



VNiVERSiDAD
D SALAMANCA

CAMPUS DE EXCELENCIA INTERNACIONAL

TRABAJO DE FIN DE MÁSTER

Implementación de un sistema de reconstrucción de pulsos ultracortos SPIDER

Autor:

Álvaro SÁNCHEZ

Supervisor:

Íñigo SOLA

3 de julio de 2013

Dr. Íñigo Sola Larrañaga, profesor del Máster en Física y Tecnología de los Láseres,

CERTIFICA:

que el Trabajo Fin de Máster que se recoge en la presente memoria titulado **Implementación de un sistema de reconstrucción de pulsos ultracortos SPIDER** y presentado por **Don Álvaro Sánchez González** con DNI **70899632Q** para optar al título de Máster en Física y Tecnología de los Láseres por la Universidad de Salamanca y de Valladolid ha sido realizado bajo su dirección.

En Salamanca, a 25 de junio de 2013,

Fdo. Íñigo Sola Larrañaga

Fdo. Álvaro Sánchez González

*En agradecimiento a mi tutor, Íñigo,
por la tremenda dedicación y el esfuerzo puesto en la supervisión del trabajo;
a mi familia,
por estar siempre ahí, para lo bueno y para lo malo;
y a todas las personas que de una forma o de otra han contribuido con sus
conocimientos y/o apoyo a que haya llegado hasta aquí:*

Muchas Gracias

Índice general

1. Introducción	1
2. El problema de la fase: SPIDER	3
2.1. Interferometría espectral	4
2.2. Separación espectral y recuperación de la fase	6
2.3. La separación espectral en la práctica	7
2.4. Estimación de parámetros	9
3. Implementación óptica	11
3.1. Esquema del montaje	12
3.2. Interferómetro Mach-Zehnder	13
3.3. Estirador de pulsos	14
3.4. Recombinación en cristal no lineal	16
3.5. Sistema 4f	19
3.6. Adaptación del sistema a pulsos más cortos	20
4. <i>Software</i> de reconstrucción	21
4.1. Interfaz principal	22
4.2. Reconstrucción	24
4.2.1. Obtención de τ y filtrado de Fourier	24
4.2.2. El término $\omega\tau$ y la fase de calibración	26
4.2.3. Midiendo la separación espectral Ω y el desplazamiento a se- gundo armónico ω'	27
4.2.4. Espectro para la reconstrucción del pulso	29
4.3. Otras características del programa	30

5. Resultados experimentales	33
5.1. Método alternativo para medir la separación espectral	34
5.2. Verificación del <i>software</i>	35
5.3. Controlando la dispersión de segundo orden mediante <i>Phazzler</i>	37
5.4. Comparativa con otros métodos	38
5.4.1. FROG (<i>Phazzler</i>)	38
5.4.2. Phi2Scan (<i>Phazzler</i>)	40
5.4.3. SPIDER (<i>Phazzler</i>)	44
5.5. Caracterización de pulsos con efecto no lineal en función de la dispersión	44
5.6. Estudio de la estabilidad de la GDD del láser	47
5.6.1. Fluctuaciones lentas	47
5.6.2. Fluctuaciones rápidas	48
6. Conclusiones	51
Referencias	I

Índice de figuras

2.1. Ejemplo de pulso en torno a 800 nm de longitud de onda.	3
2.2. Interferometría espectral entre dos pulsos separados temporalmente por 1 ps.	5
2.3. Interferometría espectral entre dos pulsos con separación espectral separados temporalmente por 1 ps.	6
2.4. Esquema acerca de cómo inducir separación espectral con un solo pulso y resultado en el espectro.	8
3.1. Imagen de larga exposición del montaje experimental construido. . . .	11
3.2. Montaje experimental.	12
3.3. Interferómetro Mach-Zehnder.	14
3.4. Estirador de pulsos.	16
3.5. Recombinación de los pulsos en el cristal no lineal.	18
3.6. Sistema 4f para la selección del haz.	19
4.1. Interfaz principal de la aplicación de reconstrucción de pulsos en tiempo real en LabView.	22
4.2. Gráficas en la interfaz principal.	23
4.3. Interfaz de supervisión del filtrado de Fourier.	25
4.4. Selección de la fase de calibración.	26
4.5. Medida del desplazamiento a segundo armónico.	28
4.6. Medida de la separación espectral.	28
4.7. Intensidad espectral obtenida como el módulo de la traza SPIDER y reconstrucción del pulso.	30
5.1. Método alternativo para medir la separación espectral.	34

5.2. Verificación del funcionamiento de la aplicación en LabView.	36
5.3. Evolución de los pulsos reconstruidos al variar la GDD.	37
5.4. Variación del retardo experimental entre pulsos con el <i>chirp</i> introducido. 38	
5.5. Traza FROG del pulso en la posición de mínima anchura.	39
5.6. Comparación SPIDER y FROG: Posición de mínima anchura.	40
5.7. Comparación SPIDER y FROG en función del <i>chirp</i> : Dominio del tiempo.	41
5.8. Comparación SPIDER y FROG en función del <i>chirp</i> : Dominio de la frecuencia.	42
5.9. Traza de Phi2Scan del pulso en la posición de mínima anchura. . . .	43
5.10. Comparación SPIDER y SPIDER (<i>Phazzler</i>): Posición de mínima anchura.	45
5.11. Comparación efecto no lineal en función del <i>chirp</i> de salida.	46
5.12. Evolución lenta de la GDD del láser a lo largo del día.	48
5.13. Evolución rápida de la GDD del láser con el tiempo en intervalos de 10 minutos.	49

Capítulo 1

Introducción

El desarrollo de la tecnología láser en las últimas décadas ha permitido generar pulsos cada vez más cortos abriendo las puertas al estudio de la dinámica de procesos cada vez más rápidos, que ocurren en escalas de tiempo del orden del femtosegundo (10^{-15} s) o incluso del attosegundo (10^{-18} s). Existe una gran variedad de procesos en campos como la química, la ciencia de materiales o incluso la biología que pueden beneficiarse directamente de este tipo de medidas ultrarrápidas mediante experimentos de espectroscopia resuelta en el tiempo, en los que la duración de los pulsos determina la resolución temporal. No obstante, antes de poder utilizar el láser como herramienta, es necesario caracterizar los pulsos, es decir, conocer exactamente cómo es el perfil temporal de los pulsos generados.

En los últimos años se han desarrollado diversas técnicas orientadas a la caracterización de pulsos ultracortos como son *Frequency Resolved Optical Gating* (FROG) [1], *Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-Field Reconstruction* (SPIDER) [2], *Spatiotemporal Amplitude-and-phase Reconstruction by Fourier-transform of Interference Spectra of High-complex-beams* (STARFISH) [3] o *Dispersion Scan* (D-Scan) [4]. De todas ellas una de las más directas de implementar, que no necesita de un algoritmo iterativo para la reconstrucción de los pulsos y con especial sensibilidad para la medida de pulsos con gran ancho de banda es precisamente la segunda: la técnica SPIDER.

El objetivo de este trabajo consiste en proporcionar al laboratorio láser principal del Edificio Trilingüe de la Universidad de Salamanca un sistema de medida de pulsos ultracortos basado en SPIDER completamente funcional utilizando ópticas

convencionales disponibles en el laboratorio. Para ello, usando como referencia principal el artículo [5] de Iaconis et al., creadores de la técnica, se han seguido los pasos necesarios para implementar un sistema SPIDER completo, que han estructurado la evolución del trabajo y, de la misma forma, estructuran esta memoria.

Aunque el trabajo tiene una orientación fuertemente experimental, en primer lugar se estudiaron con profundidad los principios necesarios para el funcionamiento de SPIDER, así como se determinaron los parámetros específicos para que una técnica relativamente amplia como SPIDER se adaptara a las especificaciones de salida del sistema láser cuyos pulsos se deseaban medir (~ 100 fs a 795 nm). Esta parte de principios y análisis del problema aparece reflejada en el Capítulo 2 de esta memoria.

A continuación, en el Capítulo 3, se expone todo lo relacionado con la implementación del sistema. Incluye el diseño final, con descripciones de las distintas partes, así como los diferentes motivos que llevaron a la utilización de unos u otros componentes en el montaje.

El tercer paso, descrito en el Capítulo 4, fue el desarrollo del *software* asociado, que permite medir y reconstruir los pulsos en tiempo real. En este capítulo se hace una breve pero completa descripción de la aplicación desarrollada, haciendo énfasis en el proceso de reconstrucción de los pulsos y los problemas asociados junto con las soluciones buscadas.

Y por último, una vez desarrollado el sistema, se muestra en el Capítulo 5 una serie de experimentos con sus resultados con el objetivo de validar el sistema creado, así como de realizar algunas medidas independientes que muestren su potencial. Esta sección incluye comparaciones prácticas con otras técnicas, así como la medida de otros efectos como la propagación no lineal o las fluctuaciones del láser.

Nótese que uno de los subobjetivos a largo plazo del trabajo era poder adaptar el sistema en una segunda iteración a la medida de pulsos aún más cortos, del orden de ~ 10 fs, utilizando el nuevo sistema láser del Centro de Láseres Pulsados (CLPU). Sin embargo, debido al retraso en la puesta a punto de las instalaciones, esto no pudo ser posible, por lo que se invirtió el tiempo en seguir mejorando y validando el montaje y el *software* para pulsos de ~ 100 fs. No obstante, al final del Capítulo 3 sobre la implementación, aparece una lista de cambios necesarios sobre el sistema de cara a su posible adaptación para la medida de pulsos más cortos.

Capítulo 2

El problema de la fase: SPIDER

Un pulso de luz $E_t(t)$ se puede expresar como un campo eléctrico oscilante en el tiempo a frecuencias ópticas ($\sim 10^{14}$ THz), modulado por una función conocida como *perfil temporal* (Figura 2.1a) que determina la duración del pulso y que idealmente tiene forma gaussiana. Para pulsos ultracortos, con duraciones por debajo del picosegundo, no sólo no existen detectores para medir las rápidas oscilaciones del campo, de unos 2 fs de período, sino que tampoco existen detectores de intensidad suficientemente rápidos que permitan medir la función moduladora. Dado que la dificultad proviene directamente de la falta de resolución temporal de los detectores para la corta duración temporal, es conveniente buscar una nueva aproximación al problema de la medida, que en este caso consiste en trabajar en el dominio espectral, de las frecuencias o de Fourier.

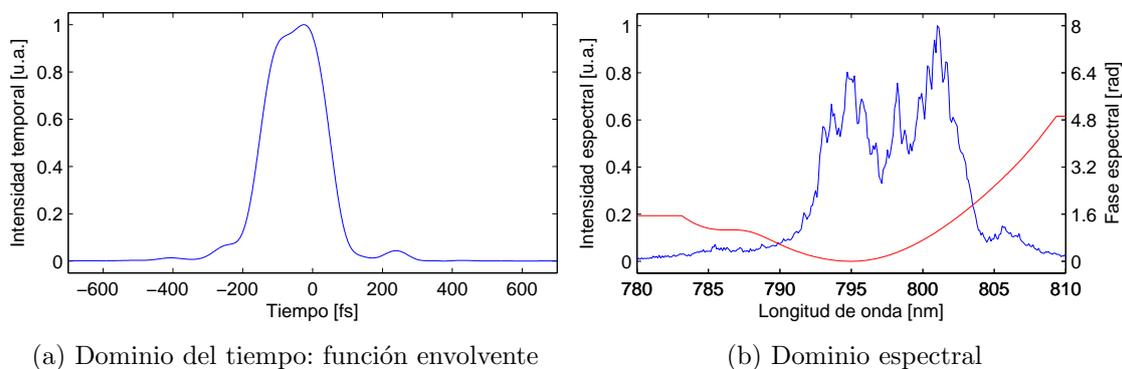


Figura 2.1: Ejemplo de pulso en torno a 800 nm de longitud de onda.

Cualquier función integrable dependiente del tiempo puede expresarse de forma espectral a través de la transformada de Fourier, en particular la función $E_t(t)$ (Ecuación 2.1). En general la nueva función $E(\omega)$ será compleja y, por tanto, se podrá expresar como un módulo y una fase (Figura 2.1b). Por propiedades de la transformada de Fourier, existe una relación entre la anchura de la función espectral y la temporal de la forma $\Delta t \Delta \omega > 1$. Esta relación muestra que, a medida que aumentan las exigencias de resolución temporal, disminuyen las exigencias en resolución espectral, lo que hace más acertado el uso de la aproximación espectral al problema de la medida de pulsos ultracortos.

$$E(\omega) = \mathcal{F}\{E_t(t)\}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_t(t) e^{-i\omega t} dt = |E(\omega)| e^{-i\varphi(\omega)} \quad (2.1)$$

Si se determina el campo en el dominio de las frecuencias, es posible invertir la relación 2.1 y obtener el pulso $E_t(t)$ en el dominio del tiempo. Sin embargo, para ello es necesario obtener la función espectral compleja $E(\omega)$ de forma completa. Obtener el módulo de esta función es relativamente fácil, dado que se relaciona con la intensidad espectral como $|E(\omega)| = \sqrt{E(\omega)^* \cdot E(\omega)} = \sqrt{I(\omega)}$, que se puede medir con un espectrómetro convencional. No obstante, al hacer este tipo de medidas se pierde la información de la fase espectral, que es necesario determinar por métodos alternativos.

2.1. Interferometría espectral

El experimento más habitual que permite medir una fase espectral, concretamente la fase relativa entre dos pulsos, se denomina interferometría espectral [6]. Para su realización se utiliza un interferómetro que superpone espacialmente los dos pulsos con campos $|E_1(\omega)| e^{-i\varphi_1(\omega)}$ y $|E_2(\omega)| e^{-i\varphi_2(\omega)}$ estableciendo cierto retardo temporal τ entre ellos (Figura 2.2a). Si a continuación se mide la intensidad espectral a la salida del sistema, el resultado coincidirá con la Ecuación 2.2 y mostrará una función real con la intensidad espectral modulada por una serie de oscilaciones o batidas de

período $2\pi/\tau$ (Ecuación 2.3 y Figura 2.2b).

$$I_{spect}(\omega) = ||E_1(\omega)|e^{-i\varphi_1(\omega)} + |E_2(\omega)|e^{-i\varphi_2(\omega)-i\omega\tau}|^2 = \quad (2.2)$$

$$= |E_1|^2 + |E_2|^2 + 2|E_1||E_2| \cos(\varphi_2 - \varphi_1 + \omega\tau) = \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} &= |E_1(\omega)|^2 + |E_2(\omega)|^2 + \\ &+ |E_1(\omega)||E_2(\omega)|e^{-i(\varphi_1(\omega)-\varphi_2(\omega))+i\omega\tau} + \\ &+ |E_1(\omega)||E_2(\omega)|e^{-i(\varphi_2(\omega)-\varphi_1(\omega))-i\omega\tau} \end{aligned} \quad (2.4)$$

Expandiendo la expresión en la forma de la Ecuación 2.4, se puede observar que en el dominio del tiempo, la intensidad medida consistiría en un primer término de componente de continua, un segundo término centrado en $t = -\tau$ y un tercer término centrado $t = \tau$. Por ello, realizando la transformada de Fourier inversa, filtrando en torno a $t = \tau$ y realizando de nuevo la transformada de Fourier (filtrado de Fourier) es posible eliminar todo manteniendo el último término $|E_1(\omega)||E_2(\omega)|e^{-i(\varphi_2(\omega)-\varphi_1(\omega))-i\omega\tau}$ que ahora ya será una cantidad compleja. Obteniendo el argumento de la función para cada valor de ω , desarrollando la fase (*unwrap*) para hacer desaparecer los saltos de 2π a 0 y eliminando el término $-\omega\tau$, se llega a obtener precisamente la fase relativa entre los dos pulsos: $-(\varphi_2(\omega) - \varphi_1(\omega))$.

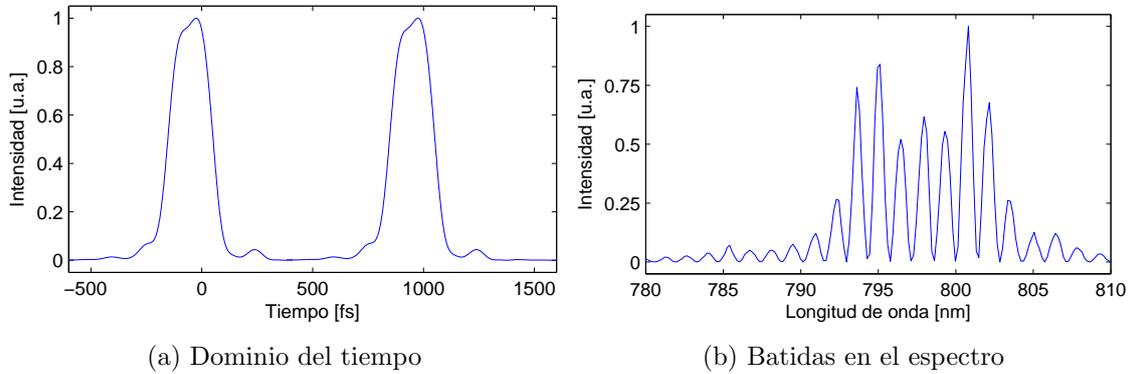


Figura 2.2: Interferometría espectral entre dos pulsos separados temporalmente por 1 ps.

No obstante, este método sólo mide fases relativas entre dos pulsos (no es auto-referenciado) y, si las dos fases $\varphi_1(\omega)$ y $\varphi_2(\omega)$ son iguales, el resultado lleva a $-(\varphi_2(\omega) - \varphi_1(\omega)) = 0$, por lo que no se alcanza el objetivo final de medir la fase espectral.

2.2. Separación espectral y recuperación de la fase

La gran aportación de SPIDER, propuesta por C. Iaconis y I. A. Walmsley [2] en 1998, radica en variar ligeramente el experimento de la interferometría espectral para poder llegar a obtener la fase del pulso. La modificación consiste en realizar la interferencia entre el pulso del que se desea medir la fase $E(\omega)$ y otra copia del mismo pulso desplazada espectralmente $E(\omega + \Omega)$ (Figura 2.3a). Esta técnica se conoce como separación espectral o *spectral shearing* y al valor Ω se le suele denominar *spectral shear*.

