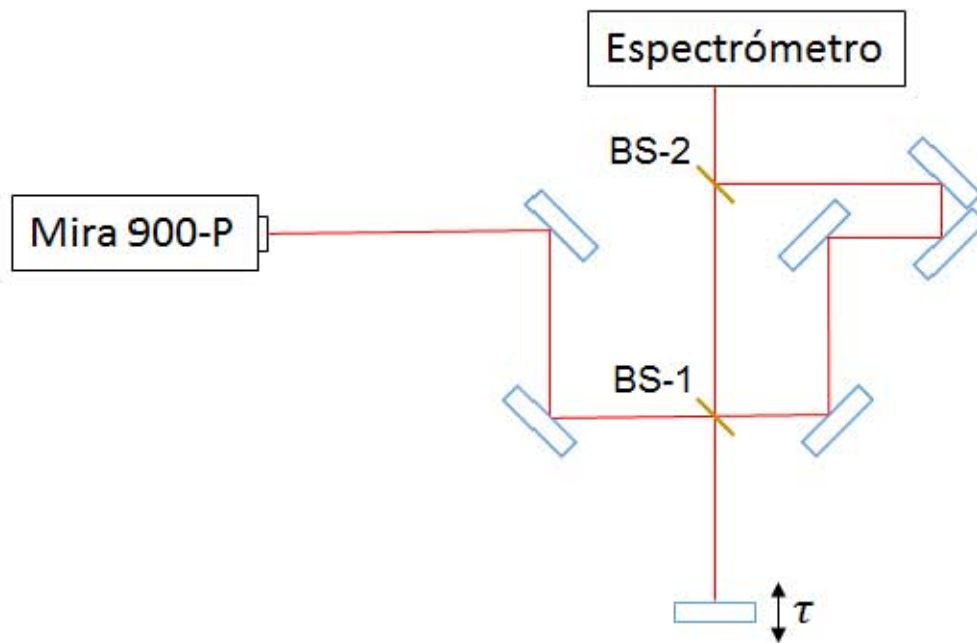


Figura 3.5. Esquema del interferómetro Mach Zehnder utilizado.

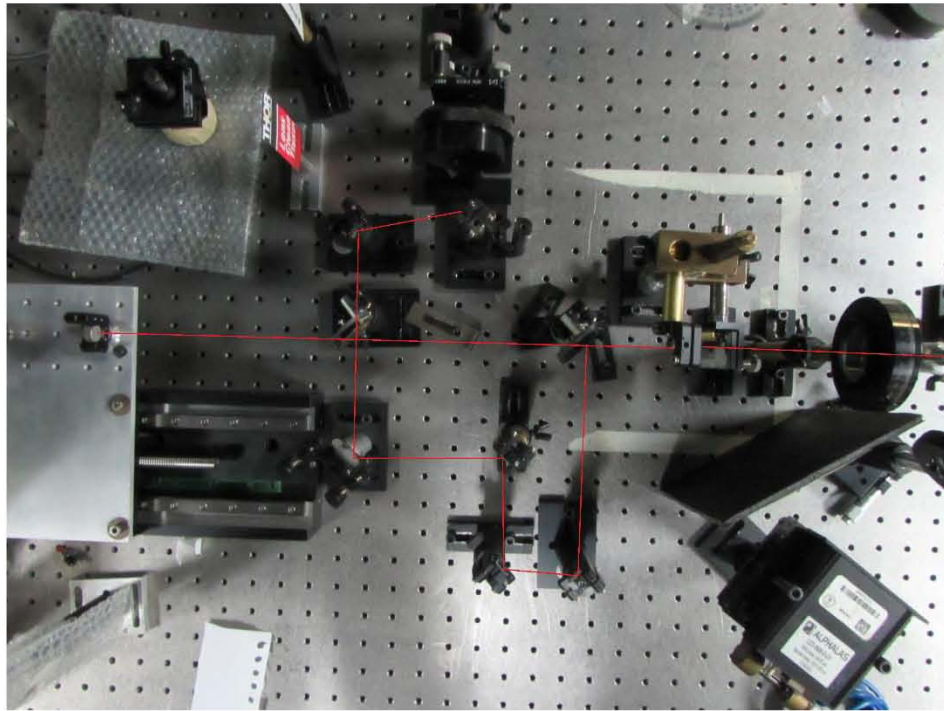


Figura 3.6.-Interferómetro espectral cruzado Mach-Zehnder.

Es importante recalcar que a pesar de que estos sistemas no contienen partes móviles si es necesario encontrar un retardo apropiado de manera que al momento de hacer la transformada de Fourier se puedan separar apropiadamente las señales de AC y DC sin problema y al mismo tiempo el contraste entre franjas sea el suficiente para que la razón señal a ruido sea pequeña. El mayor reto en este tipo de interferómetros corresponde a la cantidad de piezas que requieren una alineación crítica pues un pequeño error en alineación se puede propagar de manera que la señal obtenida al final en el interferograma no tenga la calidad esperada o la visibilidad de las franjas no será suficiente para que la señal de AC pueda ser filtrada correctamente. Por último, debido a que un pulso ultracorto tiende a ensancharse al propagarse por un medio debido a la Dispersión de la Velocidad de Grupo

(GVD) se utilizaron a lo largo del experimento divisores de haz de película delgada. Estos divisores están hechos a base de una membrana de nitrocelulosa de algunas micras de grosor por lo que son extremadamente frágiles sin embargo debido a esto se elimina la GVD ya que la segunda reflexión esta superpuesta en la primera y por lo tanto se eliminan los efectos debidos a la dispersión del material [41].

Después de ver los resultados obtenidos con el arreglo anterior procedimos a montar un interferómetro de Michelson. La principal razón de esto se debe a que para el SPIDER se necesita montar un interferómetro espectral el cual no lleva un experimento en alguno de sus brazos y el interferómetro de Michelson cumple estos requerimientos además de ser más sencillo de construir y alinear que un interferómetro Mach-Zehnder. Además, este contiene menos piezas (por ejemplo, en vez de utilizar dos divisores de haz solo se requiere de uno como se puede apreciar en la figura 3.7) y requiere un espacio mucho menor lo cual va a ser fundamental al momento de construir el SPIDER.

Como consecuencia de lo anterior las franjas interferométricas encontradas estaban mejor definidas y el sistema tenía una estabilidad mecánica superior a la encontrada en el arreglo anterior. La razón principal de esto se debe al uso de un solo divisor de haz de película delgada en lugar de dos pues estos son extremadamente sensibles a perturbaciones acústicas del ambiente.

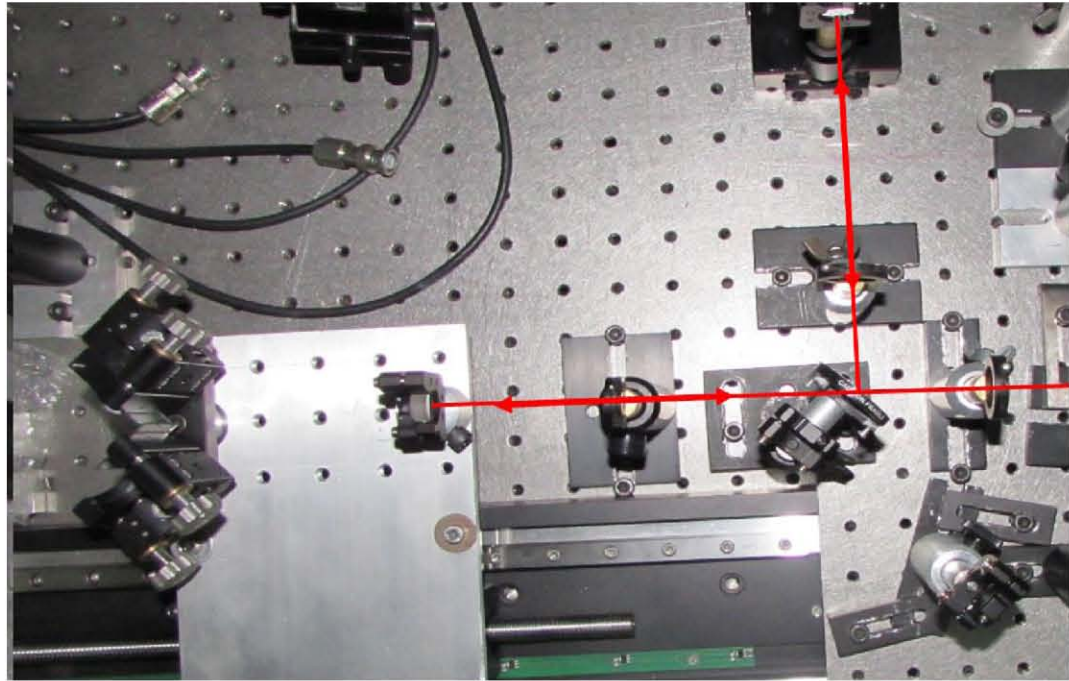


Figura 3.7.-Interferómetro espectral Michelson.

3.3.2 Recuperación en tiempo real

Para la recuperación en tiempo real se modificó el programa en LabVIEW que se mostró en la figura 3.2 de manera que se tuvieran dos pestañas. En la primera, mostrada en la figura 3.8, se ve la pantalla principal donde se muestra la medición espectral y por lo tanto las franjas interferométricas y la frecuencia de muestreo mientras que en la segunda pestaña, mostrada en la figura 3.9, se muestran dos gráficas. En la gráfica de la izquierda se muestra la transformada de Fourier, esto nos ayuda para ver el contraste entre las señales de AC y DC así como el retardo temporal que hay entre los pulsos, es decir, la amplitud y separación relativa de las bandas laterales de la señal transformada. Finalmente en la gráfica de la derecha se muestra la fase espectral que en este caso está graficada de -1 a 1 radianes.

