



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

DISEÑO Y CONSTRUCCIÓN DE UN SISTEMA DE CARACTERIZACIÓN DE
FASE ESPECTRAL PARA DOS ESTADOS DE POLARIZACIÓN ORTOGONALES
DE PULSOS ULTRACORTOS

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

PRESENTA:
ITZEL REYNA MORALES

TUTOR PRINCIPAL
JESÚS GARDUÑO MEJÍA
CCADET-UNAM

MÉXICO, CDMX., Noviembre 2017.



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. Martha Rosete Aguilar
Secretario: Dr. Oscar Gabriel Rodríguez Herrera
Vocal: Dr. Jesús Garduño Mejía
1^{er.} Suplente: Dr. Alfred Barry U'Ren Cortés
2^{do.} Suplente: Dr. Jorge Peón Perálta

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

TUTOR DE TESIS:

Dr. Jesús Garduño Mejía

FIRMA

(Seg u n d a h o j a)

Reconocimientos

Agradecimientos a CONACYT por la beca otorgada para la realización de mi maestría.

También quiero agradecer al proyecto DGAPA-PAPIIT IG100615 por su apoyo en la realización de este trabajo.

Índice general

Índice de figuras	VI
Índice de tablas	X
Motivacion	XIII
Abreviaturas	XIV
Resumen	XVI
1. ¿Qué son los pulsos ultracortos?	1
1.1. Pulsos Ultracortos y su descripción matemática	1
1.2. Distorsión de Fase	2
1.2.1. Distorsión de fase de orden cero	3
1.2.2. Distorsión de fase de primer orden	3
1.2.3. Distorsión de fase de segundo orden: Chirp lineal.	3
1.3. Técnicas de caracterización para pulsos ultracortos	7
1.3.1. Correlación de intensidad y interferométrica	7
1.3.2. Análisis espectral por compuertas ópticas: FROG.	8
1.3.3. Interferometría espectral de fase para la reconstrucción di- recta de campo eléctrico: SPIDER.	12
1.3.4. Análisis temporal por dispersión de un par de campos eléctri- cos: TADPOLE	13
2. POLLIWOG	15
2.1. POLarized Light Interference versus Wavelength for Only Glint . .	15
2.2. Cálculo de la fase espectral	18
2.3. Algoritmo para la obtención de la fase espectral	19
3. Reconfiguración de pulsos de fs utilizando un SLM.	21
3.1. Reconfiguración de pulsos de fs a través de un filtraje espectral [5]	21

ÍNDICE GENERAL

3.1.1.	Reconfigurador de pulsos considerando 2 haces	23
3.1.2.	Reconfigurador de pulsos considerando un haz	23
3.2.	Reconfiguración de pulsos utilizando un SLM	25
3.3.	Dispositivos de Reconfiguración de Luz	25
3.3.1.	Moduladores electro-ópticos de Luz: Dispositivos de Cristal Líquido.	26
3.4.	SLM - 128 pixeles	29
3.4.1.	Cambios de Fase en Modo de Transmisión y en Modo Re- flectivo	29
3.4.2.	Cambios de Amplitud en Modo Transmision y en Modo reflectivo	31
4.	Resultados	32
4.1.	Pruebas y resultados del sistema POLLIWOG	32
4.1.1.	Prueba de Polarización de los pulsos en el sistema POLLI- WOG	32
4.1.2.	Resultados del Sistema Polliwog	34
4.2.	Pruebas y resultados con el sistema POLLIWOG + Reconfigurador de Pulsos.	41
5.	Aplicaciones	50
5.1.	Aplicaciones en la reconfiguración y caracterización de pulsos . . .	51
5.1.1.	Control Cuántico-Adaptativo utilizando pulsos ultracortos	52
5.1.2.	Control Ccuántico utilizando pulsos ultracortos reconfigu- rados en Polarización	53
	Conclusiones	57
A.	Conceptos básicos de polarización de una onda electromagnética	58
A.1.	Ángulo de Brewster	58
A.2.	Polarización de una onda	59
A.2.1.	Estados de Polarización de una onda.	60
A.2.1.1.	Polarización Lineal	60
A.2.1.2.	Polarización Circular	60
A.2.1.3.	Polarización Elíptica	60
A.3.	Matriz de Müller para un retardador	61
B.	Fuentes Láseres de fs	62
B.1.	Características de un láser de fs	62
B.2.	Mira 900 - Coherent	63
B.3.	Láser de Ti:Zaf - CCADET	64