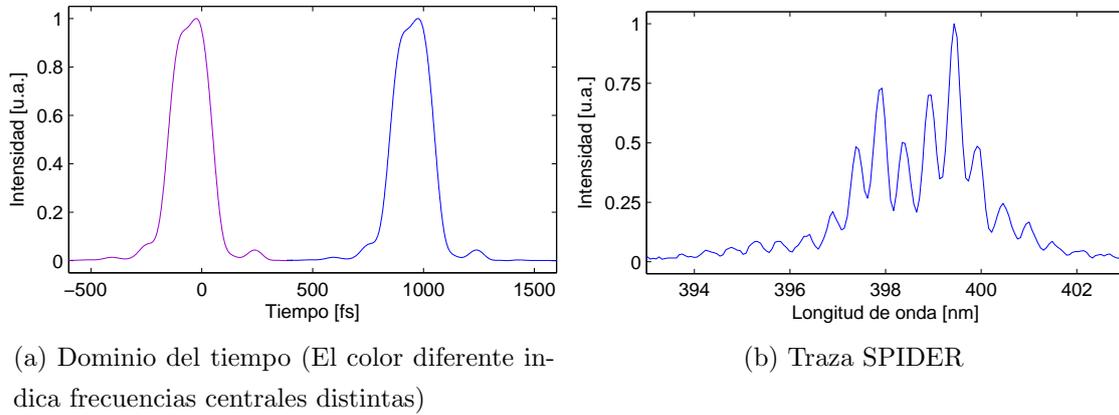


Figura 2.3: Interferometría espectral entre dos pulsos con separación espectral separados temporalmente por 1 ps.

Repitiendo exactamente el proceso de la interferometría espectral con la salvedad de que ahora las fases serán $\varphi(\omega + \Omega)$ y $\varphi(\omega)$ en vez de $\varphi_1(\omega)$ y $\varphi_2(\omega)$, la cantidad que se puede obtener al final es $-(\varphi(\omega) - \varphi(\omega + \Omega))$, cantidad que ya no se anula gracias a la separación espectral.

Dividiendo la expresión obtenida entre Ω y asumiendo valores pequeños para ese mismo parámetro, se observa cómo el resultado contiene información de la derivada de la fase respecto de la frecuencia, como muestra la Ecuación 2.5.

$$\frac{\varphi(\omega + \Omega) - \varphi(\omega)}{\Omega} \approx \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \quad (2.5)$$

Medida esa cantidad experimentalmente, basta con realizar una simple integra-

ción para obtener el valor de $\varphi(\omega)$ y, por tanto, la fase espectral necesaria para la reconstrucción del pulso.

Cabe destacar que, dado que lo que se mide es la derivada, el proceso deja indeterminada una constante de integración. Esta constante precisamente relaciona la fase entre la portadora oscilante del campo eléctrico y el perfil de la envolvente, conocida como *Carrier Envelope Phase* (CEP). Es por ello que la técnica SPIDER no permite conocer con exactitud la posición relativa entre portadora y envolvente y, en la práctica, sólo sirve para recuperar la envolvente temporal del pulso. Mientras que conocer el valor de la CEP no es necesario para la caracterización de pulsos largos, con un gran número de oscilaciones del campo, puesto que su intensidad vendrá dada principalmente por la envolvente, es de vital importancia para caracterizar pulsos de pocos ciclos o *few-cycle* cuyo perfil de intensidad se ve críticamente influenciado por las oscilaciones del campo y no solamente por la envolvente. Este hecho limita el uso de SPIDER para la correcta caracterización de pulsos *few-cycle*.

Experimentalmente, el espectro medido será muy similar en apariencia a las batidas de interferometría espectral pero, dado que contiene información relevante para la obtención de la fase, se denomina *Traza SPIDER* (Figura 2.3b).

2.3. La separación espectral en la práctica

Inducir una separación espectral sobre un pulso de luz no es inmediato y, dado que implica generar nuevas frecuencias, es necesario encontrar un proceso no lineal adecuado. Por otra parte, gracias las propiedades de la transformada de Fourier, matemáticamente esto es tan fácil como multiplicar la función temporal por una función del tipo $\cos(\omega_p t)$ para provocar un separación espectral de magnitud ω_p .

Dado que la separación final Ω que se desea conseguir entre las dos copias del pulso es pequeña y desplazar una pequeña cantidad comparado con la frecuencia central del pulso puede ser difícil, es más conveniente desplazar ambas copias del pulso por una cantidad grande, pero ligeramente distinta. De esta forma se define un nuevo parámetro llamado desplazamiento a segundo armónico, *up-conversion frequency* o *spectral shift* y denotado por ω' . Como resultado una de las copias del pulso se desplazará una cantidad de ω' y la otra $\omega' - \Omega$, siendo la diferencia precisamente el *spectral shear* Ω .

Una de las formas de conseguir esta separación consiste en combinar cada uno de los pulsos en un cristal no lineal con distintos láseres estabilizados a las frecuencias ω' y $\omega' - \Omega$, conocidos como *ancilla*. No obstante, esto requiere de fuentes láser extra correctamente calibradas, lo que lo complica en cierta medida.

La segunda forma de conseguir esto, y la utilizada en este trabajo, consiste en aprovechar las propiedades de la dispersión de segundo orden. Para un pulso de entrada en el límite de Fourier, la frecuencia instantánea, definida como la derivada de la fase temporal, coincide con la frecuencia central del espectro durante toda la duración del pulso. Sin embargo, si se introduce una gran cantidad de dispersión de segundo orden, también denominada *chirp* o GDD, sobre este pulso, aparecerán dos efectos relevantes. En primer lugar el pulso se estirará de forma proporcional en aproximación a la cantidad de *chirp* introducido. En segundo lugar la frecuencia instantánea dejará de ser constante y, en el caso de introducir *chirp* negativo, aparecerá una distribución lineal de frecuencias con frecuencias altas en la parte delantera del pulso y frecuencias bajas en la parte trasera. Además, la tasa de variación de la frecuencia instantánea con el tiempo será inversamente proporcional en aproximación a la duración del pulso estirado.

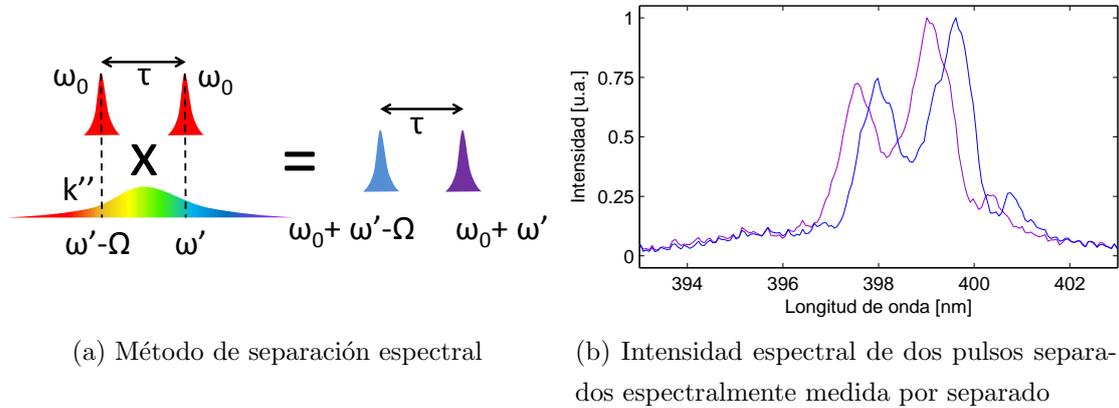


Figura 2.4: Esquema acerca de cómo inducir separación espectral con un solo pulso y resultado en el espectro.

Haciendo una tercera copia del pulso de entrada y estirándola, es posible combinarla con las otras dos copias del pulso inicial retardadas entre sí en un cristal no lineal de suma de frecuencias, que multiplica temporalmente los campos eléctricos

de los dos haces. Si la dispersión es lo suficientemente grande para el pulso estirado, éste se podrá superponer temporalmente con las otras dos copias. Debido a la distribución de frecuencias del pulso estirado, cada una de las dos copias retardadas entre sí se superpondrá con una parte distinta del pulso estirado y verá una frecuencia instantánea distinta en éste. En primera aproximación se puede asumir que esta frecuencia instantánea es constante durante la duración de cada pulso corto y que, por tanto, simplemente se está multiplicando por un término tipo $\cos(\omega_p t)$ con valores distintos de ω_p para cada pulso (Figura 2.4). Así, este método proporciona haces *ancilla* de forma automática, permitiendo elegir el valor de Ω mediante la cantidad de dispersión aplicada y el retardo entre los pulsos retardados, y el valor de ω' mediante el retardo relativo entre el pulso estirado y las dos copias retardadas.

2.4. Estimación de parámetros

Dado lo complejo del proceso, es necesario establecer valores adecuados para parámetros como la dispersión de segundo orden del pulso estirado k'' , el retardo entre los pulsos τ y el *spectral shear* Ω . Para ello, los dos factores principales a tener en cuenta son la resolución del espectrómetro γ y la duración cercana al límite de Fourier Δt de los pulsos que se desea medir.

Considerando anchuras a media altura en intensidad, la anchura espectral y temporal en límite de Fourier cumplen la relación $\Delta t \Delta \omega = 4 \ln(2)$, por lo que la anchura espectral se puede obtener como:

$$\Delta \omega = \frac{4 \ln(2)}{\Delta t} \quad (2.6)$$

Eso fijará un rango para los valores de Ω de forma que sea mucho más pequeño que el ancho de banda, aportando buena resolución para la derivada, pero lo suficientemente grande para ser medido. Experimentalmente se recomienda el intervalo 5-10 % del ancho de banda $\Delta \omega$ [5].

Por otra parte la resolución del espectrómetro limita el retardo que se puede introducir entre los dos pulsos. La consecuencia de hacer interferencia espectral con los pulsos retardados era la aparición de unas oscilaciones con período $2\pi/\tau$. Imponiendo un mínimo deseable de 5 puntos por oscilación para un espectrómetro con resolución γ se llega a un valor máximo de τ dado por la ecuación:

$$\tau_{max} = \frac{2\pi}{5\gamma} \quad (2.7)$$

Determinado el valor máximo para el retardo, es necesario calcular la dispersión que, para ese valor del retardo, induce una separación espectral del 5-10 % del ancho de banda. La duración temporal de un pulso para valores grandes de dispersión k'' se puede expresar aproximadamente como $T \approx \Delta\omega k''$. Si en un pulso de duración T hay una variación lineal de la frecuencia de $\Delta\omega$, la tasa de variación de la frecuencia a lo largo del tiempo será precisamente $1/k''$, que tiene dimensiones de frecuencia por unidad de tiempo. Ahora dos pulsos separados por τ verán una diferencia de frecuencias determinada por el producto de la variación por el tiempo, llegando a la expresión para la separación espectral:

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

En el caso de este trabajo, el objetivo era medir pulsos con espectros que permiten aproximadamente $\Delta t = 100$ fs en límite de Fourier en torno a 795 nm. Esto da lugar a un ancho de banda mediante la Ecuación 2.6 de aproximadamente $\Delta\omega = 27.7$ THz y por tanto una separación espectral de:

$$[5, 10] \% \cdot \Delta\omega = [1.4, 2.8] \text{ THz} \quad (2.9)$$

Por otra parte, la resolución de los espectrómetros disponibles en torno al segundo armónico (400 nm) era de aproximadamente 0.5 Å y por tanto $\gamma = 2\pi \cdot 0.1$ THz. Esto limitaba el retardo máximo entre los dos pulsos a 2 ps (Ecuación 2.7). Es además necesario por otra parte un retardo mínimo para poder realizar correctamente el filtrado de Fourier, que se estimó experimentalmente en torno a 1 ps, quedando entonces

$$\tau = [1, 2] \text{ ps} \quad (2.10)$$

Conocido el intervalo para Ω y para τ , y utilizando la Ecuación 2.6, se obtiene el rango de valores de dispersión adecuados para estirar el pulso:

$$k'' = [-1.44, -0.36] \cdot 10^6 \text{ fs}^2 \quad (2.11)$$

Capítulo 3

Implementación óptica

Una de las partes más significativas en el desarrollo del trabajo ha sido la construcción del sistema óptico para SPIDER, implementando los conceptos explicados en el Capítulo 2. El dispositivo final, fotografiado con larga exposición recorriendo los distintos caminos de la luz por el montaje se puede observar en la Figura 3.1.

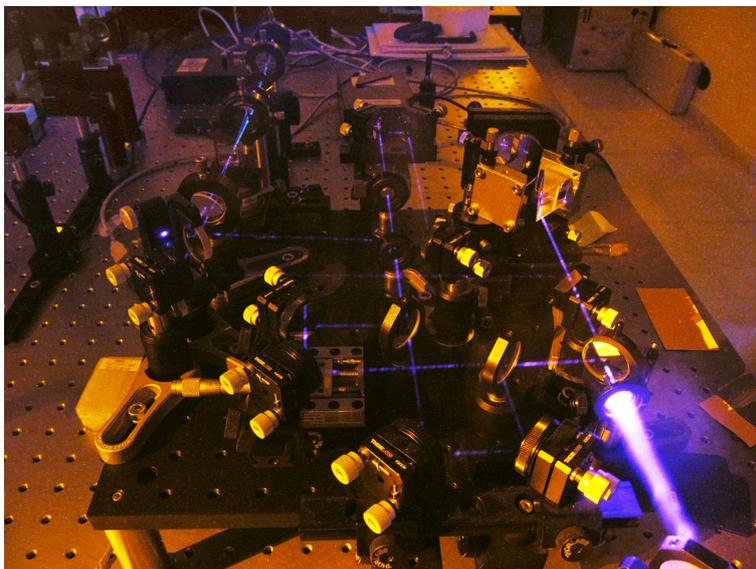
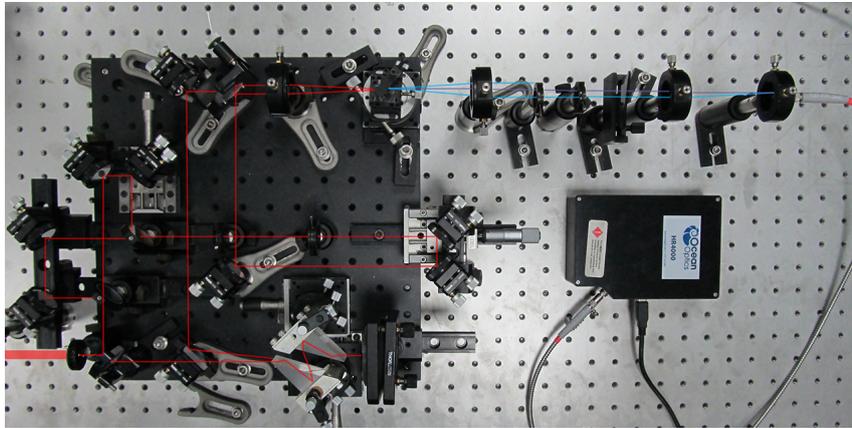


Figura 3.1: Imagen de larga exposición del montaje experimental construido.

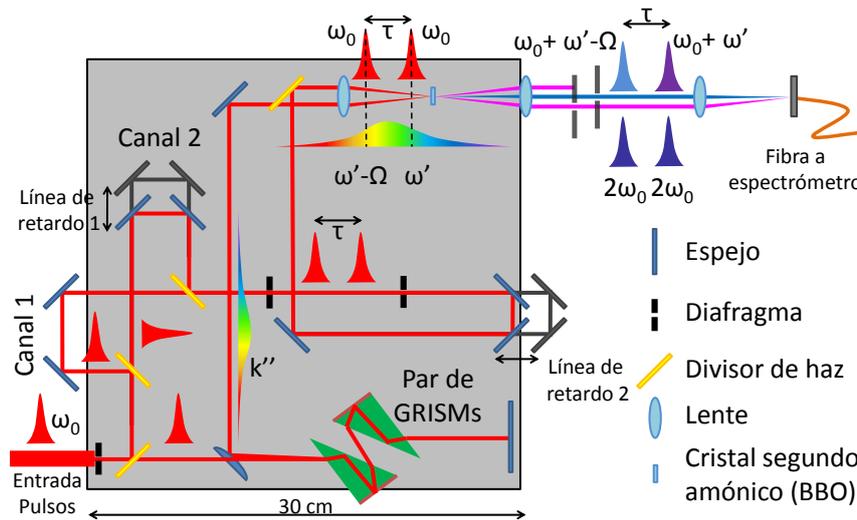
En este capítulo se muestra en primer lugar el esquema principal del montaje para pasar después a una explicación detallada de las partes más importantes, acabando con una reflexión sobre la posible adaptación del sistema a pulsos más cortos.

3.1. Esquema del montaje

El conjunto del montaje construido, obviando los espejos de alineamiento a la entrada, se puede observar en la Figura 3.2 en forma de fotografía con el esquema asociado. Se partió de un diseño inicial, no implementado completamente, que permitía incluir la mayor parte de los componentes necesarios en una placa de $30 \times 30 \text{ cm}^2$. No obstante, a medida que avanzaba el trabajo, fue necesario modificar algunas partes del diseño con lo que, en la práctica, todo el sistema fue reconstruido y alineado desde cero.



(a) Vista de planta del montaje



(b) Esquema del montaje

Figura 3.2: Montaje experimental.

El montaje consta de una serie de elementos clave: interferómetro Mach-Zehnder, estirador de pulsos, recombinación en cristal no lineal y sistema 4f, que serán explicados con detalle en las siguientes secciones. Sin embargo, antes merece la pena estudiar el recorrido de la luz por los diferentes elementos siguiendo el esquema de la Figura 3.2b.

Los pulsos a medir entran al sistema por la parte inferior izquierda a través de un diafragma que reduce significativamente el diámetro del haz hasta 1-3 mm. Este haz se bifurca a continuación en dos caminos mediante un divisor de haz: el transmitido -con más energía- hacia el estirador de pulsos y el reflejado -para evitar dispersión- hacia el interferómetro Mach-Zehnder. A la salida del interferómetro se coloca una línea de retardo (Línea de retardo 2) que permite cambiar la posición temporal relativa entre los dos pulsos retardados a la salida de éste y el pulso estirado a la salida del estirador. Esto permite igualar caminos para el pulso estirado y los pulsos a la salida del interferómetro, antes de que ambos entren al recombinador con el cristal de segundo armónico, pasando a continuación por el sistema 4f. En el foco de salida del sistema 4f se coloca una fibra, conectada a un espectrómetro (Ocean Optics HR4000 238-465 nm), que permite medir las trazas SPIDER en torno al segundo armónico del haz de entrada.

La disposición del sistema en una placa independiente, el carácter compacto y la no necesidad de haces *ancilla* externos hacen que se pueda interpretar como una caja negra en la que para una única entrada de luz, los pulsos a medir, se obtiene una salida que a través de distintas operaciones proporciona todo lo necesario para poder reconstruir los pulsos.