Por último cabe mencionar que debido a la alta velocidad de recuperación de la CCD lineal y a que el algoritmo de recuperación no es iterativo se pudo

recuperar estos resultados a una frecuencia promedio de 40 Hz y con una frecuencia mínima de 11 Hz en los casos donde existe un ruido acústico y es necesario tomar promedios de diez mediciones diferentes.

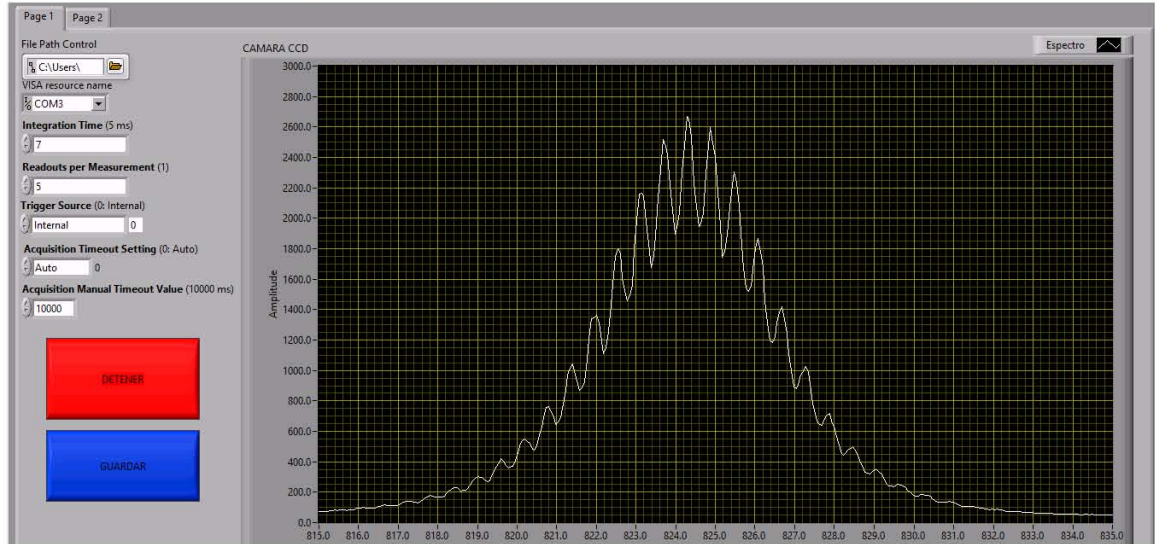


Figura 3.8.- Interfaz de LabView donde se muestra la curva de interferencia recuperada en tiempo real por el sistema TADPOLE.

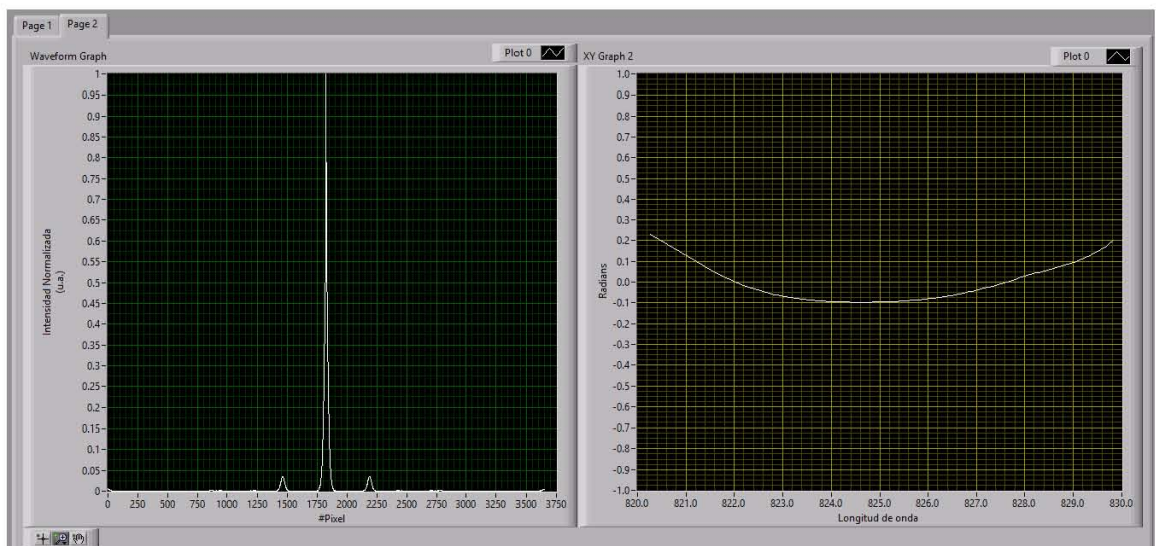


Figura 3.9.-Segunda página del programa donde se obtiene en tiempo real la transformada inversa de Fourier del interferograma y su fase espectral reconstruida en tiempo real.

3.4 Construcción de un sistema SPIDER

Como se mencionó en el capítulo 2 el sistema SPIDER se divide en dos subsistemas: un interferómetro espectral y un ensanchador de pulsos. El primero de ellos conlleva un procedimiento muy parecido a la construcción de un TADPOLE sin embargo el estirador de pulsos se puede lograr de diferentes maneras, ya sea utilizando un tándem de rejillas de difracción o prismas, o si el pulso es suficientemente corto se puede utilizar un elemento dispersivo como un material que induzca chirp de segundo orden.

Se empieza explicando la construcción de un ensanchador de pulsos así como su posterior caracterización utilizando un autocorrelador de intensidad por absorción de dos fotones. Después ahondaremos un poco en la construcción del interferómetro espectral y la recuperación de la traza de calibración y por último estableceremos algunos puntos importantes al momento de aplicar el algoritmo de recuperación.

3.4.1 Ensanchador de pulsos

Para generar pulsos ensanchados se utilizó un arreglo de dos rejillas de difracción con doble paso. Este consiste en utilizar dos rejillas de difracción paralelas entre sí como se muestra en la figura 3.10 y donde el espejo de rebote (en el extremo derecho de la imagen) no se encuentra completamente perpendicular al haz de salida. Esto último permite poder extraer el haz ensanchado del sistema para la generación del interferograma SPIDER.

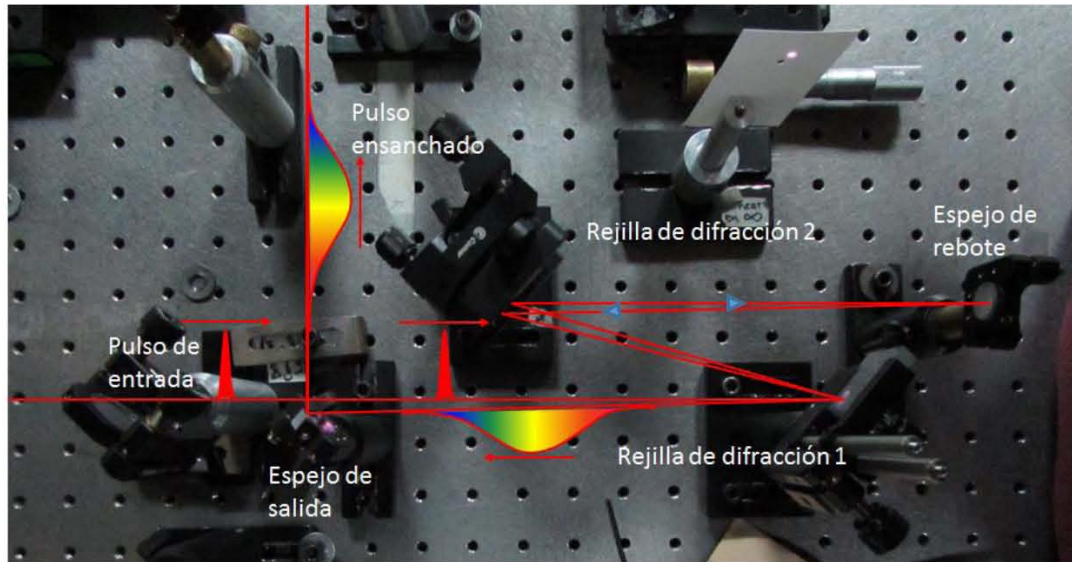


Figura 3.10.-Ensanchador de pulsos ultracortos utilizando un arreglo tándem de rejillas de difracción.

Para construirlo se utilizó un espejo de plata, dos rejillas de difracción de 1200 líneas por milímetro optimizadas a 750 nm. Ambas rejillas fueron montadas sobre monturas mecánicas con dos grados de libertad al igual que el espejo de rebote y el espejo utilizado para extraer el pulso del sistema. Esto nos permitió una libertad total sobre la alineación del sistema lo cual se vuelve crítico al momento de generar la condición de “*phase-matching*” como se explicará más adelante.