C. Modulador Espacial de Luz	66
Bibliografía	70

Índice de figuras

1.1.	<i>La distorsión de fase de orden cero, también suele llamarse fase absoluta, pues como vemos en la figura indica la fase neta entre 2 ondas portadoras.[2]</i>	4
1.2.	<i>Se muestran diferentes ejemplos con pulsos que presentan distorsiones de fase en el cual la distribución de las frecuencias en el espectro se ve afectada y existe un corrimiento en estas. a) Corresponde a una fase Cuadrática b) Fase Cúbica c) Fase de orden cuarto d) Fase de orden quinto. En este caso todas las distorsiones son positivas. Ejemplo tomados de [2]</i>	6
1.3.	Arreglos experimentales para la autocorrelación de intensidad y la autocorrelación interferométrica. a) Autocorrelación de Intensidad: únicamente se vale de la variación del retardo para la detección y medición del ancho espectral. b) Autocorrelación interferométrica: utiliza como observable un efecto no-lineal tal como lo es el SHG.	9
1.4.	Arreglo experimental para la técnica FROG. En el arreglo, la señal no-lineal (línea punteada) es detectada por el espectrometro, a partir de lo que para cada retardo se obtiene una traza <i>FROG</i>	10
1.5.	Técnica FROG	11
1.6.	Técnica SPIDER	12
1.7.	Arreglo TADPOLE	13
2.1.	Al rotar un estado de polarización lineal, un ángulo de $\frac{\pi}{4}$ se podrán asegurar la existencia de 2 componentes del \vec{E}	16
2.2.	<i>Arreglo POLLIWOG para la caracterización simultánea de 2 estados de polarización de un pulso.</i>	17
2.3.	Fase espectral de la componente P.	18
2.4.	Fase espectral de la componente S.	19
2.5.	Fase espectral de la componente P.	19
2.6.	Fase espectral de la componente S.	20
2.7.	Filtraje de la señal +AC	20

3.1.	<i>Arreglo 4-f para la reconfiguración de pulsos en el plano de Fourier (FP).</i>	22
3.2.	Reconfigurador de haces paralelos. Este arreglo, considera que I_{ref} y $I_{señ}$, entran a la etapa de reconfigurador, conformada por la rejilla (G_1), la lente cilíndrica (L_1), el SLM y el espejo (M_{SLM}) tras el modulador que nos ayudará a usar este en modo de reflexión para finalmente, al salir del modulador entrar al sistema de caracterización que considera la etapa de retardo.	24
3.3.	<i>El reconfigurador de un haz considera que únicamente, $I_{señ}$ va a entrar a la etapa del reconfigurador, para después interferir con I_{ref} en la etapa de caracterización</i>	25
3.4.	<i>Algunos tipos de cristales líquidos</i>	26
3.5.	<i>Esquema estructural de un SLM-Lc. a) Se muestra el caso cuando δ, de acuerdo a la ec. (3.3) es máxima. En este caso, las moléculas no están orientadas con el campo eléctrico. b) Cuando se aplica un voltaje al sistema, se genera un campo electrico que va a ser proporcional a V, razón por la cual las moléculas van a orientarse en dirección de campo eléctrico.</i>	27
3.6.	<i>Modificación del estado de polarización de un haz al atravesar una celda de LC como función de la variación de voltaje</i>	28
3.7.	Modulación de fase. Etapa 1.- Haz de entrada linealmente polarizado. 2.- El índice de refracción es variado eléctricamente en cada pixel para modular la fas 3.- Se coloca a la salida del SLM, un polarizador para asegurar únicamente cambios de fase y no en el estado de polarización.	29
3.8.	<i>Modulación de fase en modo reflectivo, en esencia es el mismo que en la fig.(3.7) pero en esta configuración el haz pasa dos veces a través del SLM.</i>	30
3.9.	Modulación de fase en modo de transmisión	31
4.1.	<i>Esquema para la prueba de la Ley de Malus. Con el medidor de potencia íbamos recabando las variaciones de intensidad como función de θ.</i>	33
4.2.	Prueba de Malus realizada al BSP para medir el grado de polarización, y así comparar los 2 haces de salida.	34
4.3.	<i>Sistema POLLIWOG.</i>	35
4.4.	<i>Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 1 ó componente S del campo eléctrico del pulso, teniendo camino libre de elementos ópticos externos.(Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 1 (Der) Fase Espectral para este caso.</i>	36