3.2. Interferómetro Mach-Zehnder

La tarea del interferómetro Mach-Zehnder consiste en emular el proceso de la interferometría espectral explicado en la Sección 2.1 y su implementación se puede observar en la Figura 3.3. Consiste en un divisor de haz y una serie de espejos que dividen el pulso de entrada en dos, haciendo recorrer a cada uno de ellos dos caminos distintos, uno de longitud fija, denotado a partir de ahora como Canal 1; y otro de longitud variable mediante un tornillo micrométrico (Línea de retardo 1), denominado Canal 2. Mediante un segundo divisor, se vuelven a combinar los

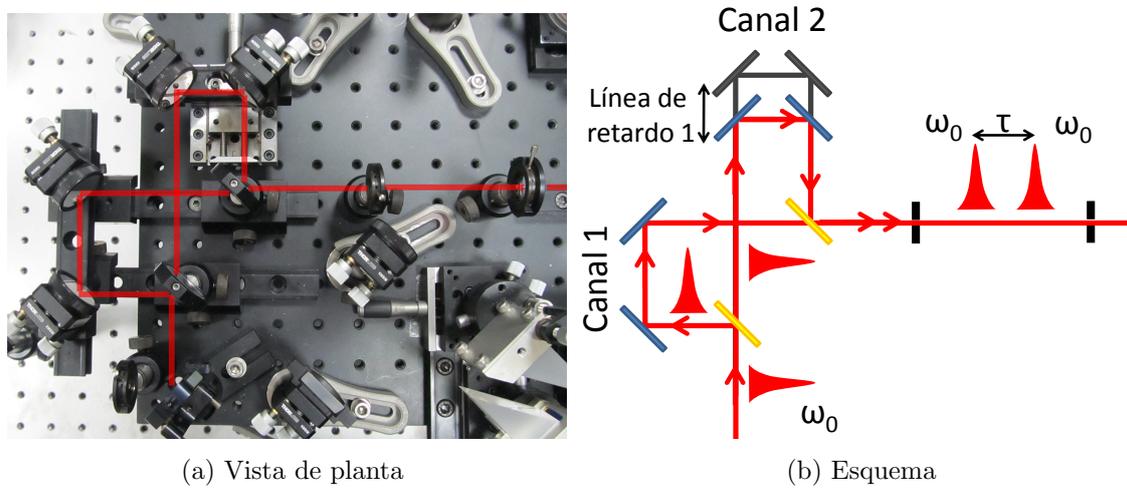


Figura 3.3: Interferómetro Mach-Zehnder.

dos haces, haciendo pasar a ambos por dos diafragmas para asegurar un perfecto alineamiento que además fuera independiente de la posición de la línea de retardo.

El resultado a la salida eran dos copias del pulso inicial con aproximadamente una cuarta parte de la energía a la entrada del interferómetro cada una de ellas y retardadas por un tiempo τ . Cabe destacar que la salida se eligió por el lado del divisor de haz que hacía que cada haz se hubiera transmitido y reflejado una vez en los divisores, igualando la posible dispersión para ambos.

Para la calibración de esta parte del sistema, se utilizó un espectrómetro (Avantes AvaSpec 2048-2 700-896 nm) colocado a la salida que permitía medir las batidas predichas por la Ecuación 2.3 en el espectro, y obtener experimentalmente el retardo entre los pulsos (Sección 5.1). De esta forma, se encontró la posición de retardo nulo y se verificó la relación de 150 micras por picosegundo de retardo para el tornillo micrométrico del Canal 2. Tras realizar distintas pruebas se comprobó que el retardo del intervalo 1-2 ps con el que se obtenían las trazas con mejor contraste era de entorno a 1 ps, y se fijó por tanto a ese valor.

3.3. Estirador de pulsos

Una de las partes más delicadas del sistema es precisamente el estirador de pulsos ya que, como se estimó en la Sección 2.4, era necesario introducir una dispersión

de segundo orden del unos $-3 \cdot 10^5 \text{ fs}^2$. Esto en la práctica implicaba estirar un pulso de 100 fs hasta valores cercanos a 20 ps, lo que no es fácil de conseguir en un espacio reducido, especialmente para un espectro no demasiado ancho. Dado que la mayor parte de los sistemas de control de dispersión funcionan en un esquema ida-vuelta para que el haz a la salida no presente *chirp* espacial, el valor objetivo para la dispersión de segundo orden era de aproximadamente -10^5 fs^2 .

El primer tipo de estirador que se consideró fue el de redes, dado que era el que se había planteado en el diseño original. No obstante, tras deducir las ecuaciones de la dispersión de forma independiente y compararlas con resultados de la bibliografía [7], se estimó que, incluso para redes de 600 líneas/mm (las más densas de las disponibles en el laboratorio) y distancias de algunos centímetros, los valores más altos que se podían alcanzar no llegaban a -10^5 fs^2 . Dado que tras considerar la dispersión por prismas [8] se encontró el mismo problema, con incluso peores resultados, hubo que buscar una alternativa, que en este caso fue un par de dispositivos GRISM que había disponibles en el laboratorio.

Los dispositivos GRISM, cuyo nombre proviene de la mezcla entre las palabras para red de difracción y prisma en inglés (*G*Rating y *pr*ISM), consisten precisamente en utilizar el concepto de los prismas y las redes de difracción a la vez para cambiar la dispersión de un pulso. Son de gran utilidad debido a su capacidad de compensar la dispersión de grandes distancias de material [9], incluso para anchos de banda muy grandes [10], en un espacio reducido y por eso son usados para la compresión.

Los dispositivos GRISMs de reflexión utilizados consisten en un prisma con base de triángulo rectángulo con ángulos de 30° y 60° y con una cara lateral cuadrada, de $25 \times 25 \text{ mm}^2$ sobre el lado del cateto menor en la que cuentan con una red de difracción de ese mismo tamaño de 1200 líneas/mm. Para estos parámetros se realizaron los cálculos con las expresiones analíticas encontradas en [11] y se llegó a una estimación de dispersión de segundo orden que sí podría sobrepasar los -10^5 fs^2 necesarios y llegar por tanto al rango de valores exigido una vez aplicado dos veces sobre el pulso. Por esto finalmente se decidió utilizar los GRISMs como sistema estirador de pulsos (Figura 3.4).

Tras un cuidadoso alineamiento, el haz realizaba el recorrido mostrado en el esquema de la Figura 3.4b. Tras entrar en la zona del estirador, pasando por encima de un espejo semicircular, el haz se refractaba en la cara correspondiente al cateto

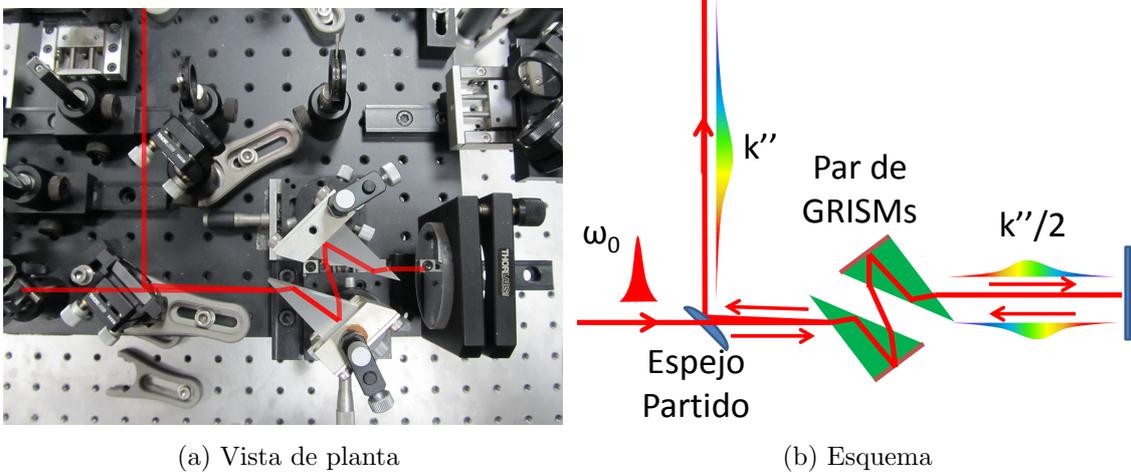


Figura 3.4: Estirador de pulsos.

mayor del GRISM para, a continuación, hacer una reflexión total en la hipotenusa. Esto lo llevaba al cateto menor donde se difractaba en la red, llegando de nuevo a la hipotenusa, ahora sin condiciones de reflexión total y abandonando por tanto el GRISM. Tras recorrer el segundo GRISM de forma inversa, y haber adquirido la mitad de la dispersión total, se reflejaba en un espejo adecuadamente inclinado para realizar el mismo camino de vuelta con un ángulo ligeramente inclinado hacia abajo, que le permitía reflejarse a la salida en el espejo semicircular y salir hacia la parte superior ya con toda la dispersión adquirida.

3.4. Recombinación en cristal no lineal

Esta parte del montaje es la encargada de inducir la separación espectral descrita en la Sección 2.2. Para ello, se utiliza un cristal BBO (BaB_2O_4) de generación de segundo armónico de tipo I, de dimensiones $14 \times 14 \times 0.1 \text{ mm}^3$ y cortado con ángulos $\theta = 29.4^\circ$ y $\varphi = 90^\circ$, donde se recombina el pulso estirado con los dos pulsos retardados. El corte del cristal está pensado para que se cumpla la condición de ajuste de fase para la longitud de onda central de los pulsos, en este caso $\lambda_0 = 795 \text{ nm}$. No obstante, los pulsos ultracortos cuentan con todo un ancho de banda espectral en torno a la longitud de onda central, en este caso de hasta unos $\delta\lambda = 10 \text{ nm}$ a media altura, para el que el corte no está optimizado. Teniendo en cuenta el desajuste de

fase $\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda}(n(\lambda) - n(\lambda/2))$ que aparece para longitudes de onda distinta de la central y la eficiencia de conversión del cristal proporcional $\text{sinc}(\Delta k L/2)^2$ que depende de Δk y de su anchura L , es posible estimar el ancho de banda para el que la eficiencia cae como mucho a la mitad (Aceptancia espectral), llegando a la ecuación:

$$\delta\lambda_{\text{FWHM}} = \frac{0.44\lambda_0/L}{\left| \frac{dn}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0} - \frac{1}{2} \frac{dn}{d\lambda} \Big|_{\lambda_0/2} \right|} \quad (3.1)$$

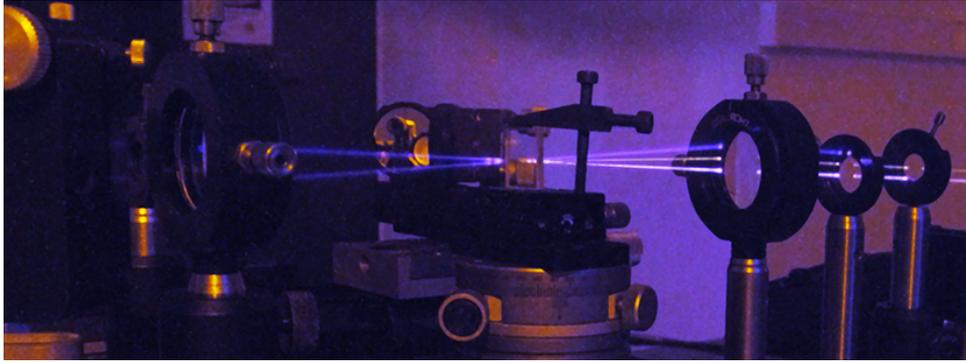
Realizando los cálculos para la longitud de onda y el cristal doblador utilizados, los resultados llevan a un ancho de banda de hasta 50 nm aproximadamente. Este valor es mucho mayor que el ancho de banda del láser utilizado y por tanto permitirá generar segundo armónico o suma de frecuencias sin limitación espectral.

Una vez demostrado que el cristal presenta los parámetros adecuados, el objetivo es conseguir la frecuencia suma entre el haz con los dos pulsos retardados y el haz con el pulso estirado, de forma que cada fotón a la salida sea suma de un fotón del primer haz y un fotón del segundo haz.

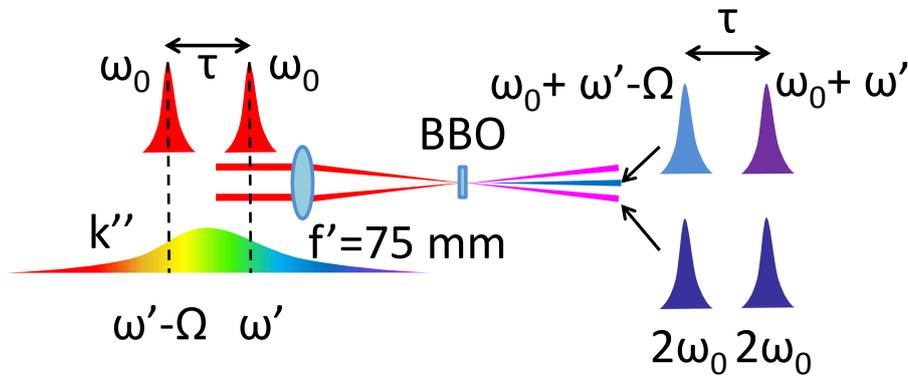
Para ello se hace llegar a los dos haces perfectamente paralelos a una lente convergente de 75 mm de focal que los enfoca sobre el mismo punto del cristal con cierto ángulo entre ellos. El proceso genera segundo armónico para cada haz y frecuencias suma de ambos conservando, por supuesto, energía y momento. Esto hace que el proceso no lineal y la distribución angular a la entrada formen tres haces con distintos ángulos a la salida (Figura 3.5).

El haz superior será producto de la generación de segundo armónico del pulso estirado y es por ello colinear a la entrada. Además de carecer de importancia, este haz es muy poco intenso debido a la baja intensidad del pulso estirado, por ser la generación de segundo armónico un efecto no lineal dependiente del cuadrado de la intensidad.

El haz intermedio, producto de la combinación de los dos haces de entrada, es el haz de mayor interés ya que proporcionará las trazas SPIDER. Cada uno de los dos pulsos a la salida tendrá una frecuencia ligeramente distinta al otro, que se corresponde a su frecuencia inicial sumada a la frecuencia instantánea del pulso estirado en el momento que se recombina con cada uno de ellos en el cristal. Así, variando la Línea de retardo 1 (Figura 3.2b) se puede modificar la separación espectral entre ellos Ω y variando la Línea de retardo 2 (Figura 3.2b) el desplazamiento hacia



(a) Imagen de larga exposición



(b) Esquema

Figura 3.5: Recombinación de los pulsos en el cristal no lineal.

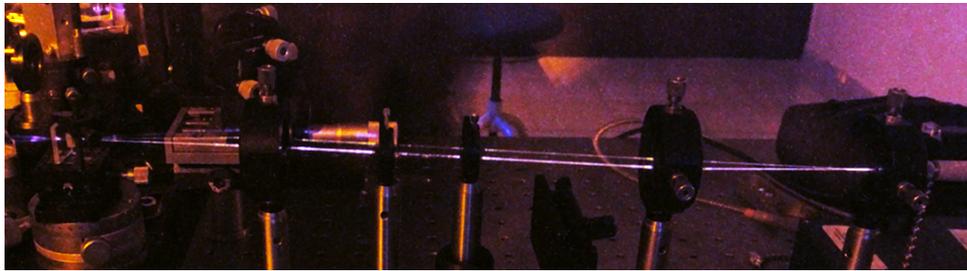
segundo armónico ω' . Vectorialmente las componentes verticales del momento para cada par de fotones de entrada combinados prácticamente se anulan, lo que hace que el haz saliente aparezca aproximadamente en la bisectriz de los dos haces de entrada. Además, la intensidad de este haz es mayor que en el caso anterior, dado que la eficiencia depende del producto de la intensidad entre el pulso estirado y los dos pulsos cortos retardados.

El último haz en la parte inferior se corresponde a la generación de segundo armónico del haz con las dos copias retardadas del pulso y es por tanto colinear a ese haz de entrada. Dado que es la entrada más intensa, será el haz que mejor transfiera su energía al segundo armónico. El resultado son los dos pulsos iniciales retrasados la misma distancia τ pero ahora centrados en la frecuencia doble. Este haz, que contiene la interferometría espectral de segundo armónico sin *spectral shearing*, será de relevancia como calibración para la reconstrucción de los pulsos,

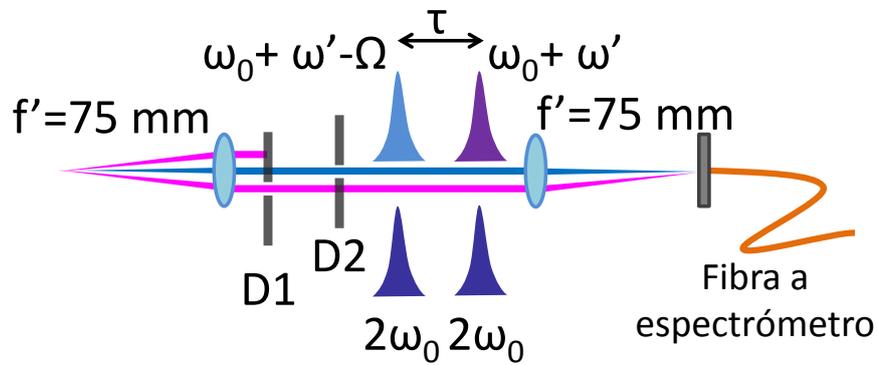
explicada en el siguiente capítulo.

En la práctica se sintoniza el ángulo del cristal para que el *phase-matching* favorezca la combinación de los dos haces entre sí para dar lugar al haz de salida central, que es la salida más relevante. No obstante, como el haz de salida inferior se produce de forma más eficiente, la intensidad de ambos será del mismo orden y el espectro del inferior podrá también ser medido sin dificultad.

3.5. Sistema 4f



(a) Imagen de larga exposición



(b) Esquema

Figura 3.6: Sistema 4f para la selección del haz.

La última parte del sistema antes de llegar al espectrómetro consiste en un montaje 4f (Figura 3.6) que organiza espacialmente los haces a la salida, creando una imagen real del punto en el cristal no lineal donde se generan las frecuencias dobles en la entrada de la fibra. Esto permite seleccionar mediante la apertura y cierre de los diafragmas D1 y D2 cada uno de los dos haces de interés manteniendo la posición del resto de los elementos, a la vez que se bloquea el haz superior.

Abriendo D1 y cerrando D2, únicamente el haz central, alineado con D2, es capaz de alcanzar la fibra, midiendo así por lo tanto las batidas entre los pulsos separados espectralmente entre sí: la traza SPIDER. Por otra parte en la situación contraria, únicamente el haz inferior, alineado con D1, es capaz de llegar a la fibra, pudiendo así medir las batidas entre los dos pulsos de segundo armónico.