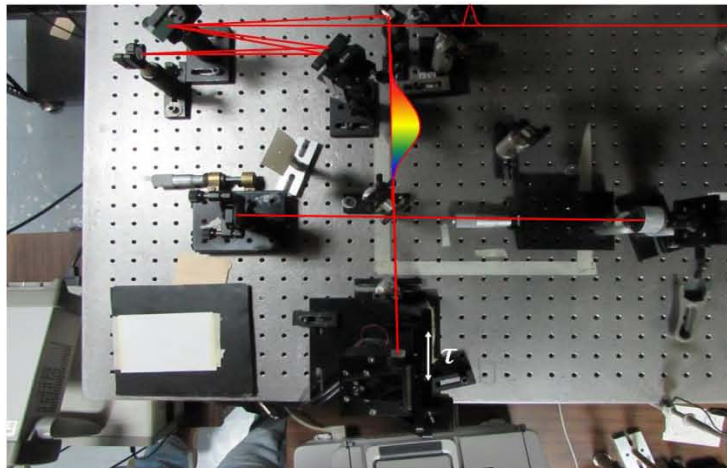


Figura 3.11.-Autocorrelador de intensidad utilizado para medir los pulsos ensanchados.

Antes de incorporar el ensanchador de pulsos al SPIDER primero se realizó la caracterización del ancho temporal de los pulsos obtenidos a la salida del sistema ensanchador. Para esto se construyó un autocorrelador de intensidad mostrado en la figura 3.11 utilizando una línea de retardo variable de 4 cm de la marca CLARK modulada por una señal sinodal la cual se obtuvo a partir de un generador de frecuencias proporcionado por el mismo fabricante. Para la obtención de la señal utilizamos un arreglo fotodiodo de silicio el cual propicia la absorción de dos fotones y un osciloscopio Agilent Technologies con un muestreo de 500 MHz el cual nos permitió la medida de la traza de autocorrelación. Al mismo tiempo se elaboró un programa el cual modela el comportamiento del ensanchamiento temporal basado en las ecuaciones 2.10 y 2.11, esto con la finalidad de realizar una comparación entre los ensanchamientos temporales teóricos y los experimentales.

Como se puede ver en la gráfica de la figura 3.12 los resultados teóricos y los resultados experimentales de los ensanchamientos temporales concuerdan con un error porcentual promedio del 4.8%. La separación final que se utilizó para el arreglo SPIDER fue de 12.9 cm lo cual nos proporciona al FWHM un ancho temporal de aproximadamente 1.82 picosegundos.

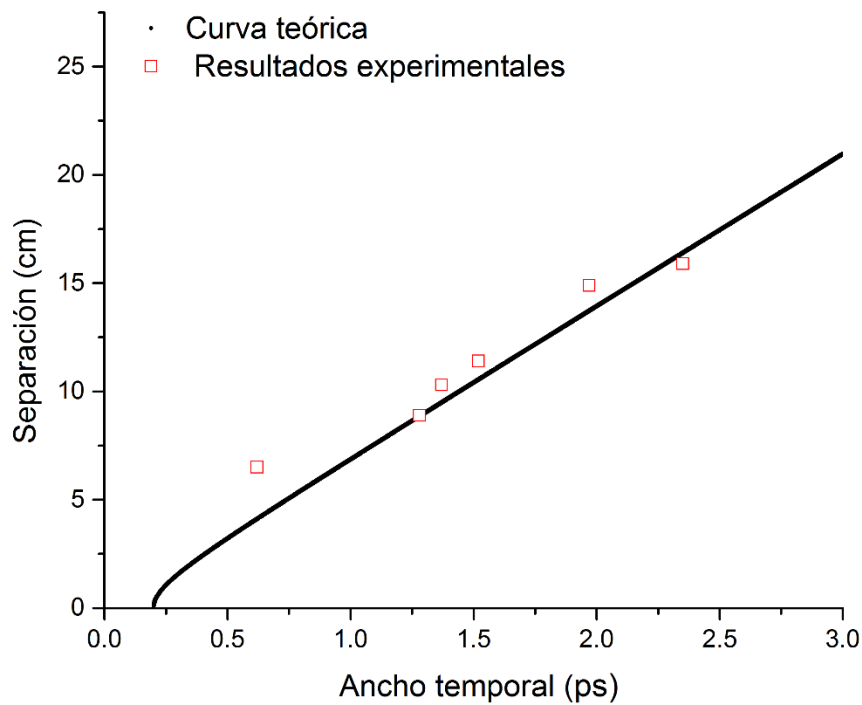


Figura 3.12.- Comparación de los resultados teóricos y experimentales de los anchos temporales, a la salida del estirador de pulsos, medidos con el autocorrelador de intensidad por absorción de dos fotones. En el eje horizontal se presenta el ancho temporal del pulso obtenido.

3.4.2 Interferómetro espectral y generación del corrimiento espectral

Para la realización del interferómetro espectral se utilizó el interferómetro de Michelson que se mostró en la figura 3.7. sin embargo para el SPIDER no se utilizó la señal en infrarrojo para realizar la calibración del término $\omega\tau$ sino la señal producida por la generación de segundo armónico. Esto debido a que en la literatura se recomienda esta señal como la mejor forma de calibración [2]. Para generar la señal de segundo armónico se utilizó un cristal no lineal de Beta-borato de bario (β -BaB₂O₄) de tipo I de un espesor de 500 μm . Para

promover la generación de segundo armónico el haz fue enfocado utilizando una lente acromática convergente de 3 cm de distancia focal.

Una vez con los dos sub-sistemas completados se procedió a integrarlos para finalmente armar el sistema SPIDER. Un esquema final del arreglo experimental se muestra en la figura 3.13. Como se puede ver, tanto la salida del interferómetro espectral como la del ensanchador de pulsos se deben de alinear de manera que ambos pulsos sean paralelos entre sí. Esta última condición es fundamental para la generación de la señal del SPIDER pues a diferencia de la señal de calibración del interferómetro espectral ésta no es generada por segundo armónico sino por suma de frecuencias. Es decir, uno de los pulsos se suma en el espacio de frecuencias con una porción cuasi-continua del pulso ensanchado generando así un corrimiento espectral $\omega + \Omega$.

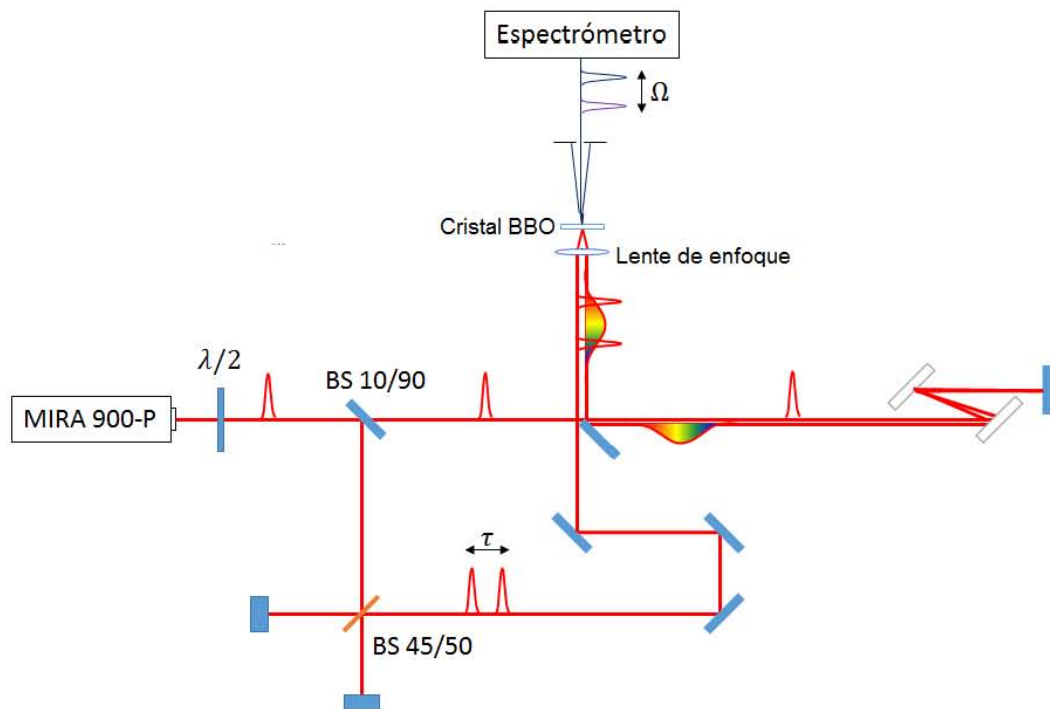


Figura 3.13.-Diseño del arreglo SPIDER utilizado.

Para encontrar la suma de frecuencias y por consiguiente la señal SPIDER se bloquea uno de los brazos del interferómetro espectral y se busca la señal generada por la suma de frecuencias cambiando la distancia de los brazos hasta que esta se combine con el pulso ensanchado, después el mismo procedimiento se repite con el segundo brazo del interferómetro. Por último, las condiciones de la suma de frecuencia en el cristal no lineal por ser tipo I requieren que la polarización entre ellos sea paralela entre sí por lo que se utilizó una placa retardadora de $\lambda/2$ y donde tanto la placa como el cristal se montaron en bases que permitían ser rotarlos 360° de manera que se pudiera optimizar la condición de “phase-matching” al modificar los ángulos entre el eje del cristal y el eje de polarización.

Debido a que el pulso ensanchado tuvo un ancho temporal FWHM de 1.82 picosegundos podemos asegurar que el retardo τ era suficiente para generar no solo el corrimiento espectral si no también el interferograma espectral.