4.5. Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 2 ó componente <i>P</i> del campo eléctrico del pulso, teniendo camino libre de elementos ópticos externos. (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 2 (Der) Fase Espectral para este caso.	36
4.6. Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 1 ó componente <i>S</i> del campo eléctrico del pulso, introduciendo en el haz señal, una lamina delgada de MICA . (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 1 (Der) Fase Espectral para este caso.	37
4.7. Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 2 ó componente <i>P</i> del campo eléctrico del pulso, introduciendo en el haz señal, una lámina delgada de MICA . (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 2 (Der) Fase Espectral para este caso.	38
4.8. Comparación con los resultados reportados en la Literatura [4]	39
4.9. Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 1 o componente <i>S</i> del campo eléctrico del pulso, introduciendo en el haz señal, un retardador multiorden . (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 1 (Der) Fase Espectral para este caso.	39
4.10. Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 2 ó componente <i>P</i> del campo eléctrico del pulso, introduciendo en el haz señal, un retardador multiorden . (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 2 (Der) Fase Espectral para este caso.	40
4.11. Se muestra un aumento a la fase recuperada. A partir de que se introduce el retardador multiorden al espectro.	40
4.12. Arreglo experimental del reconfigurador-caracterizador de pulsos de fs, la línea punteada verde, engloba el arreglo correspondiente al reconfigurador, que se muestra en la siguiente figura con más detalle. Dentro del recuadro punteado azul se muestra el POLLIWOG acoplado.	42
4.13. Reconfigurador 4f. Se muestra un zoom del reconfigurador, el cual está constituido por un modulador espacial de luz en modo reflexión (SLM), una rejilla de difracción (G) y una lente cilíndrica (C).	43
4.14. Comparacion entre espectros de salida provenientes de la línea del Reconfigurador (rojo) y el de la línea de entrada. En este caso $r.m.s = 0.074$ nos habla de un cambio si bien no fatal, si significativo.	44
4.15. Se muestra otra comparación entre los espectros de la línea del reconfigurador y la línea de entrada, en este caso el $r.m.s = 0.019$, existe mayor preservación del espectro.	45
4.16. Prueba con el SLM introduciendo un voltaje digital de 1110. (Izq) Se muestra espectrograma para este caso, así como su espectro. (Der) Fase espectral recuperado, vemos que tiene una forma cuádrlica	46

4.17. Prueba realiza introduciendo un voltaje digital de 1128, lo que corresponde a la máxima retardancia (Izquierda) Fase espectral para el canal 1 (Derecha) Fase espectral para el canal 2	47
4.18. Al pasar por la SLM y la rejilla vemos que se genera un ensanchamiento temporal del pulso. En la gráfica vemos la reconstrucción del pulso en tiempo antes de entrar al sistema, y posteriormente se muestra la reconstrucción del pulso después de atravesar el sistema.	48
4.19. Resultados obtenidos con la mínima retardancia, obtenida con un voltaje digital de 1000. (Izq) Fase espectral del Canal 1 (Der) Fase espectral del Canal 2.	49
5.1. Esquema general para la aplicación de Reconfiguración y caracterización de pulsos ultracortos	51
5.2. En el diagrama se muestra la corrección de fase espectral, mediante la optimización del SHG para poder introducir un chirp adecuado.[18]	52
5.3. muestra el esquema experimental, en una primera etapa de introducen a la fase líquida y gaseosa los pulsos iniciales.	53
5.4. Arreglo experimental. Señalamos la presencia de todas las etapas mencionadas al principio de la sección.	54
5.5. Optimización y mejoras en la ionización del potasio molecular a partir de la modificación de la polarización de los pulsos.	54
A.1. Polarización por reflexión	59
A.2. estados básicos de polarización de una onda	61
B.1. Mira 900 de Coherent	63
B.2. Autocorrelación del láser de Ti:Zaf de pulsos ultracortos. La autocorrelación se midió con un ancho temporal de 38 fs	64
C.1. Tamaño de los píxeles de la SLM, así como su especificación y distrucción, para este modulador.	66
C.2. Arreglo interno y dimensiones entre la salida y entrada del haz al SLM. Con subrayado amarillo se remarcan las dimensiones correspondiente al modelo SLM 128-VN	67

Índice de tablas

B.1. <i>Parámetros de Láser de MIRA 900 de Coherent</i>	64
B.2. <i>Parámetro del Láser de Ti:Zaf. El ancho temporal y ancho de banda es un promedio aproximado, la potencia promedio de salida funciona en ese rango, dependiente de las necesidades del experimento.</i>	65
C.1. <i>Principales parámetros del SLM 128-VN</i>	67

Motivación

La reconfiguración de pulsos de femtosegundos, en amplitud, fase y estado de polarización, es de gran interés debido a sus potenciales aplicaciones como por ejemplo en microscopía no-lineal, procesamiento de materiales, femtoquímica, control cuántico, etc.[1]