Cabe destacar que en el sistema inicial se omitió la utilización del montaje 4f y simplemente se colocaba la fibra en el haz que se quisiera medir en cada momento. No obstante se observó que este movimiento de la fibra a veces llevaba a diferencias en la dispersión para la fase obtenida manteniendo la misma entrada y fue necesario, por tanto, buscar una forma de poder medir los dos haces sin desplazar la fibra entre las medidas, lo que se logra con el sistema formador de imagen.

3.6. Adaptación del sistema a pulsos más cortos

La principal diferencia a la hora de medir pulsos más cortos (~ 10 fs) consiste en manejar un ancho de banda mayor, de incluso más de 100 nm, lo que podría hacer necesario sustituir, además del espectrómetro, los siguientes elementos del montaje:

- En primer lugar, sería necesario sustituir parte de los espejos del sistema, concretamente aquellos de tipo E02, cuya reflectancia sólo es alta a partir de 750 nm. Una buena alternativa son los espejos de plata que proporcionan buena reflectividad en el infrarrojo y una aceptable reflectividad en el visible.
- En segundo lugar, repitiendo los cálculos de la Sección 2.4 para los nuevos parámetros, se llegaría a un valor dispersión necesaria mucho menor para el pulso estirado. Esto haría que fuera necesario sustituir el sistema de GRISMs por un sistema convencional de redes o incluso de prismas.
- En tercer lugar, debido a que los pulsos ultracortos son mucho más sensibles a la dispersión, sería necesario sustituir la lente utilizada para enfocar sobre el cristal no lineal por un espejo de plata focalizador.
- Y por último, la condición de *phase-matching* para el cristal tendría que cumplirse para un ancho de banda mucho mayor, por lo que la anchura del cristal BBO tendría que ser reducida hasta unos 10 μm en vez de los actuales 100 μm .

Capítulo 4

Software de reconstrucción

Tal y como se explicó en el Capítulo 2, es necesario realizar toda una serie de operaciones sobre la traza SPIDER que se genera en un sistema como el de la Figura 3.2 antes de poder obtener la información de la fase espectral, y poder reconstruir el perfil temporal del pulso. Estas operaciones requieren ciertos parámetros de entrada, como la separación espectral Ω y el desplazamiento a segundo armónico ω' que se deben determinar. Es por tanto conveniente la creación de una herramienta *software* que permita ayudar al usuario en la determinación de todos los parámetros necesarios para la reconstrucción de los pulsos y que, como objetivo final, permita obtener los pulsos en tiempo real de forma automática con el ordenador conectado directamente al espectrómetro del montaje.

Como lenguaje de programación del *software* se eligió LabView 2011. El motivo de la elección de este lenguaje es su alto rendimiento para trabajar en tiempo real, junto con el interés por parte del tutor de poder integrar el *software* en otros experimentos ya programados en LabView. Fue necesario por tanto aprender a manejar este tipo de programación modular por bloques para poder elaborar a continuación el *software* requerido desde cero. Este *software* contará además con un manual de usuario independiente de esta memoria para facilitar su uso.

Por otra parte, también se realizaron una serie de *scripts* en MATLAB con la intención de poder simular paralelamente todo el proceso de la forma más fiel posible. Uno de estos *scripts* emula todo el proceso de obtención de las trazas SPIDER y otros productos necesarios a partir de un solo pulso de entrada configurable, generando archivos de salida análogos a los que se podrían obtener de los espectrómetros,

respetando las resoluciones. Un segundo *script*, partiendo de estos archivos, permite recuperar la fase y reconstruir el pulso inicial.

El objetivo de la creación de estos *scripts* fue doble. En primer lugar, sirvieron para comprobar que los valores estimados y obtenidos para distintos parámetros (Sección 2.4) realmente permitían reconstruir la fase a partir de la traza SPIDER para los pulsos del laboratorio antes de construir el sistema. En segundo lugar, sirvieron para validar el *software* en LabView (más detalles en la Sección 5.2).

4.1. Interfaz principal

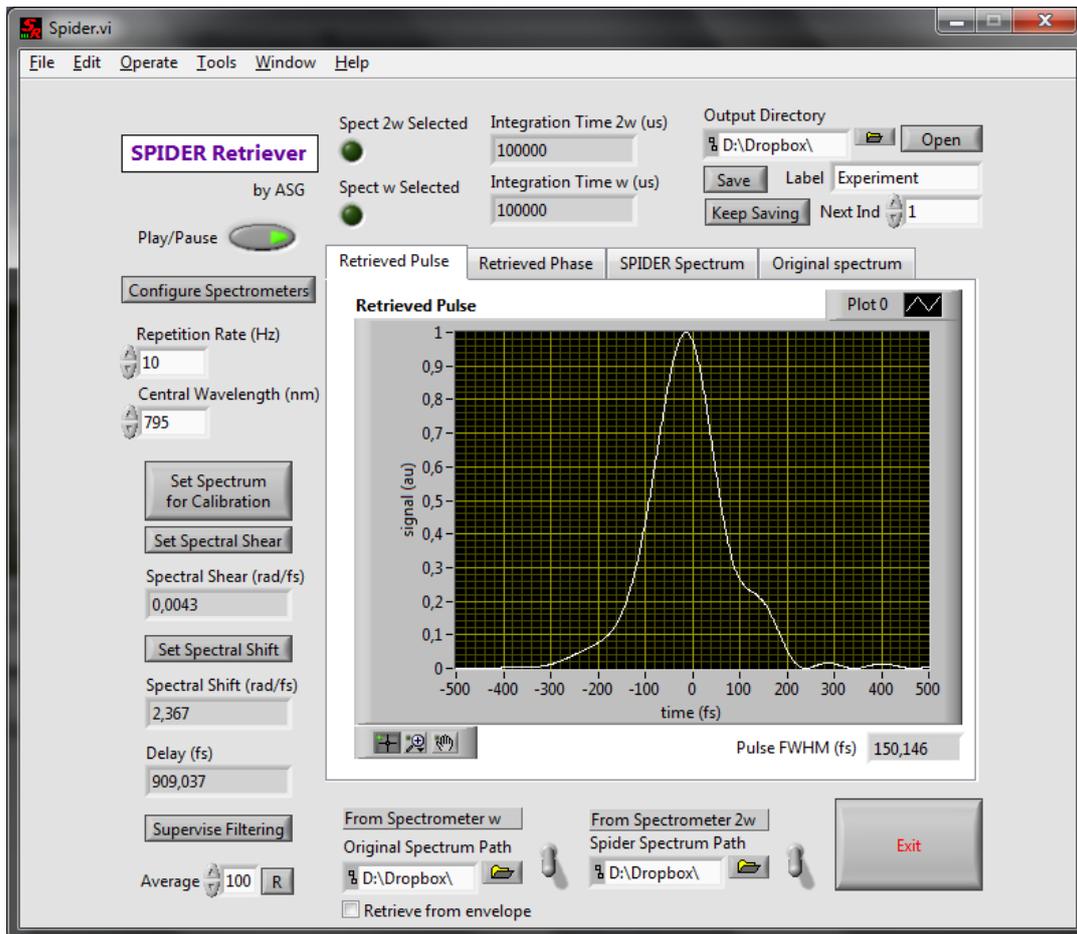


Figura 4.1: Interfaz principal de la aplicación de reconstrucción de pulsos en tiempo real en LabView.

La interfaz principal de la aplicación creada en LabView puede ser observada en la Figura 4.1. Esta interfaz muestra toda la información relevante para el proceso de reconstrucción (parámetros, resultados, dispositivos activos) y da acceso a todos los diálogos que permiten configurar los parámetros.

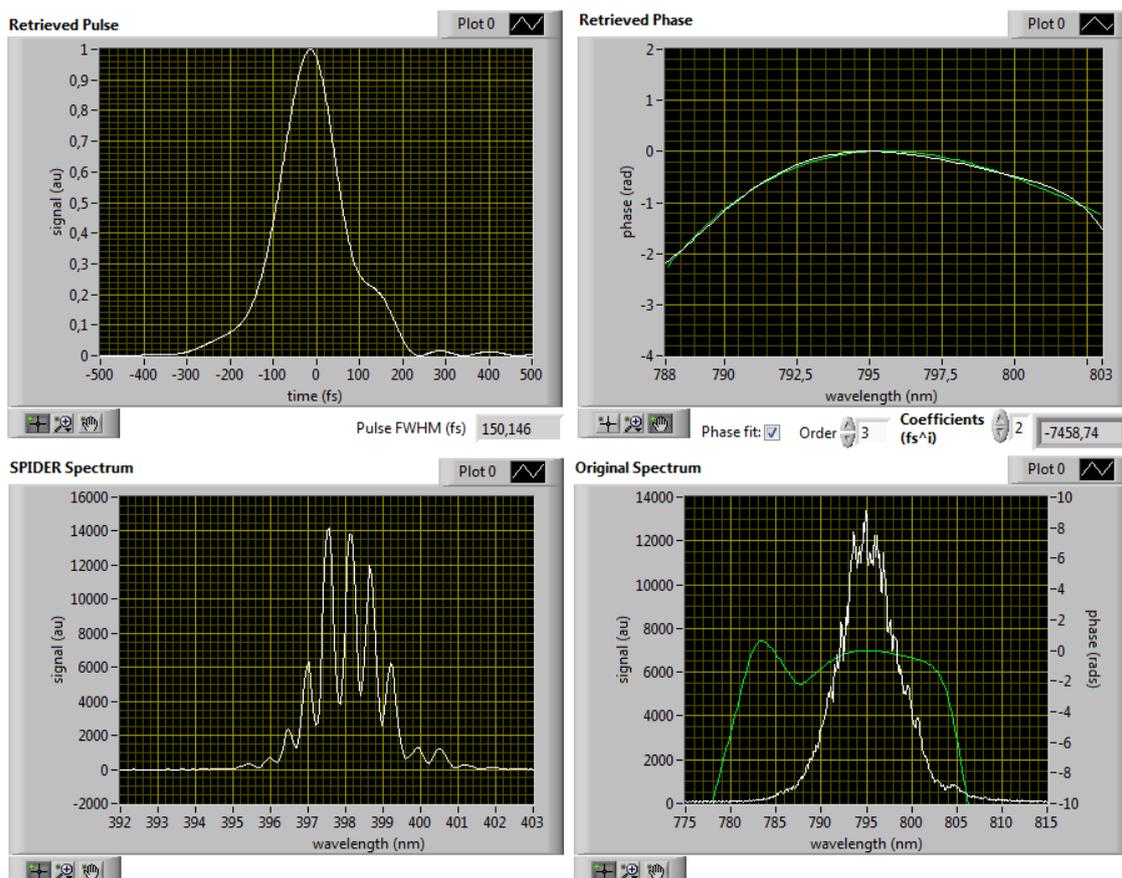


Figura 4.2: Gráficas en la interfaz principal.

La parte central consiste en un grupo de cuatro pestañas que muestran los resultados en forma de cuatro gráficos (Figura 4.2). El primero de ellos (arriba-izquierda) muestra el perfil de intensidad temporal obtenido tras la reconstrucción, junto con el valor de la anchura a altura mitad. El segundo (arriba-derecha) muestra la fase recuperada (blanco). Además traza un ajuste polinómico (verde) al intervalo seleccionado en la vista, del orden seleccionado en la caja inferior y cuyos coeficientes de ajuste se pueden leer en la caja contigua. El tercer gráfico (abajo-izquierda) muestra la medida del espectrómetro que típicamente será la traza SPIDER. Por último el

cuarto gráfico (abajo-derecha) muestra la fase reconstruida (verde) sobre la intensidad espectral (blanco), de forma que permite verificar si la fase resultante es estable al menos en el ancho de banda del pulso.

4.2. Reconstrucción

El proceso básico de recuperación de la fase y reconstrucción de los pulsos a partir de las trazas SPIDER, descrito en el Capítulo 2, se puede resumir en los siguientes pasos principales:

1. Obtención de la traza SPIDER en torno al segundo armónico.
2. Filtrado de Fourier del término situado en $t = \tau$ (Ecuación 2.4), obtención del argumento y eliminación de los saltos de 2π a 0 (*unwrap*).
3. Eliminación del término $\omega\tau$ del argumento.
4. Integración del argumento y división por Ω para obtener la fase.
5. Desplazamiento de la fase al primer armónico por una distancia de $\omega' - \Omega/2$.
6. Obtención de una intensidad espectral y reconstrucción del espectro complejo.
7. Cálculo de la transformada de Fourier inversa y obtención de la intensidad temporal.

Para poder realizar estos pasos se deben conocer y configurar una serie de parámetros experimentales que se pueden medir mediante la aplicación.

4.2.1. Obtención de τ y filtrado de Fourier

Como ya se indicó en la Sección 2.1, las batidas obtenidas en el dominio de la frecuencia, ya sea en una traza SPIDER o en interferometría espectral convencional, están formadas por tres términos en el dominio del tiempo, uno centrado en el origen y otros dos centrados en $t = -\tau$ y $t = \tau$, como muestra la parte izquierda de la Figura 4.3 correspondiente a la interfaz de supervisión del filtrado de Fourier.

El filtrado consiste en mantener solamente el término centrado en $t = \tau$ por lo que es necesario conocer experimentalmente el valor de τ . Para ello, la aplicación

busca el punto máximo a partir de un cierto valor indicado (para evitar seleccionar el máximo central) y aplica un filtro supergaussiano de cuarto orden de la anchura indicada. El resultado del filtrado se puede ver en la parte derecha de la Figura 4.3.

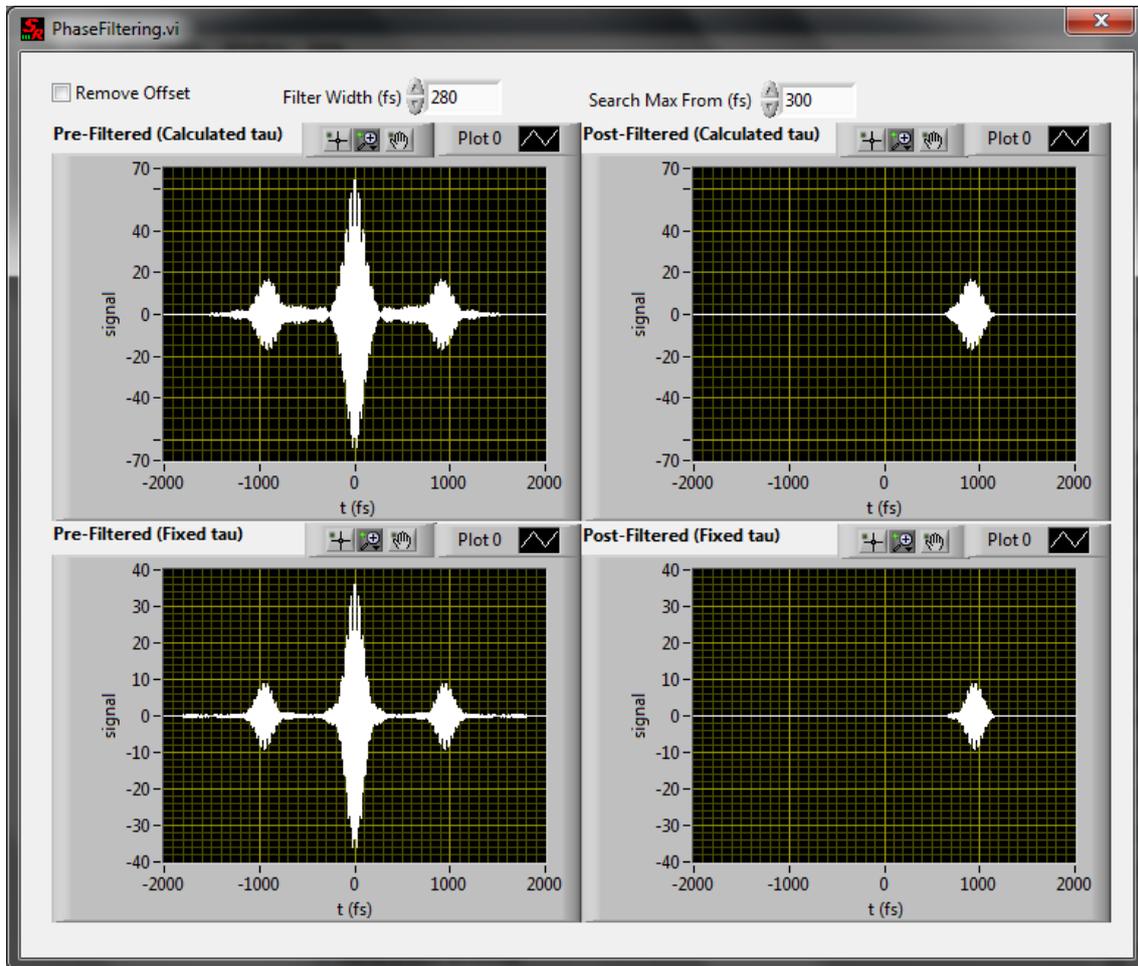


Figura 4.3: Interfaz de supervisión del filtrado de Fourier.

Para los casos en que los picos exteriores estén más cercanos al central, y sea difícil distinguir los tres máximos, es posible eliminar el pico central que se corresponde al término de continua (en este caso $|E_1(\omega)|^2 + |E_2(\omega)|^2$) y reducir el contraste mediante la característica de eliminar *offset*. Para ello basta con haber medido experimentalmente $|E_1(\omega)|^2$ y $|E_2(\omega)|^2$ -funciones que se miden para calcular Ω (Sección 4.2.3)- y restarlos a la traza obtenida antes de realizar el filtrado de Fourier.

Referido a los dos filtrados que aparecen en la Figura 4.3, el superior se corresponde la traza SPIDER y el inferior a una traza de referencia. El cometido de esta

traza de referencia, que debe ser filtrada de la misma forma y para el mismo valor de τ , se explicará en la Subsección 4.2.2.

4.2.2. El término $\omega\tau$ y la fase de calibración

Combinando lo indicado en las Secciones 2.1 y 2.2, la función que se obtiene después del filtrado se corresponde a $-(\varphi(\omega) - \varphi(\omega + \Omega)) - \omega\tau$, de donde que hay que eliminar el último término. A priori, esto se puede realizar de forma sencilla dado que después del filtrado la cantidad τ es conocida y por tanto se puede construir y restar la función $\omega\tau$ a la expresión anterior (opción *Calibrate using delay* en la Figura 4.4).