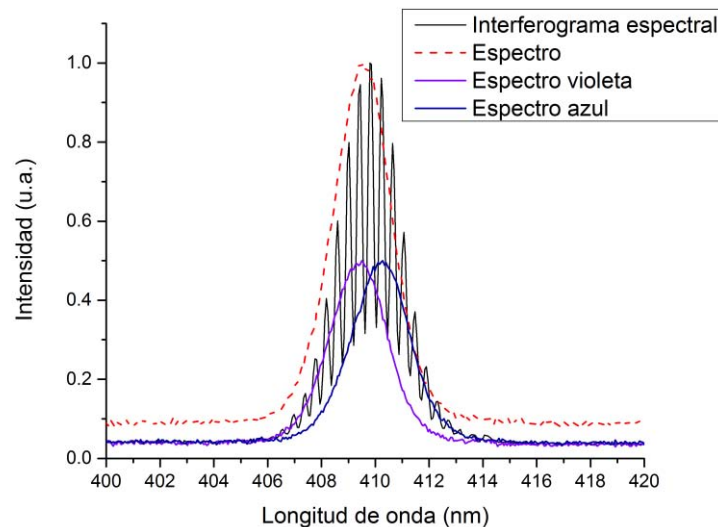


Figura 3.14.-Se muestra el interferograma espectral, la envolvente del pulso así como los espectros individuales de los pulsos convertidos.

Una vez con ambas señales convertidas en el cristal no lineal se dispuso a generar los interferogramas y encontrar un corrimiento espectral correcto (“*spectral-shearing*”). La literatura sugiere que un corrimiento del 10% del ancho espectral es óptimo [14] por lo que se buscó generar un corrimiento espectral de 0.2 nm. Sin embargo, debido a que al generar la suma de frecuencias el ancho espectral se ve reducido al menos por la mitad y que al momento de realizar el SPIDER el pulso en infrarrojo tenía un ancho espectral de alrededor de 6~4 nm esto resulto complicado, debido a lo angosto del espectro, incluso con la resolución que se obtuvo del espectrómetro. Aun así se pudo lograr un corrimiento espectral relativo de 0.78 nm lo cual representa un corrimiento del 12%. Pese a que lo anterior no es lo óptimo debido a que no se pueden obtener una gran cantidad de franjas de interferencia (como se puede observar en la figura 3.14) aun así se cumple el teorema de Shannon-Whitaker [7] lo cual asegura la reconstrucción correcta del pulso y es suficiente para generar un interferograma espectral.

Capítulo 4

4.1 Resultados del sistema TADPOLE

Antes de obtener la fase del pulso se tienen que analizar los interferogramas obtenidos. Debido a que el sistema TADPOLE es un sistema lineal y suponiendo que no tenemos chirp, las franjas interferométricas deben de estar igualmente espaciadas por lo tanto es importante hacer un análisis cualitativo sobre la señal obtenida. En la figura 4.1 a) se muestra un interferograma espectral el cual fue tomado con el interferómetro mal alineado y un mal contraste mientras que en la figura 4.1 b) se muestra un interferograma espectral bien alineado utilizando el mismo retardo τ .

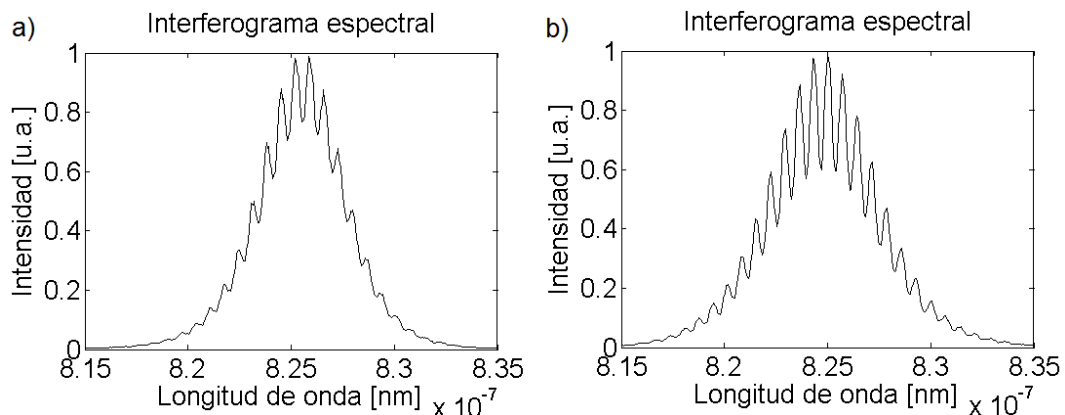


Figura 4.1.-a) se muestra un interferograma con un retardo de 3.45 femtosegundos con una alineación pobre lo cual genera un contraste entre franjas bajo. b) se muestra el mismo interferograma con una alineación correcta y un buen contraste entre franjas.

Como se puede ver, si el espectrómetro no se encuentra bien alineado el sistema no va a ser capaz de recuperar el pulso con el ancho espectral correcto y el contraste entre franjas no va a ser el óptimo.

Otro punto a considerar es el retardo temporal τ . En la figura 4.2 se muestran los interferogramas tomados a tres retardos diferentes. En la figura 4.2 a) se muestra un interferograma con un retardo $\tau_1 = 3.45$ picosegundos, en la siguiente, figura 4.2 b), cuenta con un retardo $\tau_2 = 4.12$ picosegundos mientras que en la última imagen se muestra un interferograma obtenido con un retardo de $\tau_3 = 4.70$ picosegundos.

Es fácil observar que conforme el retardo entre pulsos, aumente la cantidad de líneas y por tanto la cantidad de información necesaria para reconstruir el pulso también es mayor. Sin embargo esto último también tiene una repercusión en cuanto al contraste de las franjas pues representa un problema para la capacidad de resolución del espectrómetro.

Para medir el retardo temporal entre pulsos se pueden utilizar dos técnicas. La primera consiste en medir el espaciado nominal entre franjas debido a que existe una relación inversamente proporcional entre ellas, es decir, $\tau \sim 1/\Delta\delta$. Este procedimiento sin embargo implica hacer una medición del espaciado promedio de las franjas para diferentes retardos y, mientras que en nuestro caso debido al corto ancho espectral no se lograron recuperar más de 27 franjas, en sistemas con un ancho espectral mayor esta tarea podría llegar a ser complicada y tediosa. Un método más práctico consiste en medir directamente el retardo a partir de la transformada inversa de Fourier. Un ejemplo se muestra en la figura 4.3 donde se muestran las transformadas inversas de Fourier de las señales mostradas anteriormente y

donde se observa como la señal de +AC se va alejando del centro conforme aumenta el número de franjas por lo que no es difícil ver que existe una relación inversa entre estas.

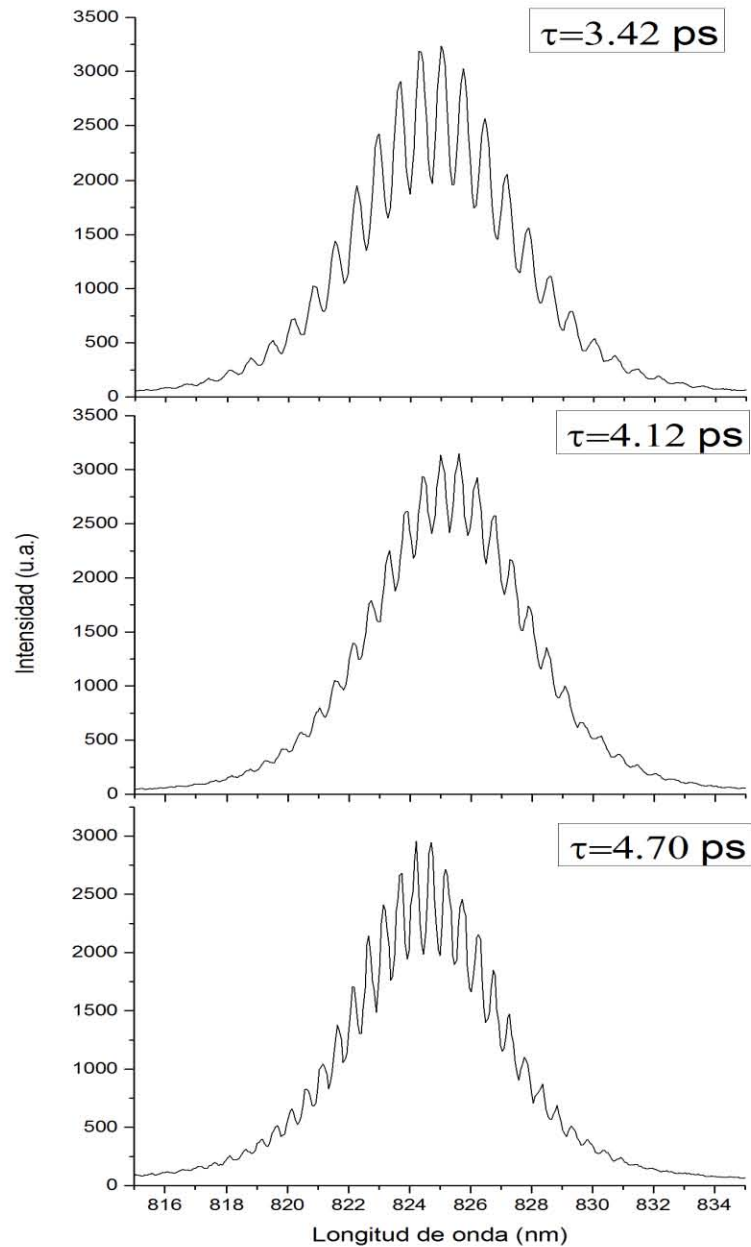


Figura 4.2.-Interferogramas obtenidos para tres diferentes retardos con tres diferentes contrastes entre franjas. En orden descendente: retardo entre pulsos de $\tau_1 = 3.42 \text{ ps}$, $\tau_2=4.12 \text{ ps}$ y $\tau_3=4.70 \text{ ps}$.