La reconfiguración de pulsos se encuentra estrechamente relacionada con la capacidad de medirlos. Para ello existen diversas técnicas de caracterización que abarcan desde sistemas simples de autocorrelación en intensidad hasta sistemas de espectrometría como por ejemplo la técnica **FROG** (por sus siglas en inglés: *Frequency Resolved Optical Gating*)[2]; también existen los sistemas interferométricos como por ejemplo la técnica **SPIDER** (por sus siglas en inglés: *Spectral Phase Interferometry for Direct E-Field Reconstruction*)[3], entre otras. Las diferencias entre unas y otras radican básicamente en la capacidad de recuperar información del ancho temporal, el perfil de amplitud, la fase espectral y temporal, versatilidad y la velocidad de operación.

Otro aspecto fundamental es la capacidad de caracterizar el estado de polarización de los pulsos en función de la frecuencia ó longitud de onda o bien como función del tiempo. Un sistema de caracterización de este tipo es deseable en aplicaciones como por ejemplo: en un reconfigurador de lazo cerrado para aplicaciones en control cuántico o bien en espectroscopía de resolución temporal, para la compensación de la birrefringencia introducida en las lentes de enfoque en el sistema, así como también para la corrección del estado de polarización en el haz de salida de un láser, etc.

Por lo anterior, es necesario contar con un sistema de caracterización de fase para pulsos y, en particular, cuando estos ofrecen una señal muy débil podría resultar más complicado medirlo. Una solución a lo anterior, es la aplicación de técnicas de interferometría espectral las cuales son en extremo sensibles. Si además, a esta técnica le sumamos la capacidad de realizar la medición de fase de manera simultánea para estados ortogonales de polarización de un pulso se considera que dicho proyecto representa el desarrollo y diseño de un instrumento de interés, complementario a los desarrollados actualmente por el Grupo de Óptica no-lineal, con potenciales aplicaciones en el campo de la óptica ultrarrápida.

ÍNDICE DE TABLAS

Con base en lo anterior se propone la construcción de un sistema **POLLIWOG** (por sus siglas en inglés: Polarized Light Interference versus wavelenght of only a Glint) [4], que permitirá la caracterización de la fase espectral de las 2 componentes ortogonales del campo eléctrico de pulsos ultracortos, a partir de lo cual se podría inducir su estado de polarización.

Abreviaturas

A continuación se enlistan las abreviaturas más utilizadas para el desarrollo de este trabajo.

Parámetro	Símbolo
POLLIWOG	Polarization Labeled Interference versus Wavelength of Only a Glint
BS	divisor de haz
BSP	divisor de haz polarizador
Delay	línea de retardo
R	Retardador
Ti:Zaf	Titanio Zafiro
\vec{E}	Campo Eléctrico
SLM	modulador espacial de luz
M	Espejo plano
L_i	Lentes
L.C.	Lente Cilíndrica
FP	plano de Fourier
f	distancia focal
LC	Cristal Líquido
P	Polarizador
G	Rejilla de Difracción

Resumen

En este trabajo se llevo a cabo el diseño y construcción de un sistema de caracterización dual (es decir: de dos canales) de fase espectral de pulsos ultracortos de fs, mediante el cual se caracterizó la fase espectral de las 2 componentes ortogonales del campo eléctrico, esta técnica es conocida como POLLIWOG (por sus siglas en inglés: Polarized Light Interference versus wavelenght of only a Glint)). Esta técnica tiene como virtud, la capacidad de poder resolver señales muy poco intensas así como recuperar información acerca del estado de polarización de los pulsos. Este sistema se probó, caracterizando la fase espectral introducida por distintos elementos ópticos birrefringentes tales como placas retardadoras y láminas de MICA, con lo cual se pudo recuperar la fase espectral introducida. La recuperación de fase espectral se hizo utilizando un algoritmo con base en la Transformada de Fourier para el análisis de patrones de franjas.[9]

Por otro lado se construyó un sistema de reconfiguración con base en un arreglo 4-f, utilizando un modulador espacial de luz de 128 pixeles marca *Cri Inc.*¹ en modo de reflexión, así como una rejilla de difracción de $600 \frac{\text{líneas}}{\text{mm}}$. Con este arreglo, se introdujeron distintos valores de retardancia (incluidos la máxima y la mínima retardancia) a partir del cual se probó el sistema.