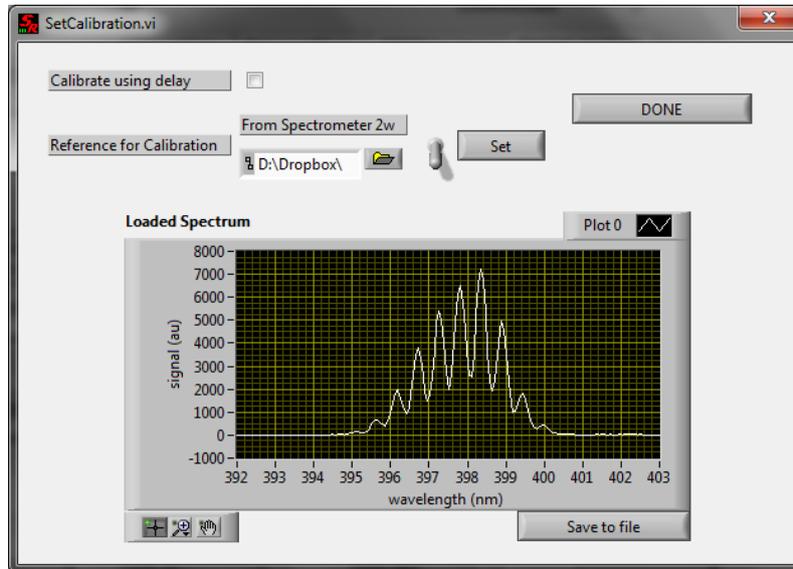


Figura 4.4: Selección de la fase de calibración.

No obstante esta manera de eliminar el término $\omega\tau$ tiene un problema relacionado con la precisión del valor τ dado que la precisión necesaria en el filtrado es mucho menos exigente que en este caso. Esto se debe a que, tras realizar la resta, el siguiente paso consiste en integrar la expresión. Si el término lineal $\omega\tau$ no se elimina correctamente, contribuirá de forma cuadrática a la fase final, llevando a valores incorrectos de la dispersión de segundo orden.

Por eso, conviene utilizar una forma alternativa para esta tarea y está relacionada precisamente con el ejemplo de la interferometría espectral convencional para

dos pulsos iguales, expuesto en la Sección 2.1. Seleccionando la salida de los dos pulsos retardados de segundo armónico sin separación espectral, según se indicó en la Sección 3.5, se miden unas batidas con precisamente las características de ese ejemplo, que se conocerá como traza de calibración (Figura 4.4 *Reference for calibration*). Tras realizar el filtrado, esto lleva al caso en el que las fases espectrales se anulan, lo que indica que justamente el único término que contribuye al argumento de la función filtrada es $-\omega\tau$. Restando este término, ahora medido directamente de forma experimental, a la expresión inicial es posible eliminarlo con mucha más precisión, y así evitar los problemas del primer método.

Adicionalmente esta forma de trabajar permite eliminar hasta la mitad de la diferencia de fase que el interferómetro haya podido introducir entre un camino y otro [5], y dar lugar por tanto a una fase más cercana a la del pulso de entrada.

4.2.3. Midiendo la separación espectral Ω y el desplazamiento a segundo armónico ω'

El resultado de la separación espectral que se induce en el dispositivo de la Figura 3.5b y en la que precisamente se basa SPIDER es la creación de dos copias del pulso de entrada $E(\omega)$ centrado en ω_0 , centradas en $\omega_0 + \omega'$ y $\omega_0 + \omega' - \Omega$. Para medir los parámetros Ω y ω' simplemente basta con seleccionar el pulso de entrada, el primer pulso desplazado o el segundo pulso desplazado y comparar sus espectros.

Para determinar ω' se utiliza la interfaz de la Figura 4.5. En ella se muestra el espectro del pulso de entrada centrado en ω_0 en el gráfico izquierdo y el espectro del pulso delantero centrado en $\omega_0 + \omega'$ en el gráfico central. Para medir este último basta con, partiendo de la configuración en la que se obtienen las trazas SPIDER, bloquear el canal dos del interferómetro (Figura 3.3b) de forma que no se produzca interferencia espectral, debido a la desaparición del pulso centrado en $\omega_0 + \omega' - \Omega$. Como se puede observar, ambos espectros tienen la misma forma, como era de esperar, y, por tanto, para conocer ω' basta con desplazar el segundo de ellos hasta que se superpone con el primero como en el gráfico de la parte derecha de la interfaz. Este proceso se realiza de forma automática (aunque se puede ajustar manualmente) y el desplazamiento necesario se corresponde precisamente con el valor del desplazamiento espectral (*spectral shift*) ω' .

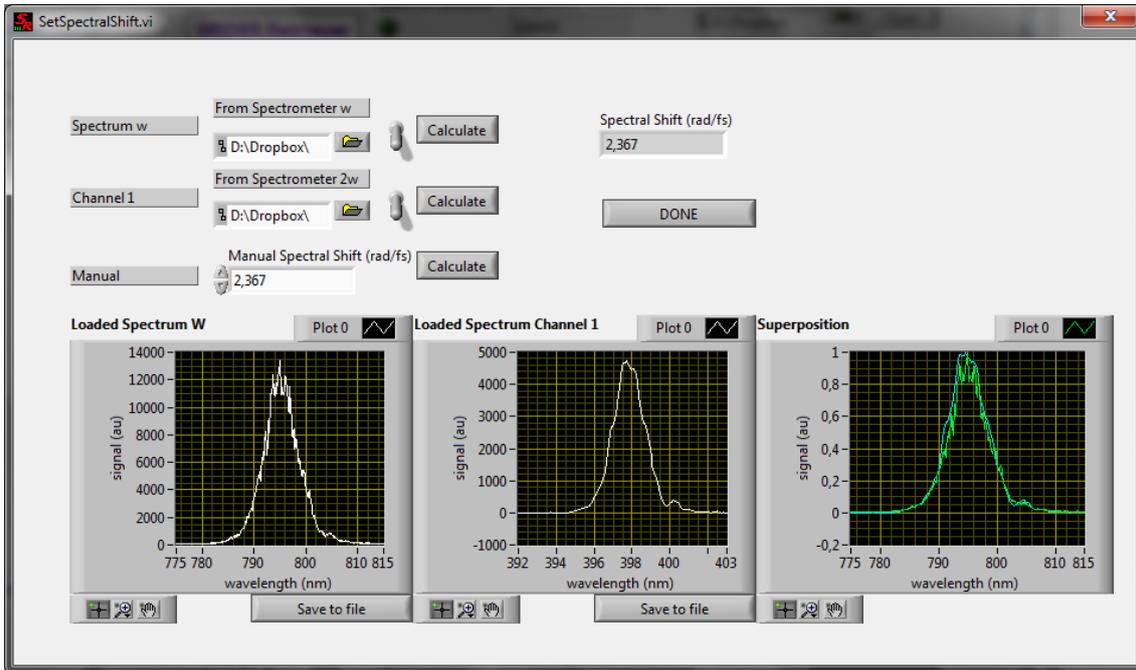


Figura 4.5: Medida del desplazamiento a segundo armónico.

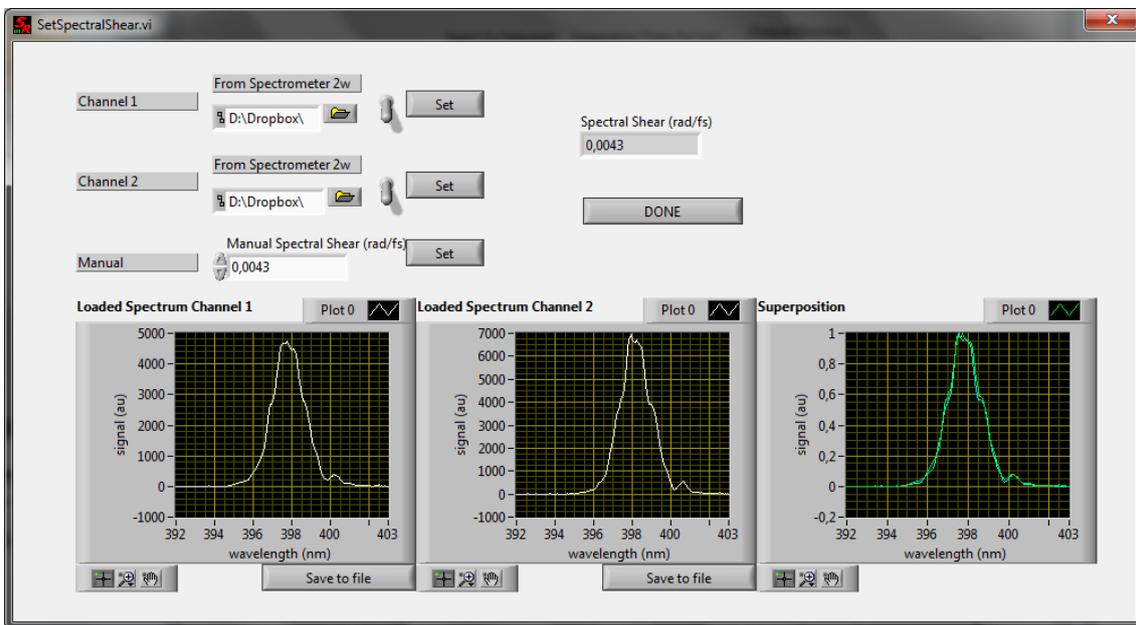


Figura 4.6: Medida de la separación espectral.

En el caso de Ω esto se realiza de forma completamente análoga con la interfaz que se muestra en la Figura 4.6. Para ello, se miden los espectros del pulso delantero

y trasero (izquierda y centro en la figura) bloqueando los canales dos y uno respectivamente. Repitiendo el mismo proceso de superposición se llega ahora al valor de la separación espectral (*spectral shear*) Ω .

4.2.4. Espectro para la reconstrucción del pulso

El diseño del programa permite la posibilidad de que, a la vez que se adquiere la traza SPIDER, se pueda medir la intensidad espectral del pulso de entrada mediante un segundo espectrómetro en torno a la frecuencia fundamental, colocando por ejemplo un divisor de haz antes del sistema. Sin embargo, el único espectrómetro que estaba disponible no era compatible con las últimas versiones de LabView, por lo que esto no se pudo llevar a la práctica.

Una alternativa consistía en tomar los espectros de forma independiente con el *software* proporcionado por el fabricante y cargarlos como archivo al programa de reconstrucción cuando era necesario, obteniendo resultados como los que se mostraban en la Figura 4.2. No obstante, a veces podía ser conveniente medir la intensidad espectral tiro a tiro para poder hacer reconstrucciones más fieles, por lo que se implementó la posibilidad de obtener una intensidad espectral directamente de la traza SPIDER.

Recordando la Sección 2.1, después del filtrado de la traza SPIDER, el término complejo resultante del que se obtenía el argumento era:

$$|E(\omega - \omega')||E(\omega - (\omega' - \Omega))|e^{-i(\varphi(\omega - \omega') - \varphi(\omega - (\omega' - \Omega)) - i\omega\tau)} \quad (4.1)$$

Si ahora en vez de seleccionar el argumento se selecciona el módulo de la función compleja, se obtiene precisamente $|E(\omega - \omega')||E(\omega - (\omega' - \Omega))|$ que será algo muy parecido a la intensidad espectral $|E(\omega)|^2$, en tanto en cuanto el valor de Ω sea pequeño comparado con el ancho de banda, desplazado aproximadamente una distancia $\omega' - \Omega/2$. Recolocando la función en el intervalo espectral adecuado y utilizándola para reconstruir el pulso se llega a los resultados de la Figura 4.7.

Comparando los resultados con los de la Figura 4.2 se puede observar cómo la intensidad espectral obtenida de esta forma tiene un ancho de banda ligeramente mayor (del orden de Ω mayor), lo que para la misma fase espectral da lugar a un pulso unos 6 fs más corto.

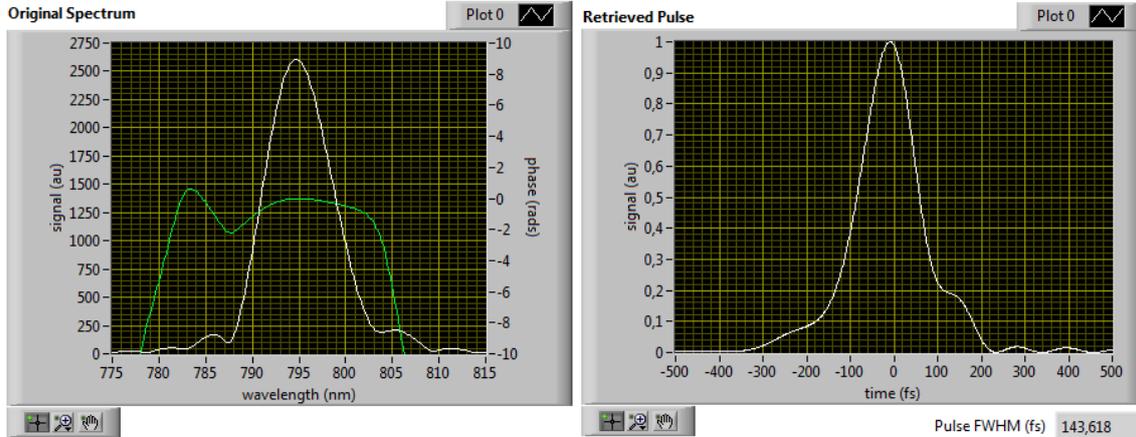


Figura 4.7: Intensidad espectral obtenida como el módulo de la traza SPIDER y reconstrucción del pulso.

Para solucionar este problema se podría plantear un algoritmo que resolviera la ecuación:

$$|E(\omega - \omega')||E(\omega - (\omega' - \Omega))| = F(\omega) \quad (4.2)$$

para $|E(\omega)|$, con Ω y $F(\omega)$ conocidos, para calcular después la intensidad espectral como $|E(\omega)|^2$. Sin embargo trabajar directamente con el espectro medido en la frecuencia fundamental tiene ventajas adicionales, dado que el proceso de sumar frecuencias no es igual de eficiente para todas las frecuencias del ancho de banda, y por lo tanto la mejor solución consiste en medir con espectrómetros que midan directamente el fundamental, utilizando uno compatible con la aplicación si se desean medidas pulso a pulso.

4.3. Otras características del programa

Además de las características ya mencionadas, el programa cuenta con funcionalidad extra que no se expondrá con demasiado detalle, para evitar una excesiva extensión de esta memoria, como es el caso de:

- **Guardado de medidas y resultados:** Da la opción de seleccionar un directorio de trabajo y crear experimentos donde se guardarán de forma individual o de forma continuada todos los datos que maneja el programa. Estos datos

no sólo incluyen todos los resultados alcanzados tras la reconstrucción, sino también todas las medidas necesarias para poder realizar si se desea una reconstrucción de la fase y del pulso externa a la aplicación.

- **Interfaz de configuración de espectrómetros:** Permite seleccionar los espectrómetros para las intensidades espectrales y las trazas SPIDER, configurando los tiempos de exposición y posible resta de un valor de fondo de forma independiente.
- **Carga desde archivo:** Posibilidad de cargar todas las medidas desde archivos como alternativa a medir directamente desde los espectrómetros.
- **Promediado:** Permite promediar ciertos valores que tiendan a ser inestables tiro a tiro, como la anchura del pulso o los coeficientes del ajuste de la fase, a un número de repeticiones configurable que establezca los valores.

Capítulo 5

Resultados experimentales

Siendo el principal objetivo la creación de un sistema completamente funcional para la caracterización de pulsos, no podría quedar este trabajo completo sin presentar algunos resultados experimentales obtenidos con el montaje y el *software*.

En este capítulo se muestran dos tipos de resultados experimentales. El primer tipo (Secciones 5.1, 5.2, 5.3 y 5.4) consiste en experimentos relacionados con la verificación del funcionamiento del sistema. Esto incluye distintos tests y comparaciones con otros métodos. A continuación (Secciones 5.5 y 5.6), se muestran algunos resultados de experimentos independientes, con el objetivo de medir alguna característica de los pulsos.

Para la realización de los experimentos, se utilizaron los dos haces disponibles en el laboratorio láser principal del Edificio Trilingüe de la Universidad de Salamanca. Ambos haces provienen de un oscilador Ti-Zafiro que funcionando en *mode-locking* genera pulsos en torno a 795 nm de longitud de onda y de alrededor de 110 fs de duración en el límite de Fourier. Estos pulsos pasan por distintas etapas de amplificación para proporcionar dos salidas: una salida menos energética con una tasa de repetición de 1 kHz, cuyo efecto no lineal se puede despreciar, y otra salida con pulsos de hasta 8 mJ y una tasa de repetición de 10 Hz.

Para las medidas sobre el primer haz se utilizaban habitualmente tiempos de integración de 100 ms (~ 100 pulsos), mientras que para las medidas sobre el segundo haz se utilizaban tiempos de integración de 500 ms (5 pulsos). Salvo cuando se indique lo contrario, la salida utilizada será la primera.

5.1. Método alternativo para medir la separación espectral

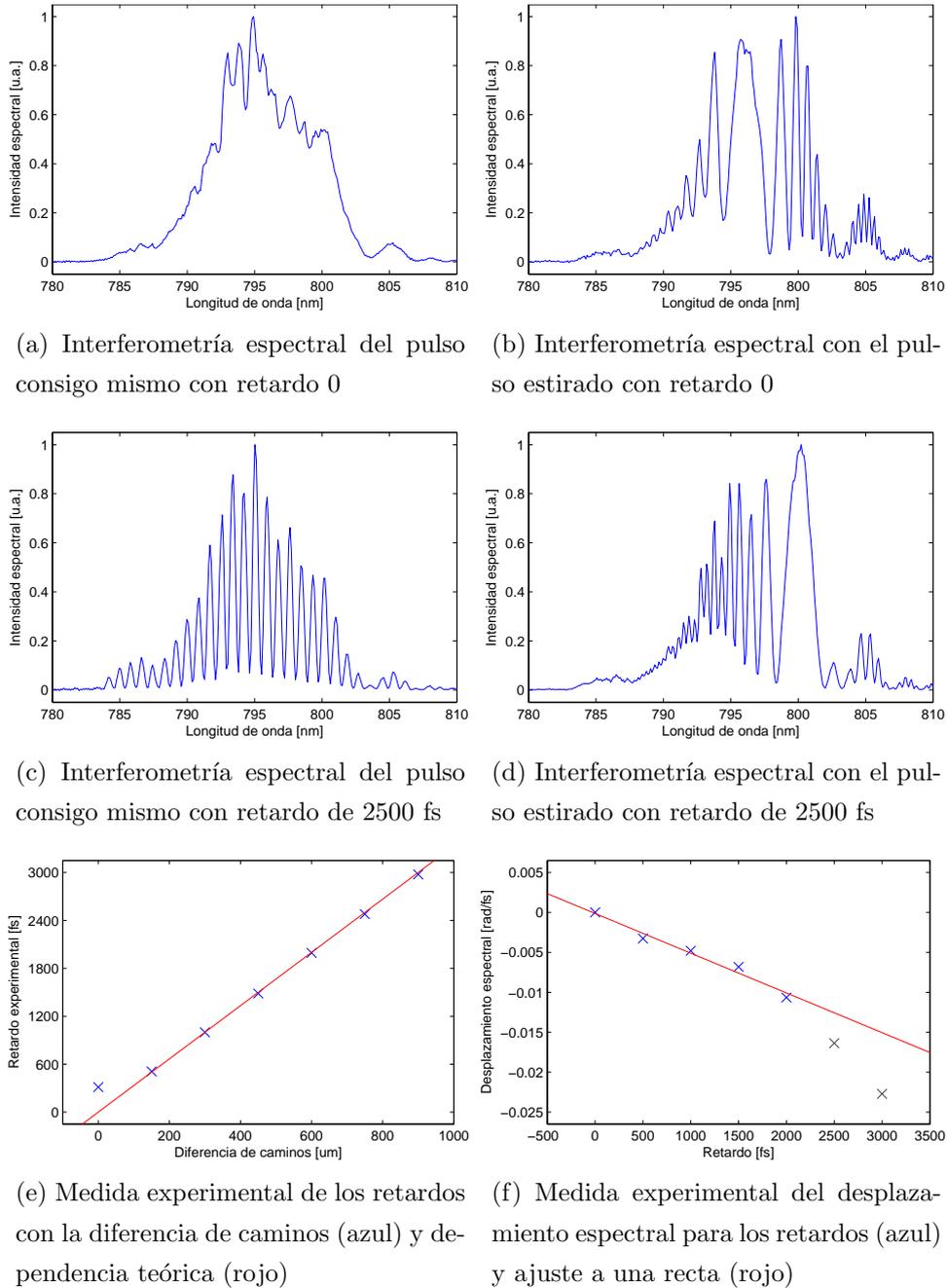


Figura 5.1: Método alternativo para medir la separación espectral.