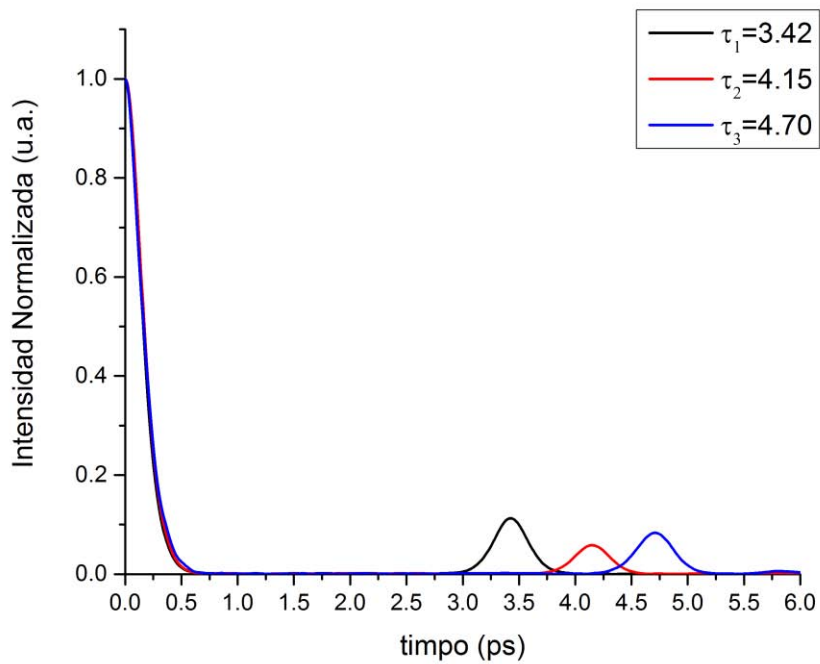


Figura 4.3.-Se muestra el valor absoluto de la transformada inversa de Fourier de los interferogramas de la figura anterior.

Un detalle a observar es que conforme el contraste entre franjas sea mayor también lo será la amplitud de la señal +AC lo cual facilita la reconstrucción de la fase espectral y del perfil temporal. Esto se puede apreciar si uno observa los interferogramas espectrales mostrados en la figura 4.2 y los compara con la amplitud de las señales de +AC de la figura anterior. Como se puede ver el interferograma espectral con un retardo de $\tau = 3.42$ ps tiene el mejor contraste entre franjas.

Utilizando los interferogramas mostrados en la figura 4.2 se procede a utilizar el algoritmo de reconstrucción que se describió en la sección 2.3. Es importante recalcar que a pesar de que el contraste entre los interferogramas varía considerablemente esto no se ve reflejado en la reconstrucción de la

fase espectral como se puede apreciar en la figura 4.4 donde se muestra la amplitud espectral y así como su fase espectral para cada uno de los interferogramas encontrados.

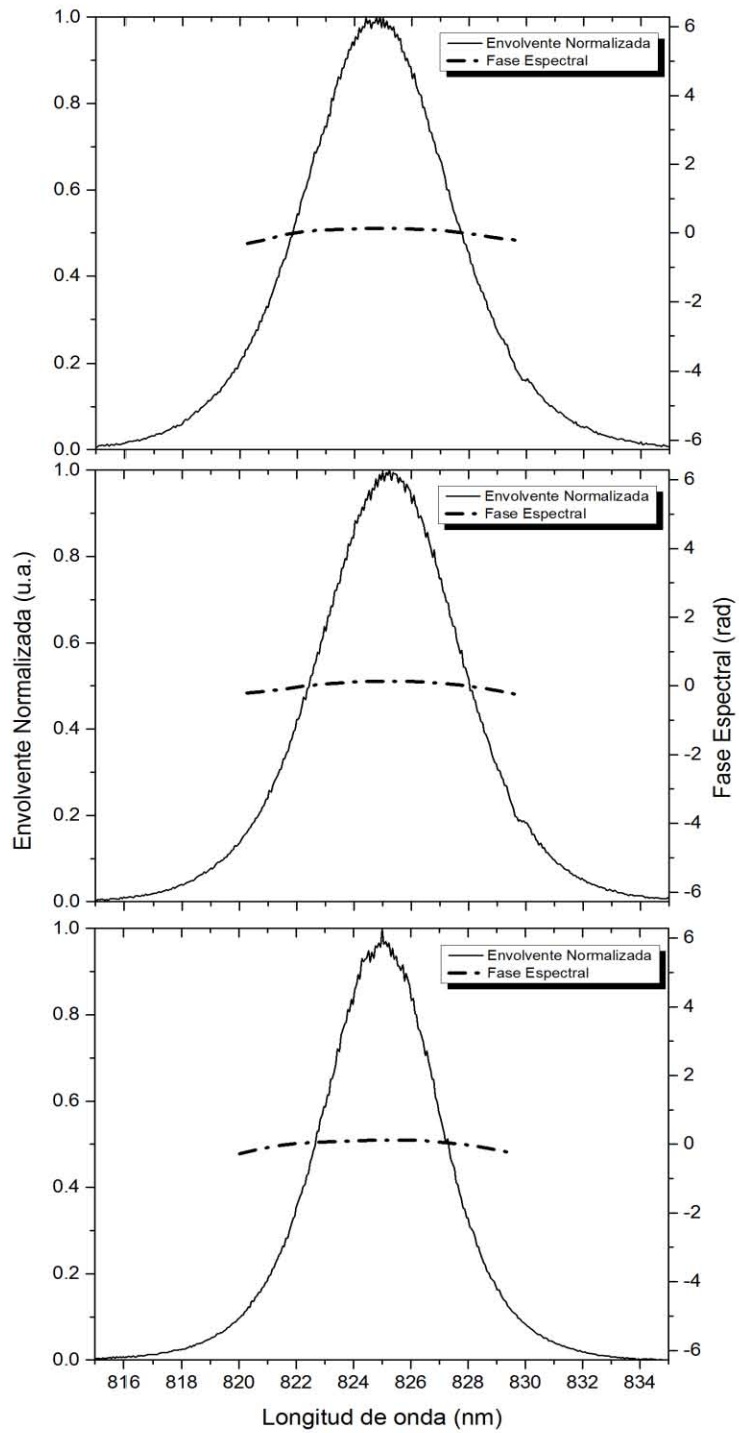


Figura 4.4.-Se muestra la fase espectral reconstruida y la amplitud espectral de referencia

Una vez con la fase espectral recuperada se procedió a reconstruir el perfil temporal del pulso utilizando la aproximación analítica mostrada en el capítulo dos. Los resultados de los pulsos reconstruidos se muestran a continuación en la figura 4.5 donde la línea punteada representa el pulso reconstruido y las líneas sólidas representan el pulso de referencia el cual se encuentra por medio de la transformada inversa de Fourier del espectro.

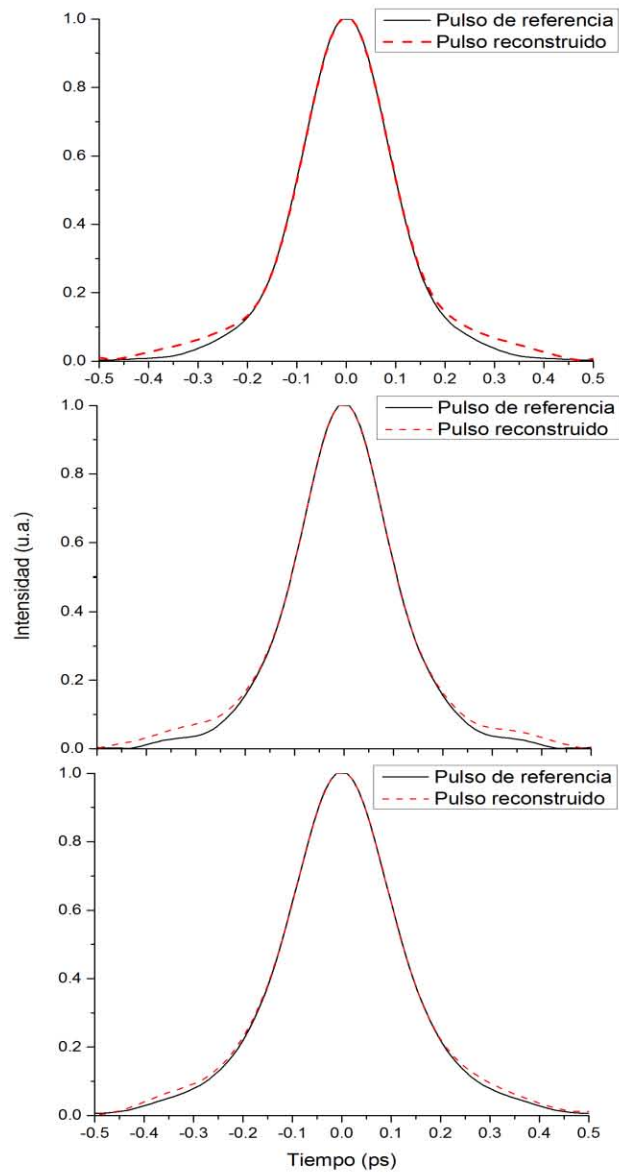


Figura 4.5.-Reconstrucción del perfil temporal.