Finalmente, se unieron ambos sistemas para lograr un Sistema total que consta de un caracterizador + reconfigurador, el cual permitía recuperar la fase espectral introducida en cada componente del campo Eléctrico, y con el cual es posible inferir el estado de polarización de los pulsos.

¹Actualmente Perkin Elmer

Capítulo 1

¿Qué son los pulsos ultracortos?

1.1. Pulsos Ultracortos y su descripción matemática

Los pulsos ultracortos de luz son ondas electromagnéticas que se caracterizan principalmente por lograr apenas unas cuantas oscilaciones del campo eléctrico, esto da como consecuencia que las principales características de un pulso láser estén dadas, en función de su Campo Eléctrico[2]. Utilizando la aproximación escalar tenemos la ec.(1.1), con la suposición de que el campo del pulso está linealmente polarizado, de tal manera que únicamente la dependencia temporal esté siendo considerada. El campo eléctrico de un pulso se puede escribir como ec.(1.2):

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = E(t) \quad (1.1)$$

$$E(t) = \varepsilon(t)e^{i\varphi(t)}e^{i\varphi_0}e^{i\omega_l t} \quad (1.2)$$

donde $\varepsilon(t)$ es la amplitud de la envolvente del campo, $\varphi(t)$ es la fase temporal, $\omega_l t$ es la onda portadora, donde ω_l representa la frecuencia de la onda portadora. El término $e^{i\varphi_0}$ es un término de fase constante de la onda portadora, que debe considerarse como un parámetro en el caso de control y medición del pulso. De lo anterior se puede simplificar la expresión ec.(1.2) a ec.(1.4) escribiéndolo en términos de su envolvente compleja.

$$\tilde{\varepsilon}(t) = \frac{1}{2}\varepsilon(t)e^{i\varphi(t)} \quad (1.3)$$

$$\tilde{E}(t) = \frac{1}{2}\tilde{\varepsilon}(t)e^{i\omega_l t} \quad (1.4)$$

1. ¿QUÉ SON LOS PULSOS ULTRACORTOS?

Lo anterior está limitado a pulsos donde su ancho de banda es sólo una pequeña fracción de la onda portadora, es decir a pulsos con un ancho temporal por encima de los 20 fs. En este caso se deben satisfacer la condición (1.5):

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_l} \ll 1 \quad (1.5)$$

Para la cond.(1.5) se debe satisfacer que la variación temporal del campo eléctrico y la fase temporal en un ciclo óptico, $T = \frac{2\pi}{\omega}$, tienen que ser grandes.[5] Se define el perfil de intensidad de campo eléctrico como la ec.(1.6).

$$I(t) = \varepsilon(t) = || \tilde{\varepsilon}(t) || \quad (1.6)$$

Por otra parte, la descripción anterior se realiza en el dominio temporal, pero en general en la teoría y en el laboratorio se trabaja en el dominio de frecuencias, y la forma más sencilla de acceder es mediante la aplicación de la transformada de Fourier.[6]

Lo anterior se puede escribir como:

$$\tilde{\varepsilon}(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} 2\tilde{E}(t)e^{-i(\Omega+\omega_l)t} dt = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\varepsilon}(t)e^{-i\Omega t} dt = S(\Omega)e^{i\Phi(\Omega)} \quad (1.7)$$

De lo anterior podemos también obtener el espectro del pulso, que es dado como en la ec.(1.8), así como la **fase espectral** de nuestro pulso, $\Phi(\Omega)$:

$$S(\Omega) = || \varepsilon(\Omega) || \quad (1.8)$$

La fase espectral es un parámetro muy importante que debe considerarse cuando se está trabajando con pulsos muy cortos, i.e. con un ancho de banda amplio, pues puede presentar distorsiones.

1.2. Distorsión de Fase

Al propagarse un pulso ultracorto este modifica sus características debido a la dispersión provocada por el medio en el cual se propaga. Utilizando un desarrollo en Series de Taylor de la fase temporal alrededor de $t = 0$, se tiene:

$$\phi(t) = \varphi_0(t) + t\varphi_1(t) + \frac{1}{2}t^2\varphi_2(t) + \frac{1}{6}t^3\varphi_3(t) + \dots \quad (1.9)$$

donde $\varphi_n(t) = \frac{d^n \varphi(t)}{dt^n}$, comúnmente sólo se considera que el primer término es suficiente para describir el pulso temporalmente, cuando se supone un comportamiento clásico el cual no tendrá efectos no-lineales ni de dispersión.