Además del método explicado en la Sección 4.2.3, existe una segunda forma de predecir la separación espectral que se producirá entre los pulsos. De forma análoga a como se realiza interferometría espectral entre las dos copias del pulso corto (Figuras 5.1a y 5.1c), es posible producir interferometría espectral entre uno de los pulsos cortos y el pulso estirado (Figuras 5.1b y 5.1d). Si bien en el primer caso el período de las oscilaciones dependía de la separación como $1/\tau$, ahora que uno de los pulsos está estirado esta separación no está bien definida y, por tanto, el período de las oscilaciones es variable, mostrándolas incluso para retardo 0 (Figura 5.1b). Dado que el pulso estirado tiene además una frecuencia instantánea que varía con el tiempo (*chirp*), la distancia entre los pulsos se podrá considerar como una función de la longitud de onda. Esto permite conocer sobre qué frecuencia del pulso estirado está viajando el pulso corto simplemente analizando en qué parte del espectro aparecen oscilaciones de mayor período. En la Figura 5.1b se puede observar cómo este efecto aparece justo en la mitad del espectro, señal de que los dos pulsos van centrados, mientras que en la Figura 5.1d aparece en torno a los 800 nm, señal de que el pulso corto va desplazado respecto del largo, viendo una frecuencia menor y, por tanto, yendo retrasado en el tiempo respecto al estirado, que tiene *chirp* negativo.

Alineando la salida del interferómetro con el canal del pulso estirado de la Figura 3.2b y colocando el espectrómetro de 800 nm a la salida se realizó interferometría espectral por una parte entre los dos pulsos cortos y, por otra, entre el pulso del canal 2 con el pulso estirado, para distintas separaciones de caminos en el interferómetro. En el primer caso esto llevó a la relación de la Figura 5.1e entre retardos espaciales y temporales y, en el segundo caso, a la relación entre el retardo temporal y la *spectral shearing* Ω , que se ajusta a la ecuación Ω [rad/fs] = $-4.97 \cdot 10^{-3} \cdot \tau$ [ps] - $1.3 \cdot 10^{-4}$ con $R^2 = 0.9767$. El valor de la pendiente es compatible con el valor obtenido en la Subsección 4.2.3 de -0.0043 rad/fs para aproximadamente 1 ps de retardo.

5.2. Verificación del *software*

La forma de verificar el *software* en LabView consistió en generar a partir de un pulso conocido (Figuras 5.2a y 5.2b), mediante un *script* de MATLAB, archivos con todos los elementos necesarios para la reconstrucción del pulso: traza SPIDER, traza de calibración, intensidad espectral y espectros desplazados. Estos archivos fueron

cargados en el programa de reconstrucción, obteniendo los resultados de la Figura 5.2, donde se muestra cómo el pulso inicial es casi idéntico al reconstruido, tanto temporal como espectralmente. Cabe destacar que los valores del pulso de entrada de -5000 fs^2 y 500000 fs^3 , para la GDD y TOD respectivamente, se recuperaron como -4769 fs^2 y 481000 fs^3 , demostrando así la capacidad del programa para reconstruir y ajustar la fase de forma adecuada.

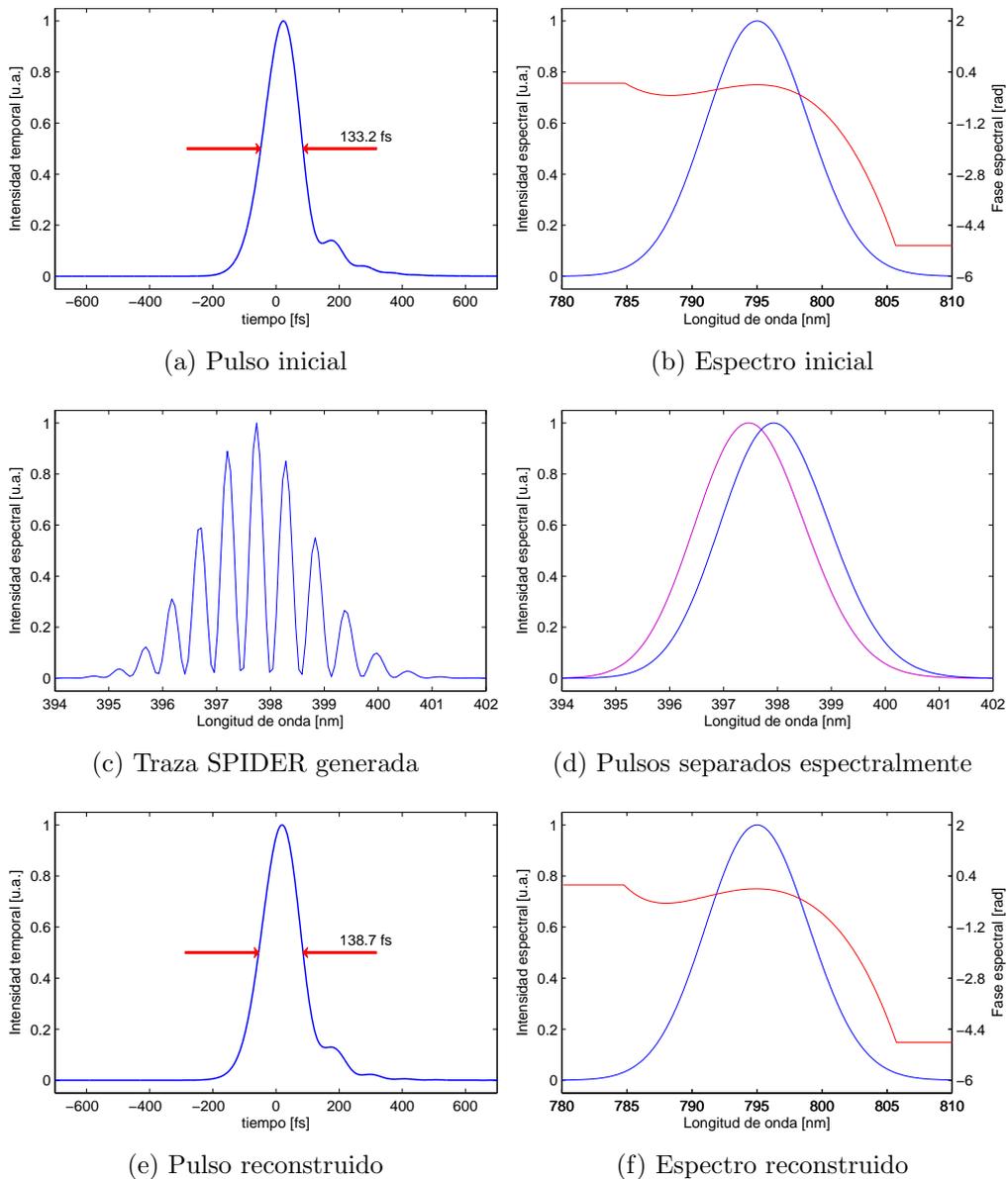
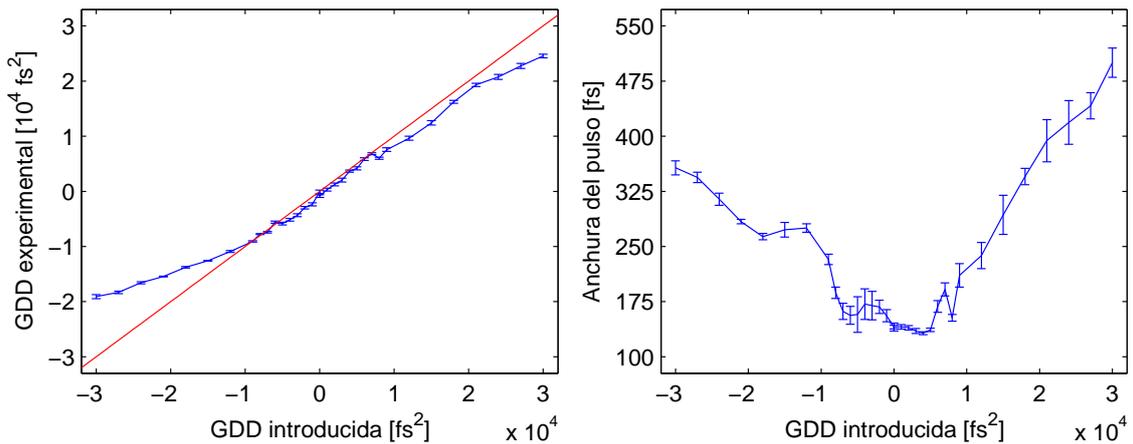


Figura 5.2: Verificación del funcionamiento de la aplicación en LabView.

5.3. Controlando la dispersión de segundo orden mediante *Phazzler*

El objetivo de este experimento era verificar la capacidad del sistema para detectar cambios en la GDD. Para ello se utilizó un dispositivo llamado *Phazzler* [12] que contiene un sistema con un cristal acústico (*Dazzler*) que permite modificar la dispersión de los pulsos de entrada mediante la carga de distintas ondas acústicas en el cristal, y obtener a la salida pulsos modificados, que serían medidos con SPIDER.

Partiendo de una posición inicial, en la que se tomaron los distintos parámetros para la reconstrucción, se realizó un barrido de dispersión de segundo orden (GDD) con *Dazzler* y se obtuvieron experimentalmente, promediando a 30 medidas, los valores de la GDD y la duración para los pulsos reconstruidos. En la Figura 5.3a se muestra cómo los puntos experimentales reproducen perfectamente el comportamiento en el rango central de GDD (-10000 a 10000 fs²) y, sin embargo, se alejan fuera de ese rango. Esto es debido a que la aproximación de que cada pulso corto se mezcle con una sola frecuencia del pulso estirado deja de ser cierta cuando los pulsos cortos no son tan cortos, y por tanto el concepto de SPIDER deja de funcionar. Por otra parte, en la Figura 5.3b se observa que la duración de los pulsos es coherente con la GDD medida, siendo más largos a medida que ésta aumenta en valor absoluto.



(a) Variación del *chirp* experimental con el *chirp* introducido

(b) Variación de la anchura del pulso a media altura con el *chirp* introducido

Figura 5.3: Evolución de los pulsos reconstruidos al variar la GDD.

También se observó un comportamiento no esperado que mostraba una modificación monótona del retardo experimental entre las dos copias del pulso con la GDD (Figura 5.4). Esto, para lo que no se encuentra explicación aparente, indica que realmente siempre sería conveniente realizar la calibración del sistema para cada medida, puesto que por ejemplo, los errores en Ω , que depende directamente del retardo, se transmiten en la misma medida a la fase reconstruida.

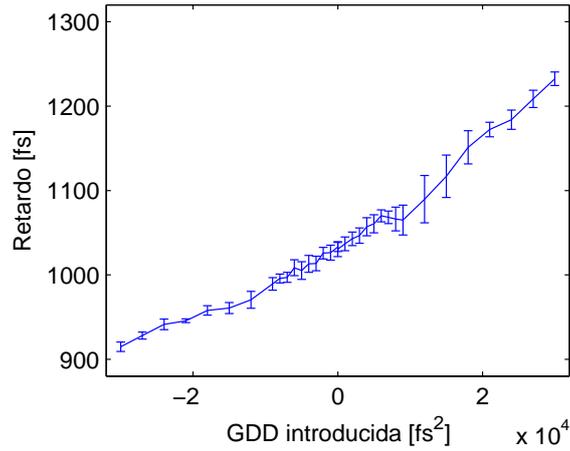


Figura 5.4: Variación del retardo experimental entre pulsos con el *chirp* introducido.

5.4. Comparativa con otros métodos

El objetivo de este apartado consiste en comparar las fases y los pulsos reconstruidos con aquellos obtenidos por otros métodos. El otro sistema disponible era el ya mencionado *Phazzler* [12], que cuenta con la capacidad de hacer medidas tipo FROG, Phi2Scan y SPIDER. Es por ello que se comparan los resultados del sistema creado con esos tres métodos.

5.4.1. FROG (*Phazzler*)

Frequency-Resolved Optical Gating (FROG) [1] es un método de medida de pulsos ultracortos en el que a partir de una traza como la de la Figura 5.5 para un pulso se puede obtener la reconstrucción del campo mediante un algoritmo iterativo.

Para la comparativa entre FROG y SPIDER se utilizó el canal de 10 Hz, bajando la energía hasta que la propagación no lineal fuera despreciable. Este canal

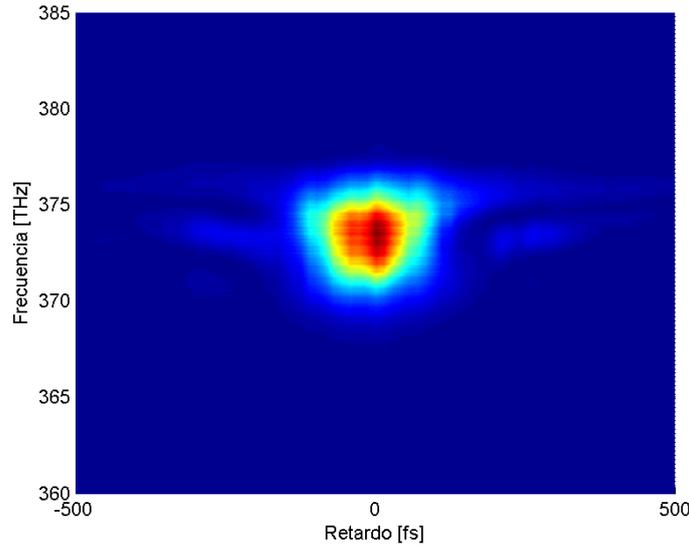


Figura 5.5: Traza FROG del pulso en la posición de mínima anchura.

cuenta con un compresor de redes controlado electrónicamente que permite variar el *chirp*, por lo que antes de realizar la comparación, se colocó en la posición de máxima intensidad (y aproximadamente mínima duración) observando la generación de supercontinuo al enfocar el haz con un espejo parabólico y moviendo el compresor hasta que el efecto era máximo. En esta posición se tomaron las medidas de la Figura 5.6 con FROG y con SPIDER (promedio de 100 medidas) de forma independiente, que, como se puede observar, resultan en ambos casos en fases espectrales relativamente planas, y en pulsos finales de aproximadamente la misma duración con una pendiente algo mayor en la parte trasera que en la delantera, señal de un posible ligero efecto de *self-steepening*.

A continuación, para validar completamente el sistema, se tomaron medidas para distintas posiciones del compresor, cambiando así la dispersión. Dado que el compresor no estaba calibrado, los desplazamientos se midieron en tiempo de carrera del motor, seleccionando puntos a 10 y 20 segundos de la posición inicial en sentido positivo y negativo del *chirp*. Los resultados de la comparativa en el tiempo se muestran en la Figura 5.7. Se observa cómo los pulsos medidos por ambos métodos tienen aproximadamente la misma forma, aunque a veces las duraciones difieren sustancialmente, como en el caso de las Figuras 5.7a y 5.7b. Esto se debe a dos motivos. En primer lugar, debido a un pequeño cambio en la fase, el pico secundario

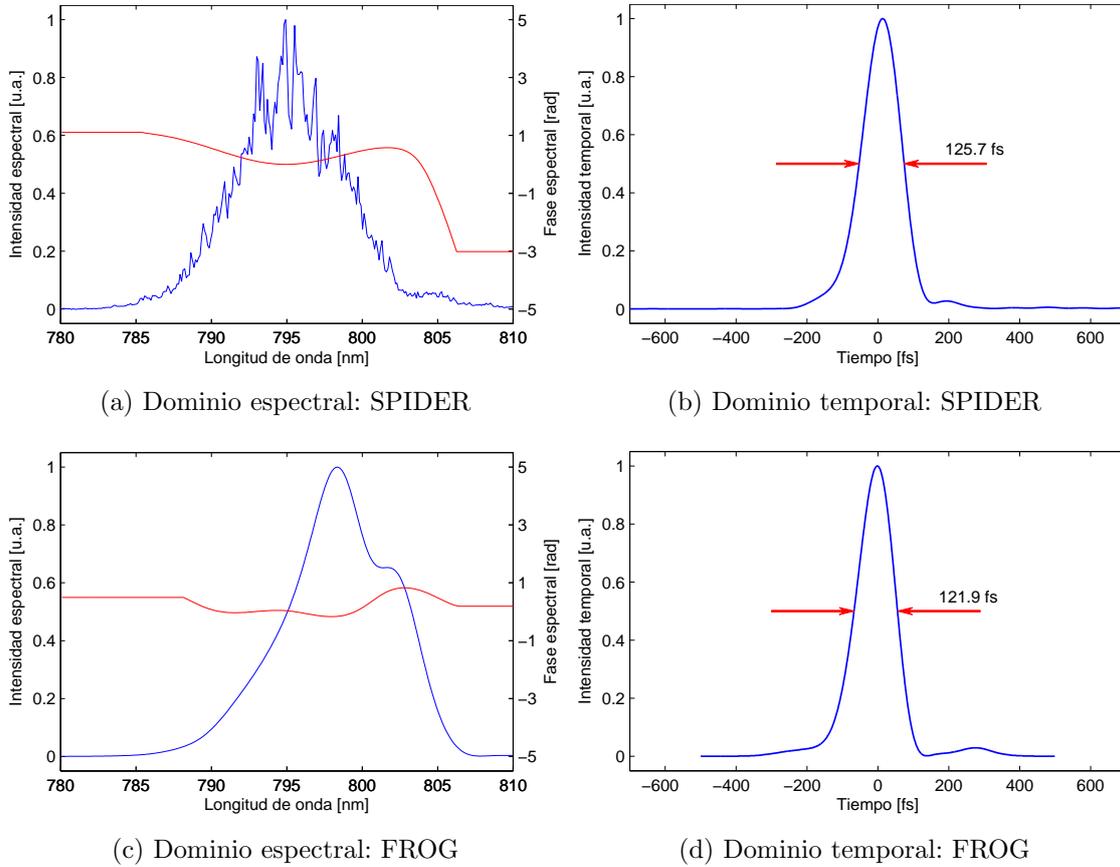


Figura 5.6: Comparación SPIDER y FROG: Posición de mínima anchura.

de la reconstrucción obtenida con SPIDER es mucho mayor y entra a formar parte de la anchura a media altura, efecto que no ocurre en el caso de FROG. El segundo motivo, está relacionado con el hecho de que aunque se haya despreciado el efecto no lineal, el sistema FROG, que estaba algo más alejado de la fuente que SPIDER, sí está midiendo cambios en el espectro (Figura 5.8), efecto que también afecta a la reconstrucción temporal.