El ancho temporal de los pulsos anteriores fue calculado a FWHM y se muestran en la tabla 4.1 en donde se da una comparación del ancho temporal del pulso de referencia, el pulso reconstruido y la diferencia porcentual entre estos.

Retardo entre pulsos (ps)	Ancho temporal recuperado (fs)	Ancho temporal teórico (fs)	Diferencia porcentual (%)
3.42	211.2±0.5	207.77	1.62
4.12	221.5±1.9	218.17	1.53
4.7	243.5±0.8	242.33	0.49

Tabla 4.1.-Comparación entre el ancho temporal teórico y el ancho temporal recuperado.

En la tabla anterior es importante hacer la siguiente aclaración: Debido a que estas mediciones fueron tomadas en momentos diferentes los anchos espectrales para cada medición variaron y, en consecuencia, esto genera un cambio en el ancho temporal teórico, el cual fue calculado utilizando la ecuación (2.9).

4.2 Resultados del sistema SPIDER

El primer paso para la reconstrucción temporal y la recuperación de la fase espectral del sistema SPIDER consiste en generar y cuantificar el corrimiento espectral. Esto se comprueba bloqueando uno de los brazos del interferómetro espectral y obteniendo su espectro para luego repetir el mismo procedimiento con el siguiente brazo. De esta manera se pueden tomar dos diferentes espectros y encontrar la frecuencia central de cada uno para así encontrar el valor del corrimiento espectral Ω . A continuación en la figura 4.6 y 4.7 se muestran dos interferogramas así como los espectros individuales en $S(\omega)$ y $S(\omega + \Omega)$.

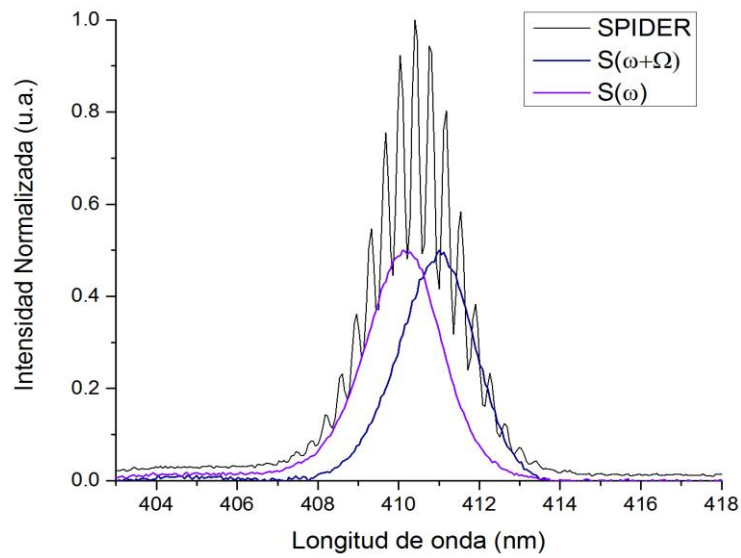


Figura 4.6.-Se muestra el interferograma espectral SPIDER generado por un corrimiento espectral $\Omega=0.8$ nm

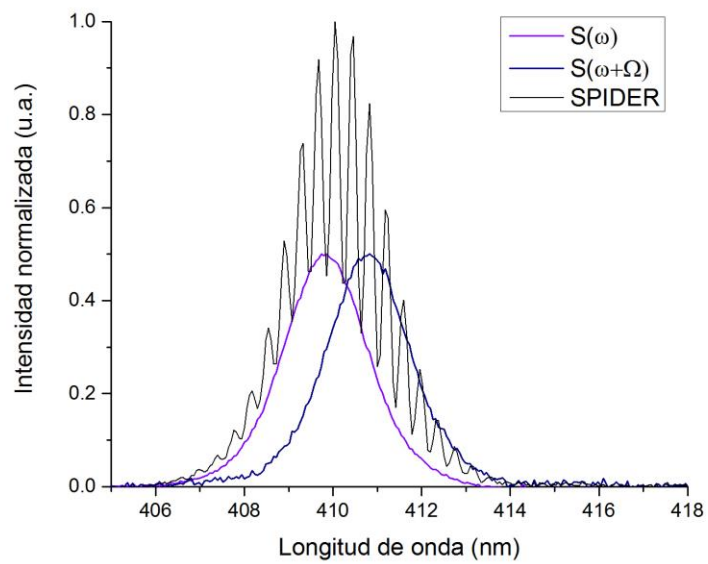


Figura 4.7.-Se muestra el interferograma espectral SPIDER generado ahora por un corrimiento espectral $\Omega=0.9$ nm

En estos interferogramas se puede ver la dificultad que surge en cuanto a elegir bien el corrimiento espectral. Mientras que el segundo tiene una mayor cantidad de franjas (pues el corrimiento espectral es mayor) su corrimiento espectral es de aproximadamente el 20% de la estructura espectral del pulso mientras que el interferograma de la figura 4.6 genera un corrimiento del 12% lo cual se acerca a las condiciones óptimas descritas en el capítulo anterior.

Una vez conociendo el corrimiento espectral Ω el siguiente paso consiste en conocer la fase de calibración debido al retardo τ . Existen diferentes técnicas para esto sin embargo la más sencilla consiste en obtener la señal directamente del interferómetro espectral sin que se genere la suma de frecuencias, es decir, utilizando la generación de segundo armónico producida en el cristal. En teoría esta operación solo es necesario realizarla una vez debido a que, si el retardo se mantiene constante durante todo el experimento, esta fase no va a cambiar y sirve como curva de calibración. En nuestro caso debido a que se utilizaron dos diferentes corrimientos espectrales estos generaron dos diferentes señales de calibración.

Un resultado interesante que se puede ver en la figura 4.8 es el hecho de que el interferómetro espectral utilizando la generación de segundo armónico genera una fase similar a las obtenidas en la figura 4.4, lo cual puede garantizar que el método TADPOLE puede ser utilizado incluso cuando se utilizan procesos no lineales.

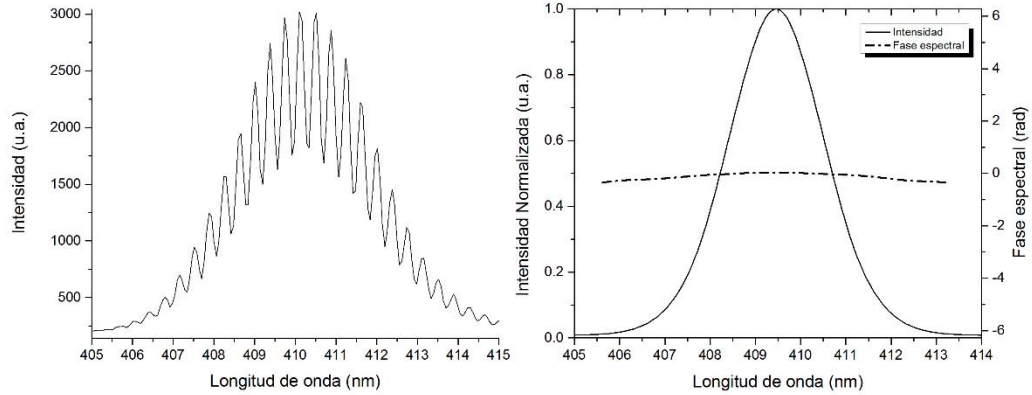


Figura 4.8.-Izquierda: Interferograma espectral proveniente del interferómetro, generado por segundo armónico. Derecha: Fase y amplitud espectral recuperadas utilizando la señal de segundo armónico proveniente del interferómetro espectral.

A continuación, una vez retirando las respectivas fases de calibración de ambos pulsos, procedimos a reconstruir la fase espectral. Como se mencionó en el capítulo anterior se utilizó el proceso de concatenación para una frecuencia ω_0 y se completó el procedimiento utilizando puntos cercanos $\omega_0 \pm \delta\omega$ donde, debido a lo poco que varían, se puede asumir que $\omega_0 \pm \delta\omega \approx \omega_0$ donde $\delta\omega$ es la resolución del espectrómetro.

Utilizando el criterio anterior se reconstruyó la fase para los interferogramas mostrados en la figura 4.6 y 4.7 las cuales se muestran a continuación en la figura 4.9. Como era de esperarse la fase es bastante plana y es solo en el segundo caso donde se ve una ligera inclinación la cual solo se traduce en el espacio de tiempo como un desfase temporal.