Análogamente, se realiza un desarrollo de Taylor de la fase espectral alrededor de $\Omega = \omega_l$

$$\Phi(\Omega) = \Phi_0(\Omega) + (\Omega - \omega_l)\Phi_1(\Omega) + \frac{1}{2}(\Omega - \omega_l)^2\Phi_2(\omega) + \frac{1}{6}(\Omega - \omega_l)^3\Phi_3(\omega) + \dots \quad (1.10)$$

donde $\Phi_n(\Omega) = \frac{d^n \Phi(\Omega)}{d\Omega^n}$

En la ec. (1.10), cada término representa una contribución a la fase del pulso. En las secciones siguientes, se explicará la contribución de cada término, en el caso particular de un pulso con perfil *Gaussiano*.

1.2.1. Distorsión de fase de orden cero

La distorsión de grado cero corresponde al término constante de las ecuaciones (1.10) y (1.9), en esta primera aproximación, la fase espectral $\Phi_0(\Omega)$ es igual a la $\varphi_0(t)$, esto debido a que la transformada de Fourier es Lineal y que ambas cantidades son constantes.

Este término se usa regularmente como una primera aproximación cuando la onda presenta muchas oscilaciones del campo eléctrico (luz "normal"), y se conoce como *fase absoluta*; esta representa la fase relativa de la onda portadora con respecto al máximo del pulso envolvente.

1.2.2. Distorsión de fase de primer orden

Esta contribución corresponde al segundo término de la ecuación (1.10), y da información acerca del retraso en tiempo con el que llega el pulso viajando a través de un medio, respecto a su mismo recorrido en el vacío. Generalmente este término no es considerado si lo que se está estudiando es la forma del pulso. Sin embargo, haciendo uso del Teorema de Variación (*Shift Theorem*) a la Transformada inversa de Fourier, es posible medir el desplazamiento espectral del pulso, por fortuna esto es fácilmente medido por un espectrómetro.

1.2.3. Distorsión de fase de segundo orden: Chirp lineal.

¹ La variación de fase en segundo orden está representada por el tercer término de la ec. (1.10), el término $\Phi_2(\Omega) = \frac{d^2 \Phi(\Omega)}{d\Omega^2}$ está dado por una pendiente en la gráfica de Ω vs. t .

¹Chirp: Referente al chirrido de un pájaro

1. ¿QUÉ SON LOS PULSOS ULTRACORTOS?

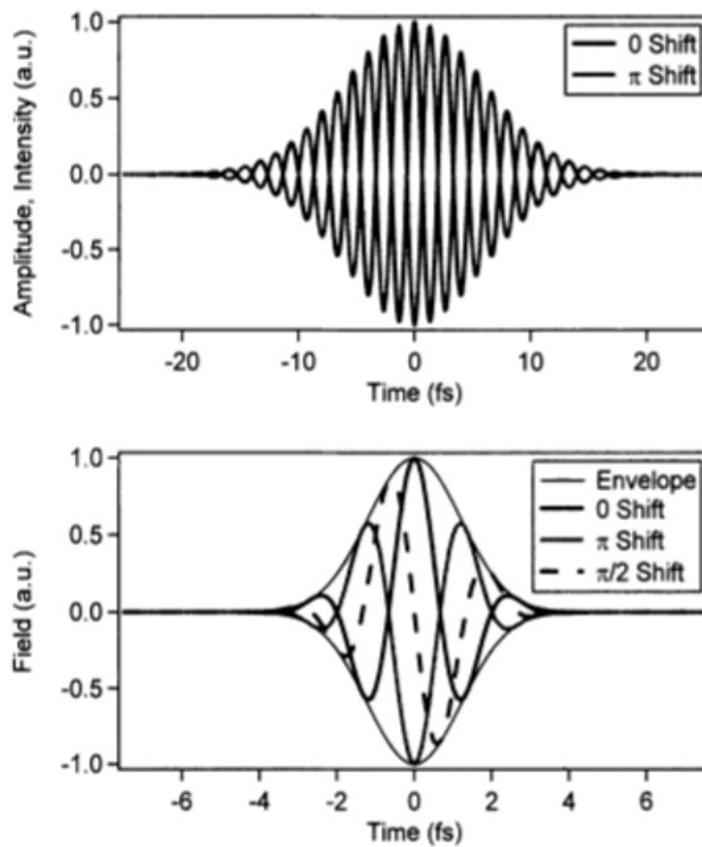


Figura 1.1: La distorsión de fase de orden cero, también suele llamarse fase absoluta, pues como vemos en la figura indica la fase neta entre 2 ondas portadoras.[2]

Si $\Phi_2(\Omega) \neq 0$ se dice que el pulso presenta: *chirp* lineal.
Considerando un pulso *gaussiano*¹ con chirp lineal.

$$\tilde{\varepsilon}(t) = \varepsilon_0 e^{-(1+ia)*(\frac{t}{\tau_G})^2} \quad (1.11)$$

donde a es el parámetro del chirp, y $\tau_p = \sqrt{2Ln2}*\tau_G$ es la duración temporal del pulso medido a FWHM² para envolventes gaussianas.