5.4.2. Phi2Scan (*Phazzler*)

El método de Phi2Scan consiste en observar el espectro de generación de segundo armónico para un pulso al que se le introducen distintos valores de dispersión de segundo orden, dando lugar a una traza como la de la Figura 5.9. Aunque esa traza contiene información para caracterizar completamente el pulso (método conocido

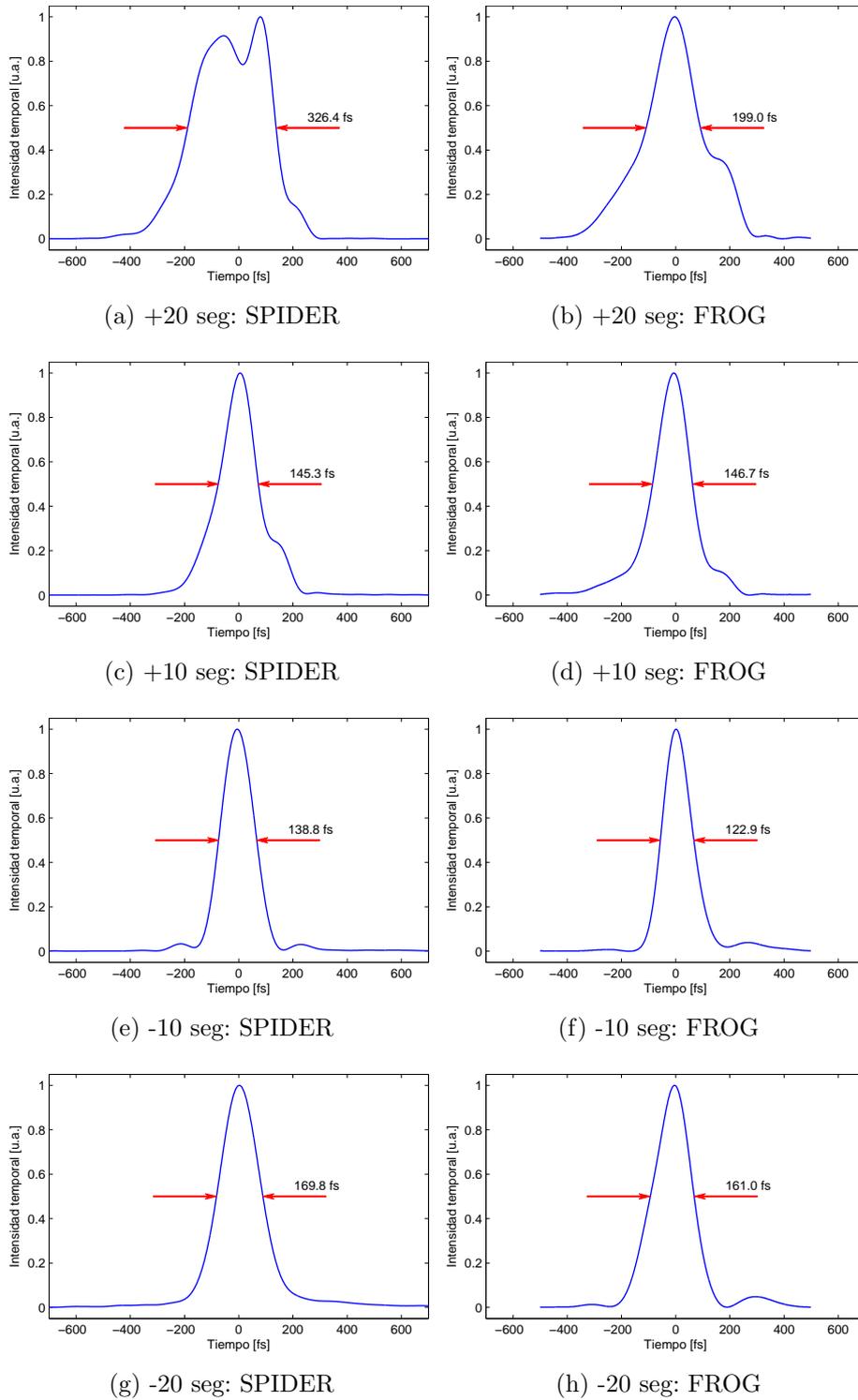


Figura 5.7: Comparación SPIDER y FROG en función del *chirp*: Dominio del tiempo.

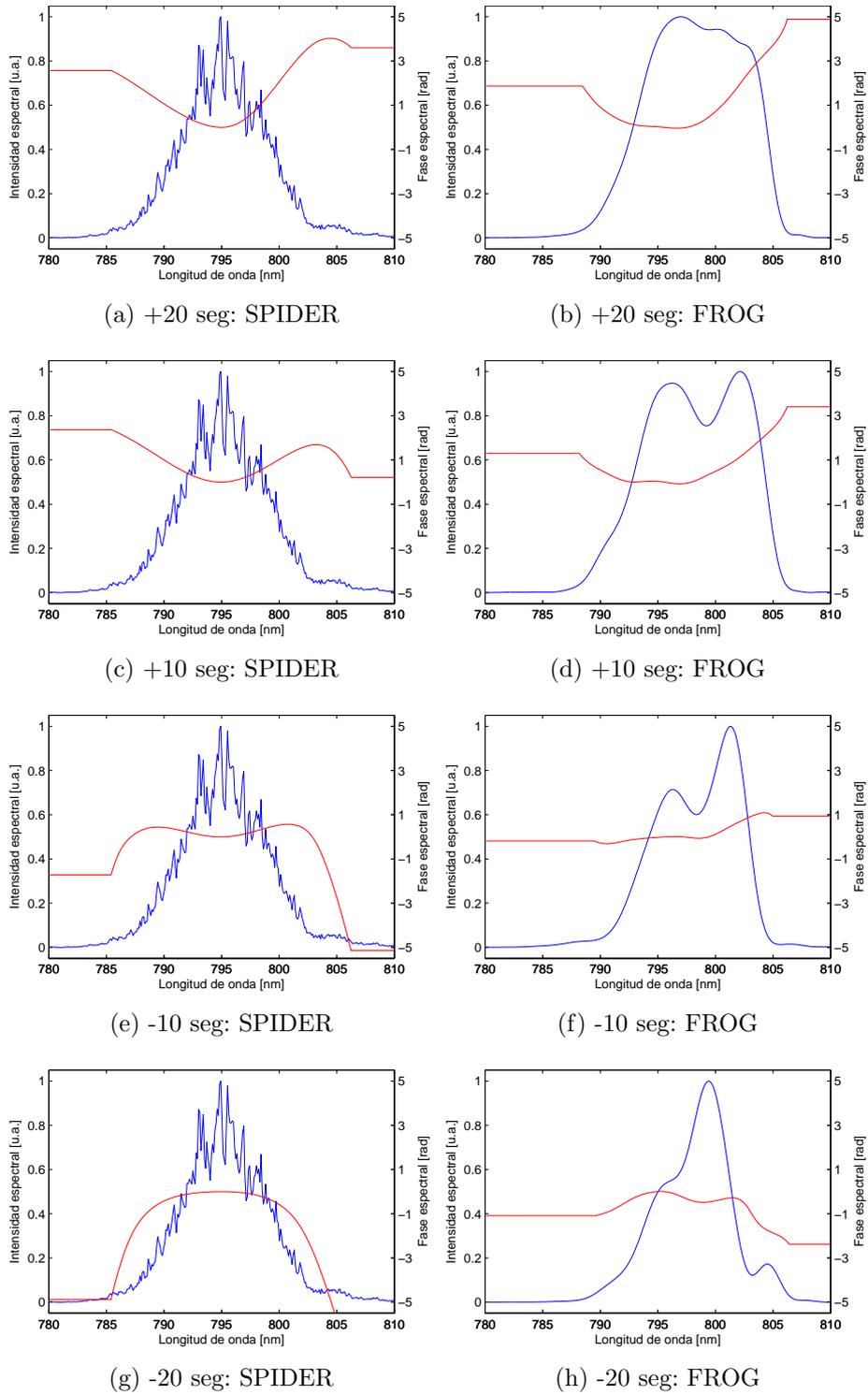


Figura 5.8: Comparación SPIDER y FROG en función del *chirp*: Dominio de la frecuencia.

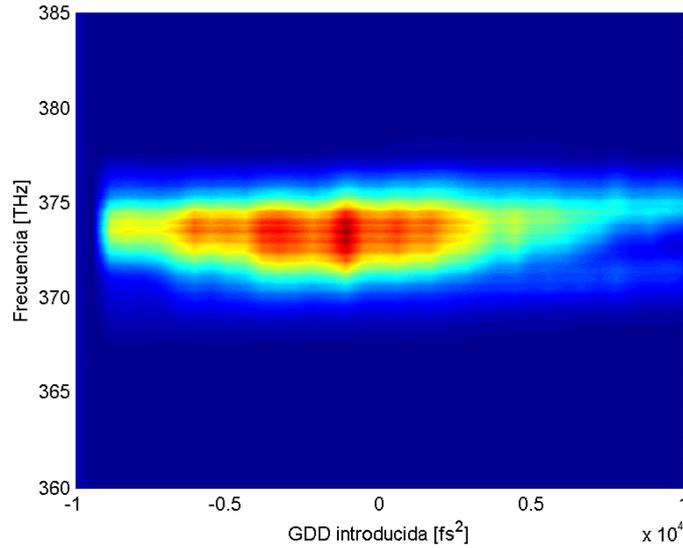


Figura 5.9: Traza de Phi2Scan del pulso en la posición de mínima anchura.

como D-Scan [4]) en este caso únicamente se va a analizar la dispersión de segundo orden. Dado que la generación de segundo armónico es un proceso no lineal, la cantidad de segundo armónico generado para una energía de pulso fija será mayor a medida que aumenta la intensidad pico del pulso. Como consecuencia, se puede estimar la dispersión de segundo orden como aquella a la que si se le introduce una dispersión complementaria da lugar a una intensidad máxima y, por tanto, a una mayor señal de segundo armónico. De esta forma, a partir de imágenes como la de la Figura 5.9, se puede obtener el valor aproximado de la GDD calculando el valor opuesto a la posición del pico.

Realizando medidas de Phi2Scan para los mismos casos que en el experimento de la Subsección 5.4.1, y ajustando por otra parte las fases obtenidas para las medidas con SPIDER de las Figuras 5.6 y 5.8, se obtienen los resultados para la GDD que se muestran en la siguiente tabla:

Método	+20 seg	+10 seg	0 seg	-10 seg	-20 seg	Intervalo
SPIDER (GDD [fs ²])	6905	4827	363	-5691	-10980	17885
Phi2Scan (GDD [fs ²])	9000	4500	1100	-2000	-5000	14000

Aunque en ambos casos siguen la misma tendencia, el hecho de que los valores difieran se puede deber a varios motivos. El primero de ellos es que para pulsos con fases complejas el valor de intensidad pico no tiene que aparecer necesariamente

para GDD exactamente igual a cero y que, por tanto, la posición del pico no indique exactamente el valor de la GDD. El segundo motivo es de nuevo la propagación no lineal. Dado que el recorrido hasta *Phazzler* es más largo, el espectro y la fase pueden variar de forma distinta, llevando a algunas diferencias en los resultados.

5.4.3. SPIDER (*Phazzler*)

Por último, dado que el sistema *Phazzler* también permite simular el método de SPIDER, se intentó realizar una comparativa entre los dos sistemas SPIDER, también con el haz de 10 Hz. No obstante, dado que la dispersión que hay que introducir al pulso estirado para el ancho de banda seleccionado es muy grande, el sistema *Phazzler* estaba muy en el límite para reconstruir los pulsos funcionando como SPIDER, debido a la capacidad limitada del cristal acústico. Es por ello que, en este caso, el experimento se limitó a una medida en la posición en la que el sistema SPIDER construido mostraba una anchura mínima para el pulso. La comparativa entre las reconstrucciones realizadas por ambos sistemas se puede observar en la Figura 5.10.

En este caso los pulsos reconstruidos son prácticamente iguales, incluso en duración, con el detalle de mostrar ambos un post-pulso parecido, aunque a distancias ligeramente distintas. Espectralmente la fase es prácticamente plana para las reconstrucciones de ambos dispositivos y los espectros son muy similares, por lo que se considera una buena medida para la validación del sistema construido.

5.5. Caracterización de pulsos con efecto no lineal en función de la dispersión

Una vez validado el sistema mediante los experimentos mostrados en las secciones anteriores, se buscó una situación para realizar medidas que dieran lugar a pulsos con características distintas, como es la propagación no lineal. Para ello, usando el haz de 10 Hz en las mismas posiciones del compresor que las utilizadas en las Subsecciones 5.4.1 y 5.4.2, se caracterizó el haz, esta vez permitiéndole propagarse a máxima energía (~ 8 mJ) durante aproximadamente 2.5 metros hasta llegar a la entrada del sistema SPIDER donde se atenuaba para la caracterización. Los resultados obtenidos

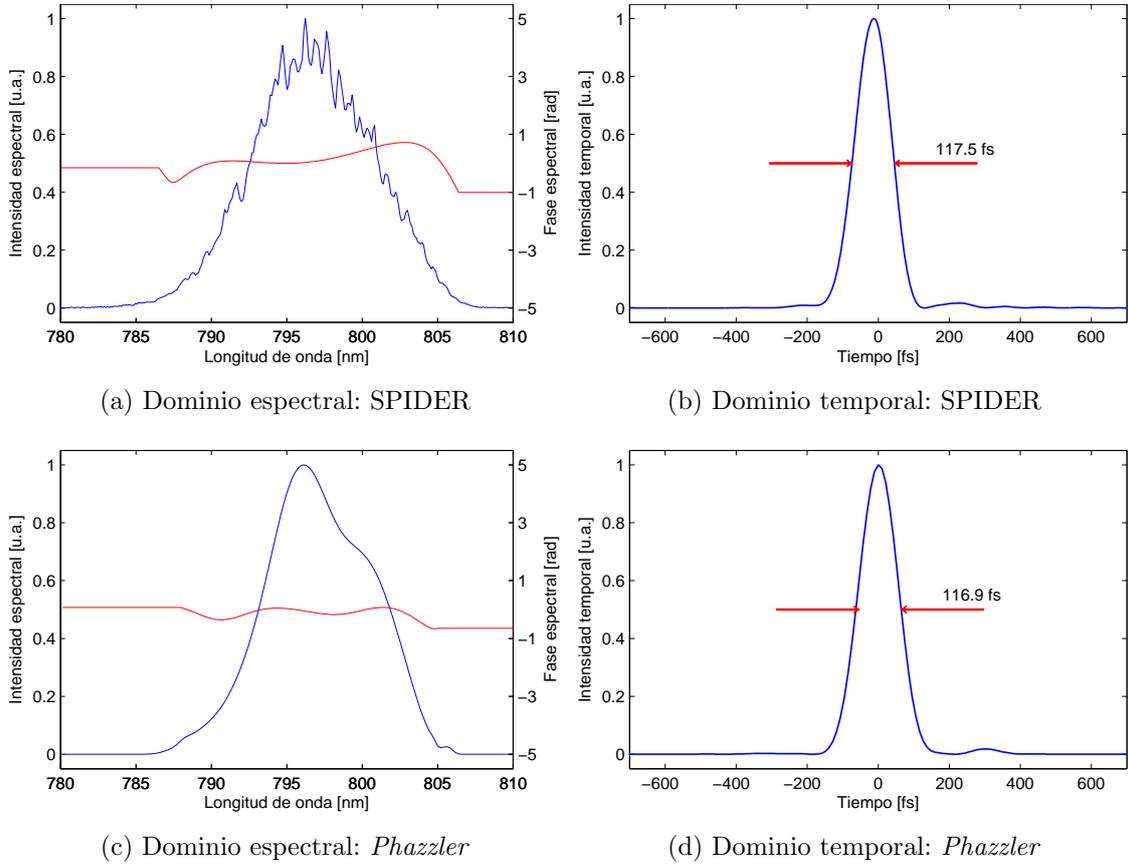


Figura 5.10: Comparación SPIDER y SPIDER (*Phazzler*): Posición de mínima anchura.

en el dominio del tiempo y en el dominio de la frecuencia para las cinco posiciones del compresor se muestran en la Figura 5.11. Estas cinco posiciones, para energía baja, consistían en dos situaciones con GDD positiva (+20 y +10 seg), una posición cercana al límite de Fourier (0 seg) y otras dos con GDD negativa (-10 y -20 seg).