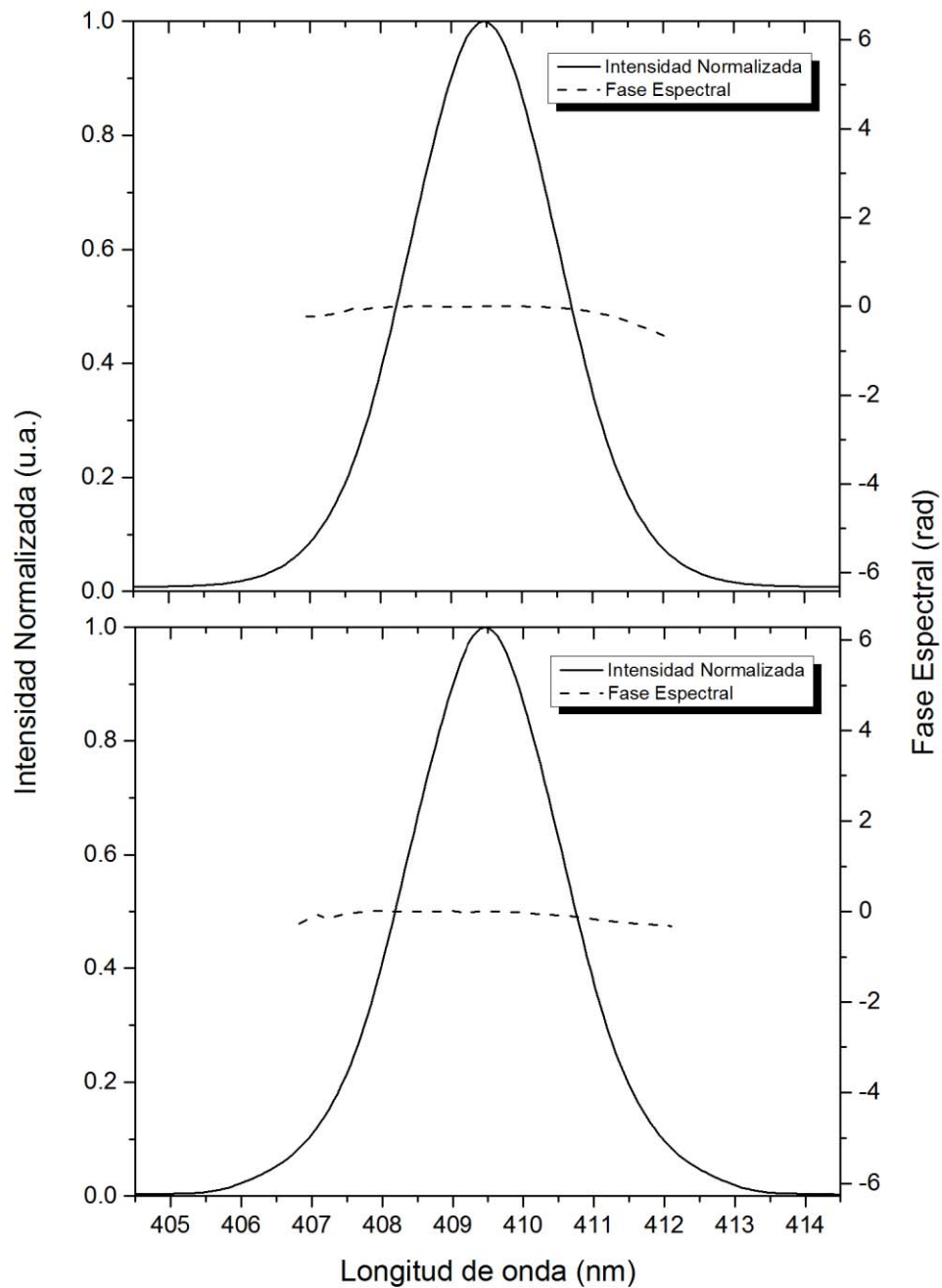


Figura 4.9.-Imagen superior: Fase y amplitud espectral recuperada con un corrimiento $\Omega=0.8$ nm. Inferior: Fase y amplitud espectral recuperada con un corrimiento $\Omega = 0.9$ nm.

Una vez más y al igual que en la subsección anterior se utilizó la aproximación analítica para reconstruir el pulso temporalmente a partir de la fase y amplitud espectral. Estos resultados se muestran a continuación en

la figura 4.10. En la imagen inferior se puede ver como existe un ligero desfasamiento entre pulsos debido a la tendencia lineal presentada en la fase espectral.

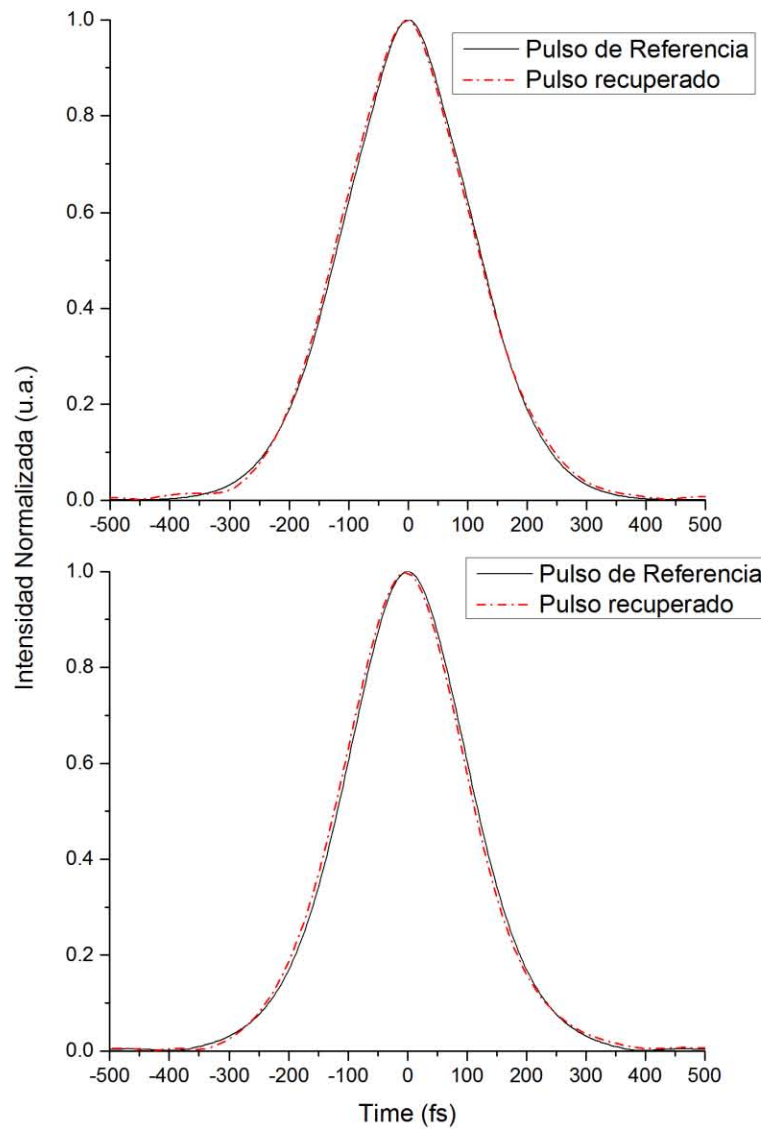


Figura 4.10.-Imagen superior: Pulso reconstruido y pulso de referencia para un corrimiento espectral $\Omega=0.8$ nm. Inferior: Pulso reconstruido y pulso de referencia para un corrimiento espectral $\Omega = 0.9$ nm.

Una vez más se calculó el ancho temporal de ambos pulsos a FWHM y los resultados se muestran en la tabla 4.2. Como se puede ver existe una

variación entre el ancho temporal de los pulsos lo cual se debe a que ambas mediciones fueron tomadas en días diferentes y, a pesar de que el sistema láser es considerablemente estable, es complicado garantizar que los pulsos siempre tengan el mismo ancho espectral y por tanto el mismo ancho temporal. Aun así se puede observar que las mediciones experimentales concuerdan con el ancho temporal esperado si se utiliza la fórmula 2.9.

Corrimiento Espectral (nm)	Ancho temporal recuperado (fs)	Ancho temporal teórico (fs)	Diferencia porcentual (%)
0.8	257.78±2.6	251.58	2.46
0.9	248.01±2.5	237.58	4.39

Tabla 4.2.-Ancho temporal recuperado para diferentes corrimientos espectrales.

Una vez más, el ancho temporal teórico se calcula utilizando la ecuación (2.9) y la diferencia entre los anchos temporales de ambas mediciones se deben a que fueron tomadas en momentos diferentes lo cual implica que su ancho espectral no era el mismo en cada experimento.

Capítulo 5

Conclusiones

Se presentó el diseño y construcción de dos sistemas para la caracterización de pulsos de femtosegundos basados en técnicas de interferometría espectral, una de ellas referenciada y que consiste en un sistema lineal y una segunda técnica no-lineal auto-referenciada.

Para la recuperación espectral de las franjas interferométricas se construyó y calibró un espectrómetro de Fresnel modificado con el cual se logró una resolución de 0.6 nm el cual utilizaba un dispositivo de carga acoplada (CCD) lineal con una frecuencia máxima de recuperación de 125 Hz controlada por medio de un programa en LabVIEW®.

A continuación se construyó un sistema TADPOLE el cual utiliza un algoritmo de recuperación no iterativo el cual analiza la información por medio de transformaciones de Fourier. Este fue probado y programado inicialmente en MATLAB® de manera que se pudieran entender los detalles de la reconstrucción espacial para posteriormente reescribirlo en LabVIEW® y se logrará una recuperación en tiempo real de la fase espectral y amplitud espectral a una frecuencia de 40 Hz.

Por último se montó un arreglo SPIDER el cual fue diseñado y calibrado para los pulsos provenientes de un láser MIRA 900-P. Esto constituyó un reto debido a que el ancho de banda espectral es relativamente angosta y no

permitió que se obtuviera una gran cantidad franjas, con la resolución de nuestro espectrómetro. A pesar de lo anterior se lograron capturar interferogramas espectrales con suficientes franjas y buen contraste, para la recuperación del pulso. Utilizando el software MATLAB® se programó un algoritmo para la recuperación de los pulsos con un error teórico del 10%.