Aplicando la transformada de Fourier, tenemos que el pulso en el dominio espectral:

$$\tilde{\varepsilon}(\Omega) = \frac{\varepsilon_0 \sqrt{\pi} \tau_G}{(1+a^2)^{\frac{1}{4}}} * e^{i\Phi(\Omega) - \frac{\Omega^2 \tau_G^2}{4(1+a^2)}} \quad (1.12)$$

$$\Phi(\Omega) = -\frac{1}{2} \arctan(a) + \frac{a\tau_G^2 \Omega^2}{4(1+a^2)} \quad (1.13)$$

donde $\Phi(\Omega)$ representa la fase espectral del pulso con chirp lineal, ec.(1.13).

La aparición de Chirp en los pulsos ($a \neq 0$) resulta en componentes espectrales adicionales, que van a ensanchar temporalmente el pulso, lo que conduce a superar el límite de Fourier³, por un factor $\sqrt{1+a^2}$, adicional a su valor $\frac{2ln2}{\pi} \approx 0,441$, respecto a que si estuviéramos considerando un pulso sin chirp temporal.

Además, la fase espectral dada por ec.(1.13) cambia cuadráticamente con la frecuencia Ω si el impulso de entrada presenta chirp lineal.

Finalmente, en la fig.(1.2) se pueden observar distintos ejemplos de como afecta la distribución de frecuencias la presencia de chirp en el pulso.

En el campo de reconfiguración de pulsos ultracortos, es común introducir chirp negativo al pulso con el fin de compensar el chirp positivo generado en el pulso debido a efectos de dispersión en los materiales a través de los cuales se propaga.

Hasta aquí, se ha considerado un pulso polarizado linealmente, pero para el caso que nos compete en este trabajo, nuestros pulsos van a tener componentes en las 2 direcciones del plano, por lo que se tiene que tener cautela para expresar dichos pulsos de manera correcta. La Polarización de un pulso será importante por cual en el Apéndice A que se detallan los aspectos necesarios e importantes.

¹Perfil o envolvente más común en los pulsos ultracortos.

²FWHM: Full Width at Half Maximum, ancho a media altura

³El límite de Fourier, o límite de ancho de banda corresponde a la relación, $\Delta\nu_p \tau_p \geq 0.441$ para un pulso sin chirp.

1. ¿QUÉ SON LOS PULSOS ULTRACORTOS?