Respecto de las intensidades espectrales obtenidas, se puede ver cómo para las tres medidas centrales (+10, 0 y -10 seg) el espectro muestra una clara presencia de automodulación de fase, con el ensanchamiento y la aparición de distintos picos. Este efecto, aunque también presente, no se marca tanto en el caso de caso de mayor dispersión positiva inicial probablemente debido a la menor intensidad del pulso estirado. Por otra parte, en el caso de mayor dispersión negativa inicial se observa un espectro más cuadrado. Esto se debe a que la automodulación de fase tiende

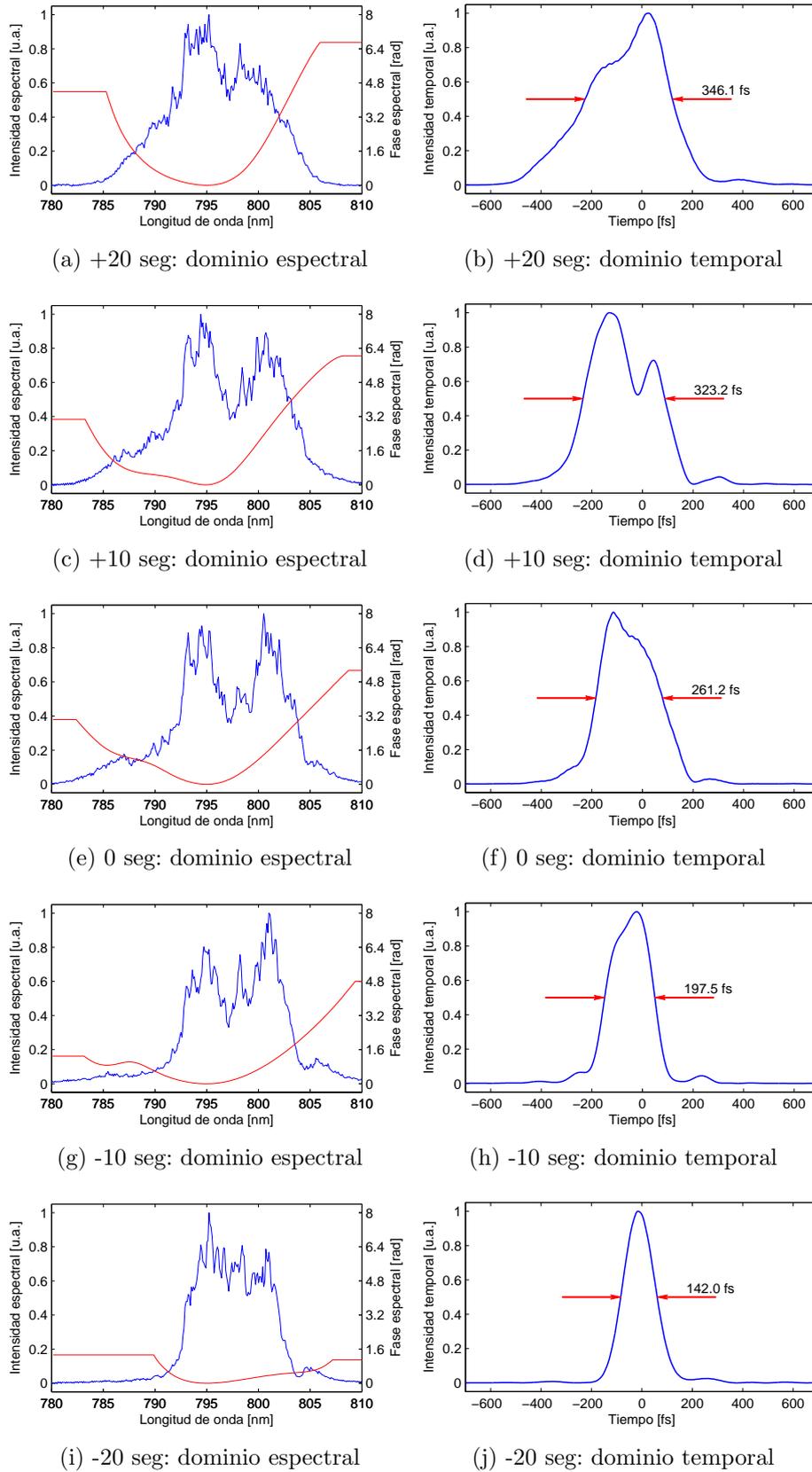


Figura 5.11: Comparación efecto no lineal en función del *chirp* de salida.

a favorecer a los pulsos con las longitudes de onda mayores en la parte delantera (*chirp* positivo), limitando el efecto en este caso de gran *chirp* negativo inicial.

Respecto de las fases espectrales se observa cómo la dispersión de segundo orden ha cambiado radicalmente, y la posición central del compresor ya no es la que da lugar a un pulso con fase más plana después de la propagación como ocurría en el caso lineal (Figuras 5.8a, 5.8c, 5.6a, 5.8e y 5.8g), sino que ahora ocurre para la situación en la que inicialmente el pulso tenía un mayor *chirp* negativo. Esto se debe de nuevo a la automodulación de fase, que ensancha el espectro, pero a cambio de introducir *chirp* positivo en el pulso, manteniendo su anchura temporal constante. En el caso de mayor *chirp* negativo inicial, se está pre-compensando en parte el *chirp* positivo que introduce la automodulación de fase y la propia propagación lineal y, aunque el ensanchamiento espectral es menor, el pulso resultante es el más corto de los cinco casos debido a la presencia de la fase espectral final más plana.

5.6. Estudio de la estabilidad de la GDD del láser

Por último, se estudió la estabilidad del láser a lo largo del tiempo mediante la observación de la evolución de la GDD de los pulsos caracterizados. Esto permitió medir las fluctuaciones del láser en dos regímenes distintos.

5.6.1. Fluctuaciones lentas

Realizando una medida de la GDD cada 5 segundos a lo largo de un día (de 11:20 a 19:30) y promediando cada punto con 100 puntos vecinos para eliminar efectos de oscilaciones muy rápidas, se llega al comportamiento de la Figura 5.12a. Se observan claramente unas fluctuaciones, que son ligeramente más rápidas al principio del día y que, según la transformada de Fourier de la Figura 5.12b, tienen períodos de entre 30 y 50 minutos. Una posible explicación a esto serían los ciclos de regulación del aire acondicionado de la sala del láser, o algún efecto parecido que no se ha tenido la oportunidad de verificar.

Nótese que es posible que aunque se midan valores de la GDD, las oscilaciones que se observan no se deban a cambios en la GDD sino a fluctuaciones en otra magnitud que afecten a la calibración y por tanto indirectamente a los valores de

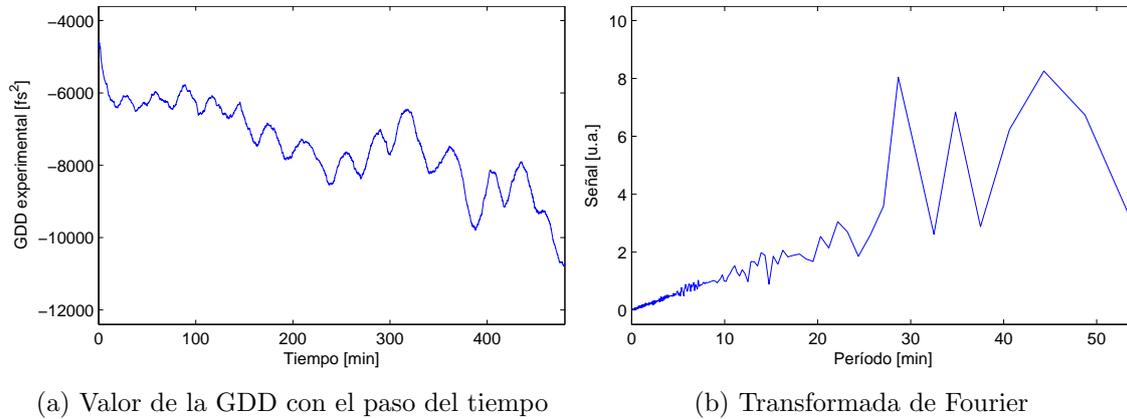


Figura 5.12: Evolución lenta de la GDD del láser a lo largo del día.

GDD absolutos medidos. No obstante, la variación de los valores, dejando a un lado su valor absoluto, indica claramente la presencia de algún tipo de fluctuaciones.

5.6.2. Fluctuaciones rápidas

Para estudiar las fluctuaciones con más detalle, se realizó el mismo proceso para medidas cada 0.5 segundos durante 10 minutos a distintas horas del día, promediando el resultado en grupos de 30 medidas para eliminar ruido. La evolución en este caso se muestra en la Figura 5.13 y se caracteriza por fluctuaciones de entre medio y dos minutos. Estas fluctuaciones se pueden deber a algún factor como la refrigeración por agua de los cristales cuyos algoritmos de regulación de la temperatura serían más rápidos que los del aire acondicionado, pero podrían afectar de la misma forma a la salida del láser.

Cabe destacar que las medidas muestran una mayor estabilidad a las 16:30. Una explicación a esto podría ser la baja afluencia del edificio a esas horas comparada con la mayor actividad que hay por la mañana y el movimiento que puede haber a las 13:45 y a las 18:45 debido a ser fin de media jornada y jornada completa respectivamente.

Por otra parte, estos gráficos muestran de nuevo la influencia de las fluctuaciones lentas, que aparecen como una tendencia creciente o decreciente para las distintas medidas, debido al corto intervalo temporal de 10 minutos para cada serie.

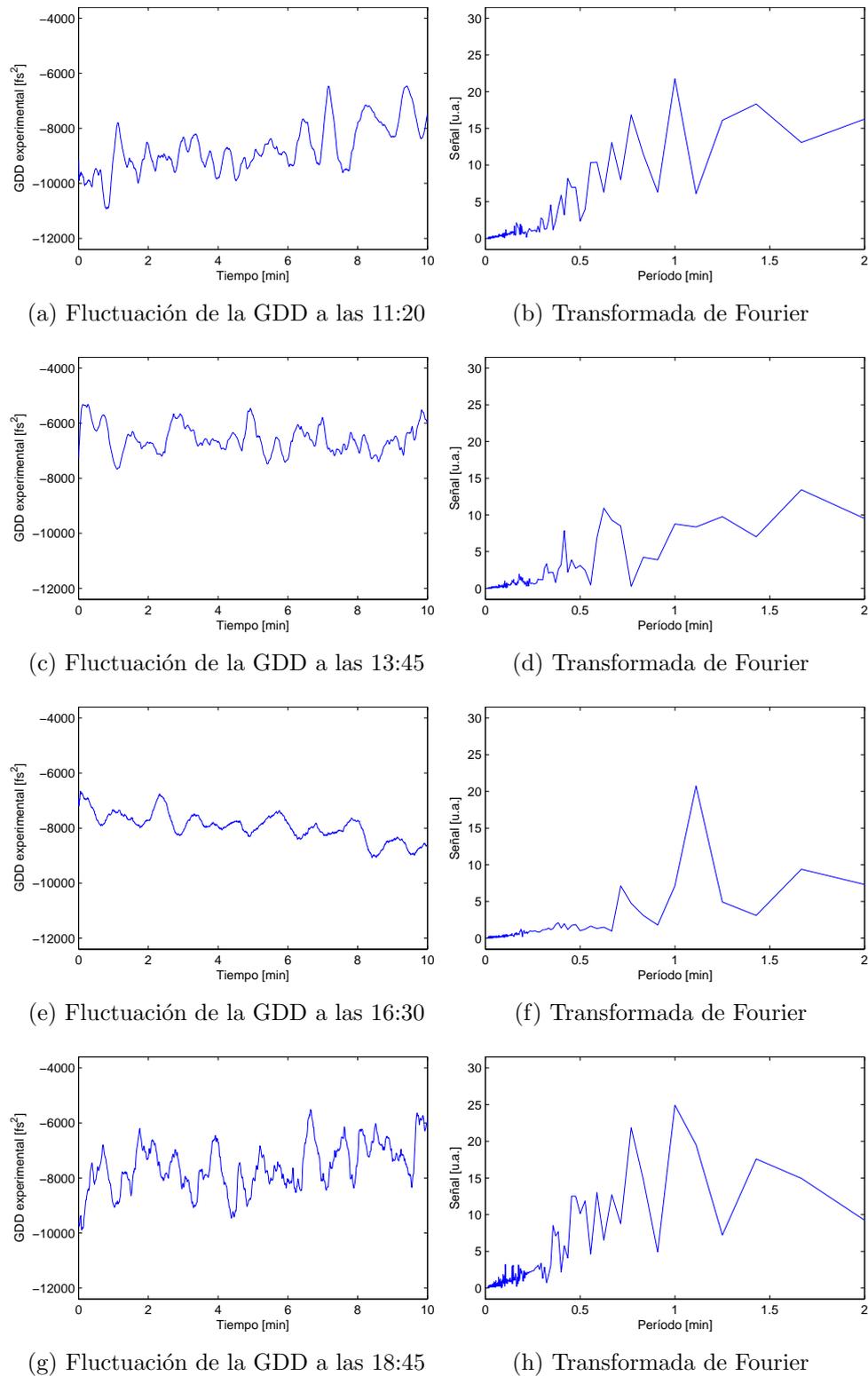


Figura 5.13: Evolución rápida de la GDD del láser con el tiempo en intervalos de 10 minutos.

Capítulo 6

Conclusiones

La correcta caracterización de los pulsos ultracortos es un factor clave previo a su posible aplicación para el estudio de procesos ultrarrápidos mediante espectroscopia resuelta en el tiempo. Dado que pueden existir fluctuaciones en la forma de los pulsos a lo largo del tiempo, es conveniente la utilización de un sistema de caracterización que permita reconstruir los pulsos en tiempo real y con el menor número de tiros posible. En este trabajo se ha presentado la construcción de un sistema que, basado en el concepto de SPIDER [2], permite realizar esa tarea pudiendo llegar a caracterizar los pulsos de un haz láser tiro a tiro.

El desarrollo del trabajo ha incluido el montaje del dispositivo experimental que, basándose en conceptos como la interferometría espectral y la separación espectral (*spectral shearing*) mediante suma de frecuencias, permite obtener una traza con información acerca de la fase de los pulsos. El resultado ha sido un sistema robusto y compacto, diseñado específicamente para medir los pulsos láser disponibles en el laboratorio láser principal del Edificio Trilingüe de la Universidad de Salamanca.

Por otra parte también ha requerido de la programación de un *software* en Lab-View para la reconstrucción en tiempo real de los pulsos a partir de las trazas obtenidas en el montaje. Este *software* no sólo calcula la fase espectral y reconstruye los pulsos, sino que también cuenta con diferentes diálogos que ayudan al usuario a obtener los diferentes parámetros necesarios para la reconstrucción.

Por último, se han realizado una serie de experimentos para valorar distintos aspectos del sistema desarrollado que han permitido verificar su validez. Estos experimentos han incluido variaciones controladas en los pulsos de entrada que se

reflejaban en los pulsos de salida; medidas de los pulsos con otros dispositivos que daban lugar a reconstrucciones similares a las obtenidas con el sistema desarrollado; y observación cualitativa de efectos no lineales de la propagación sobre los pulsos medidos.

En general la construcción de un sistema de estas características, con el objetivo crear un dispositivo plenamente funcional, supone un auténtico desafío debido a las dificultades eventuales que se presentan a la hora de trabajar en un laboratorio llevando a la práctica conceptos teóricos. Por ello, con el sistema creado y la reconstrucción de pulsos verificada satisfactoriamente, el autor considera que el objetivo principal se ha alcanzado de forma exitosa.

No obstante, el sistema SPIDER desarrollado, y el concepto de SPIDER en general, también tiene ciertas limitaciones que restringen su uso a ciertos tipos de pulsos. Algunas de estas limitaciones son:

- El diseño del sistema determina el rango de tamaños de pulso que permite medir.
- No es válido para medir pulsos largos en límite de Fourier, puesto que sus espectros son más estrechos y no permiten registrar las oscilaciones de la trazas SPIDER. Esto está directamente relacionado con la resolución espectral disponible para espectrómetros.
- No es válido para pulsos con gran dispersión, que típicamente sean más largos que el doble de su anchura en límite de Fourier, pues en esas condiciones la separación espectral deja de funcionar correctamente.
- Su uso para la medida de pulsos *few-cycle* está muy limitado puesto que en éstos el perfil temporal de intensidad está en gran parte influenciado por la fase entre envolvente y portadora (CEP) que SPIDER no es capaz de medir. Adicionalmente, es muy difícil implementar la separación espectral para espectros muy anchos como los de este tipo de pulsos.

Aún así, como se ha demostrado en este trabajo, si los pulsos tienen el rango espectral y temporal adecuado, SPIDER proporciona una forma directa y robusta de obtener la fase espectral, lo que convierte al sistema desarrollado en una opción plausible para la caracterización de los pulsos láser en el día a día del laboratorio.

Referencias

- [1] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbugel, B. A. Richman, and D. J. Kane, “Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 68, no. 9, pp. 3277–3295, Sep. 1997.
- [2] C. Iaconis and I. A. Walmsley, “Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses,” *Optics Letters*, vol. 23, no. 10, pp. 792–794, May. 1998.
- [3] B. Alonso, I. J. Sola, O. Varela, J. Hernandez-Toro, C. Mendez, J. S. Roman, A. Zair, and L. Roso, “Spatiotemporal amplitude-and-phase reconstruction by fourier-transform of interference spectra of high-complex-beams,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 27, no. 5, pp. 933–940, May. 2010.
- [4] M. Miranda, T. Fordell, C. Arnold, A. L’Huillier, and H. Crespo, “Simultaneous compression and characterization of ultrashort laser pulses using chirped mirrors and glass wedges,” *Optics Express*, vol. 20, no. 1, pp. 688–697, Jan. 2012.
- [5] C. Iaconis and I. A. Walmsley, “Self-referencing spectral interferometry for measuring ultrashort optical pulses,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 35, no. 4, pp. 501–509, Apr. 1999.
- [6] L. Lepetit, G. Cheriaux, and M. Joffre, “Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 12, no. 12, pp. 2467–2474, Dec. 1995.

- [7] E. Treacy, “Optical pulse compression with diffraction gratings,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 5, no. 9, pp. 454–458, Sep. 1969.
- [8] L. Chen, M. Zhang, and Z. Zhang, *Dispersion Compensation Devices*. InTech, 2010.
- [9] E. A. Gibson, D. M. Gaudiosi, H. C. Kapteyn, R. Jimenez, S. Kane, R. Huff, C. Durfee, and J. Squier, “Efficient reflection grisms for pulse compression and dispersion compensation of femtosecond pulses,” *Optics Letters*, vol. 31, no. 22, pp. 3363–3365, Nov. 2006.
- [10] T. H. Dou, R. Tautz, X. Gu, G. Marcus, T. Feurer, F. Krausz, and L. Veisz, “Dispersion control with reflection grisms of an ultra-broadband spectrum approaching a full octave,” *Optics Express*, vol. 18, no. 26, pp. 27 900–27 909, Dec. 2010.
- [11] J. Su and G. Feng, “Analytical expressions for group-delay dispersion and third-order dispersion of a reflection grism-pair compressor,” *Applied Optics*, vol. 51, no. 14, pp. 2747–2751, May. 2012.
- [12] Fastlite, “Phazzler: Femtosecond pulse shaper and pulse measurement system,” Internet: <http://www.fastlite.com/en/cat465006--Phazzler.html>, [May. 14, 2013].