Ambos sistemas demostraron la capacidad de reconstruir un pulso en tiempo real con considerable precisión comprobando nuestra hipótesis sobre la fase espectral del láser utilizado en nuestros experimentos.

Se concluye que ambos sistemas son capaces de realizar la caracterización espectral y temporal de un pulso de femtosegundos.

Debido a que tanto el algoritmo del SPIDER y el TADPOLE son no-iterativos, y que en este último se logró una reconstrucción de la fase espectral a 40 Hz, se propone como un proyecto a futuro la reconstrucción temporal de pulsos de femtosegundos utilizando la técnica SPIDER donde se espera poder recuperar esta información a una frecuencia mayor a la de video (24Hz).

Bibliografía

- [1] D. N. Fittinghoff, J. L. Bowie, J. N. Sweetster, R. T. Jennings, M. A. Kumbugel, K. W. DeLong, R. Trebino y I. A. Walmsley, «Measurement of the intensity and phase of ultraweak, ultrashort laser pulses,» *Optics Letters*, vol. 21, nº 12, pp. 884-886, 1996.
- [2] I. A. Walmsley y I. Chris, «Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses,» *Optics Letters*, vol. 23, nº 10, pp. 792-794, 1998.
- [3] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrafast Laser Pulses*, New York: Springer Science+Business Media, LLC, 2002.
- [4] A. M. Weiner, *Ultrafast optics*, Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons, 2009.
- [5] D. C. O'Shea, *An Introduction to Lasers and Their Applications*, Menlo Park, California: Addison-Wesley Publishers, 1977.
- [6] C. Rulliere, *Femtosecond Laser Pulses*, 2nd ed., New York: Springer, 2005.
- [7] C. Iaconis y W. I. A, «Self-Referencing Spectral Interferometry for Measuring Ultrashort Optical Pulses,» *JOURNAL OF QUANTUM ELECTRONICS*, vol. 35, nº 4, pp. 501-509, 1999.
- [8] J.-C. Diels y W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Massachusetts: Academic Press, 2006.
- [9] D. Reid, M. Padgett, C. McGowan, W. Sleat y W. Sibbett, «Light-emitting diodes as measurement devices for femtosecond laser pulses,» *Optics Letters*, vol. 22, nº 4, pp. 233-235, 1997.
- [10] J. L. Chilla y O. E. Martinez, «Direct determination of the amplitude and the phase of femtosecond light pulses,» *Optics Letters*, vol. 16, nº 1, pp. 39-41, 1991.
- [11] D. J. Kane y R. Trebino, «Characterization of Arbitrary Femtosecond Pulses Using Frequency-Resolved Optical Gating,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, nº 2, pp. 571-579, 1993.

- [12] K. W. DeLong, R. Trebino y D. J. Kane, «Comparison of ultrashort-pulse frequency-resolved-optical-gating traces for three common beam geometries,» *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 11, nº 9, pp. 1595-1608, 1994.
- [13] K. DeLong, R. Trebino, J. Hunter y W. White, «Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation,» *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 11, nº 11, pp. 2206-2215, 1994.
- [14] A. Monmayrant, S. Weber y B. Chatel, «A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization,» *Journal of Physics B*, vol. 43, pp. 1-34, 2010.
- [15] J.-K. Rhee, T. S. Sosnowski, A.-C. Tien y T. B. Norris, «Real-time dispersion analyzer of femtosecond laser pulses with use of a spectrally and temporally resolved upconversion technique,» *Journal Optical Society of America B*, vol. 13, nº 8, pp. 1780-1785, 1996.
- [16] M. Takeda, H. Ina y S. Kobayashi, «Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry,» *journal of optical society of america*, vol. 72, nº 1, pp. 156-160, 1982.
- [17] I. A. Walmsley y V. Wong, «Characterization of the electric field of ultrashort optical pulses,» *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 13, nº 11, pp. 2453-2463, 1996.
- [18] D. J. Kane, «Real-Time Measurement of Ultrashort Laser Pulses Using Principal Component Generalized Projections,» *IEEE Journal Of Selected Topics In Quantum Electronics*, vol. 4, nº 2, pp. 278-284, 1998.
- [19] J. Garduño-Mejía, E. Ramsay y D. T. Reid, «Real time femtosecond optical pulse measurement using a video-rate frequency-resolved optical gating system,» *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, vol. 74, nº 8, pp. 3624-3627, 2003.
- [20] T. M. Shuman, M. E. Anderson, J. Bromage, C. Iaconis, L. Waxer y I. A. Walmsley, «Real-time SPIDER: ultrashort pulse characterization at 20 Hz,» *Optics Express*, vol. 5, nº 6, pp. 134-143, 1999.
- [21] J. Garduño-Mejía, A. H. Greenaway y D. T. Reid, «Programmable spectral phase control of femtosecond pulses by use of adaptive optics and real-time pulse measurement,» *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 21, nº 4, pp. 833-843, 2004.
- [22] R. Justin, G. Steinmeyer, T. C. Wong, R. Bartels y R. Trebino, «Coherent artifact in modern pulse measurements,» *Optics Letters*, vol. 37, nº 14, pp. 2874-2876, 2012.

- [23] M. Rhodes, G. Steinmeyer y R. Trebino, «Standards for ultrashort-laser-pulse-measurement techniques and their consideration for self referenced spectral interferometry,» *Applied Optics*, vol. 53, nº 16, pp. D1-D11, 2014.
- [24] E. Tokunaga, A. Terasaki y T. Kobayashi, «Frequency-domain interferometer for femtosecond time-resolved phase spectroscopy,» *Optics Letters*, vol. 17, nº 16, pp. 1131-1133, 1992.
- [25] P. Hlubina, T. Martynkien y W. Urbanczyk, «White-light spectral interferometry used for dispersion characterization of highly birefringent optical fibers,» *Microwave and optical technology*, vol. 5445, pp. 124-127, 2004.
- [26] P. Hlubina, «White-light spectral interferometry and its applications in fiber optics,» de *14th Slovak-Czech-Polish Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics*, Bellingham, 2005.
- [27] A. Fercher, R. Leitgeb, C. Hitzenberger, H. Sattmann y Wojtkowski, «Complex Spectral Interferometry OCT,» de *EUROPTO Conference on Lasers in Ophthalmology*, Stockholm, 1998.
- [28] C. Li y Y. Zhu, «Spectral-Domain interferometry for Quantitative DIC microscopy,» de *Three-Dimensional and Multidimensional Microscopy: Image Acquisition and Proceedings XXI*, 2014.
- [29] E. Tokunaga, A. Terasaki y T. Kobayashi, «Frequency-domain interferometer for femtosecond time-resolved phase spectroscopy,» *Optics Letters*, vol. 17, nº 16, pp. 1131-1133, 1992.
- [30] A. Fercher, W. Drexler, C. Hitzenberger y G. Kamp, «Measurement of optical distances by optical spectrum modulation,» *SPIE*, vol. 2083, pp. 263-267.
- [31] C. Froehly, A. Lacourt y J. C. Viénot, «Time impulse response and time frequency response of optical pupils.:Experimental confirmations and applications,» *Journal of Optics*, vol. 4, nº 4, pp. 183-196, 1973.
- [32] L. Lepetit, G. Cheriaux y M. Joffre, «Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy,» *Optical Society of America B*, vol. 12, pp. 2467-2474, 1995.
- [33] P. Bowlan, P. Gabolde, A. Shreenath, K. McGresham, R. Trebino y S. Arktur, «Crossed-beam spectral interferometry: a simple, high-spectral-resolution method for completely characterizing complex ultrashort pulses in real time,» *Optics Express*, vol. 14, nº 24, pp. 11892-11900, 2006.

- [34] G. Steinmeyer, «A review of ultrafast optics and optoelectronics,» *Journal of Optics A*, vol. 5, pp. R1-R15, 2003.
- [35] E. B. Treacy, «Optical Pulse Compression With Diffraction Gratings,» *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 5, nº 9, pp. 454-458, 1969.
- [36] M. Anderson, A. Monmayrant, S.-P. Gorza, P. Wasylczyk y I. Walmsley, «SPIDER: A decade of measuring ultrashort pulses,» *Laser Physics Letters*, vol. 1, nº 8, pp. 1-8, 2008.
- [37] Coherent Inc., «Coherent Inc.,» [En línea]. Available: https://www.coherent.com/downloads/Mira_900P_DS.pdf. [Último acceso: 2015 Mayo 2015].
- [38] Coherent Inc., «Coherent Inc. The Leading Source in Ti:S laser pumping,» [En línea]. Available: https://www.coherent.com/downloads/Verdi_GseriesFamily_DSrevD_0313_5.pdf. [Último acceso: 18 Mayo 2015].
- [39] D. R. Austin, T. Wittig y I. A. Walsmsley, «Broadband astigmatism-free Czerny–Turner imaging spectrometer using spherical mirrors,» *Applied Optics*, vol. 48, nº 19, pp. 3846-3853, 2009.
- [40] C. Yang, P. S. Edwards, K. Shi y L. Zhiwen, «A compact optical spectrometer based on a single-grating Fresnel diffractive optical element,» de *Next-Generation Spectroscopic Technologies V*, Baltimore, Maryland, USA, 2012.
- [41] «Pellice Beamsplitters,» Thorlabs, [En línea]. Available: http://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=898&pn=BP145B2. [Último acceso: 20 Mayo 2015].