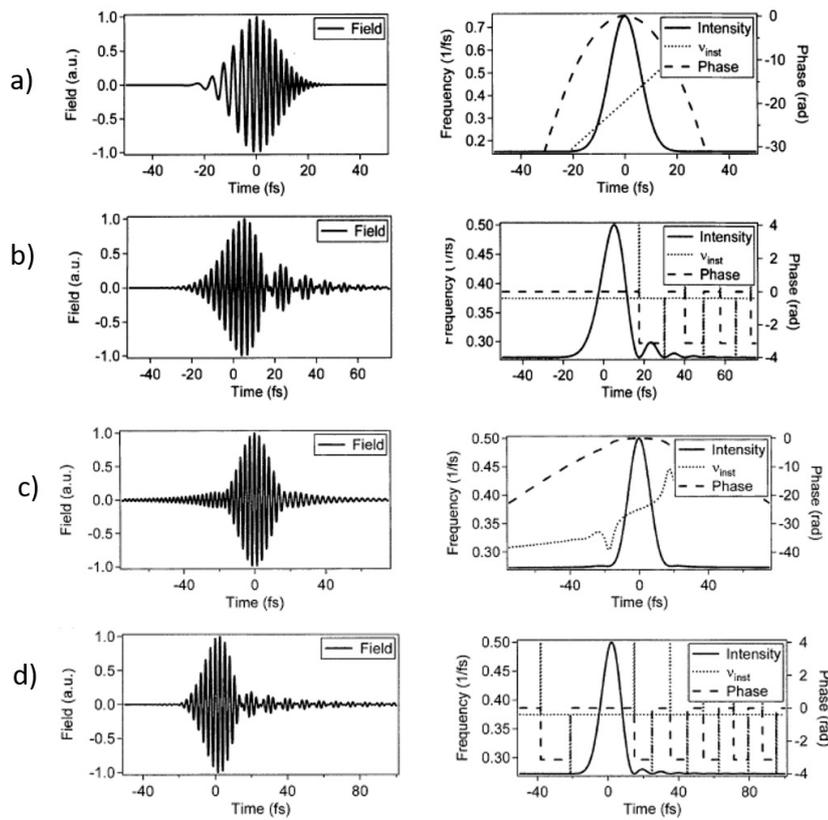


Figura 1.2: Se muestran diferentes ejemplos con pulsos que presentan distorsiones de fase en el cual la distribución de las frecuencias en el espectro se ve afectada y existe un corrimiento en estas. a) Corresponde a una fase Cuadrática b) Fase Cúbica c) Fase de orden cuarto d) Fase de orden quinto. En este caso todas las distorsiones son positivas. Ejemplo tomados de [2]

1.3. Técnicas de caracterización para pulsos ultracortos

En la sección anterior se trató brevemente la descripción matemática de los pulsos ultracortos ahora bien, en la práctica, trabajar con escalas de tiempo tan cortas como los femtosegundos ($10^{-15}s$) requiere de técnicas que consideren los parámetros específicos de estos. Recordemos que entre los parámetros más importantes de un pulso, es su potencia, su tren de pulsos y su fase espectral y temporal. Para los 2 primeros, existen dispositivos electrónicos capaz de resolver la medición. Ahora bien, la fase espectral y temporal de un pulso, nos brinda información sobre si esta o no limitado en tiempo, mediante el límite de Fourier. Para lo anterior, es necesario utilizar métodos que puedan proceder velozmente, y puesto que actualmente los dispositivos electrónicos no alcanzan tan altas resoluciones¹, es intuitivo que se necesiten de dispositivos ópticos para poder registrarlos y caracterizarlos. Por lo anterior, se presentan a continuación algunas de las principales técnicas de caracterización para pulsos ultracortos.

1.3.1. Correlación de intensidad y interferométrica

Las técnicas de correlación proveen información acerca del perfil de intensidad de un pulso[2]. En general, la técnica consiste en hacer interferir un pulso (*señal*) en el dominio temporal, con otro pulso que sirva de referencia. Para el caso de pulsos ultracortos, la interferencia entre pulsos se hace con él mismo, es decir, el pulso se divide en 2 pulso, mediante un separador de haz, y ambos se hacen interferir controlando el retraso temporal entre uno y otro, a esto se le conoce como autocorrelación de intensidad.

Lo anterior puede expresarse como:

$$A_c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_s(t) * I_r(t - \tau) dt \quad (1.14)$$

Si $s=r$, entonces se tiene que:

$$A_c(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) * I(t - \tau) dt \quad (1.15)$$

¹Existen dispositivos conocidos como cámaras *streak* con resolución de unos cuantos ps, la gran desventaja de esto es su alto costo que ronda los cientos de miles de dólares.

1. ¿QUÉ SON LOS PULSOS ULTRACORTOS?

Aplicando la transformada de Fourier para ir al dominio de frecuencias.

$$A_c(\Omega) = I(\Omega) * I^*(\Omega) \quad (1.16)$$

La correlación únicamente brinda información acerca de la forma del pulso. Al obtener la traza del pulso y suponer una forma teórica de su envolvente, por ejemplo una función gaussiana, se puede obtener información acerca de su ancho en el dominio temporal. Así, el ancho temporal del pulso, o duración se asocia con el ancho medido sobre la gráfica a FWHM. Sin, embargo esta técnica no es capaz de brindar información acerca de la fase espectral. En la fig. (1.3a), se observa un ejemplo de dicho arreglo.

Existe, además la autocorrelación interferométrica, también conocida como Fringe Resolved Autocorrelation ó **FRAC** por sus siglas en inglés. Esta trabaja similarmente a la autocorrelación de intensidad, pero en este se hace uso de un proceso no-lineal, conocido como generación de segundo armónico (SHG por sus siglas en inglés). La señal detectada a la salida del arreglo, esta en función del retardo, τ . Lo que perd

$$I_{FRAC}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt \quad (1.17)$$

$$I_{FRAC}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} |E(t)^2 + 2E(t)E(t - \tau) + E(t - \tau)^2|^2 dt \quad (1.18)$$

En la sección anterior, se habló de técnicas que permiten calcular el ancho temporal de los pulsos, así como su ancho espectral (FRAC). Sin embargo, existen técnicas además de estos principios, nos ofrecen información acerca de la fase y la amplitud del pulso. Estas técnicas pueden ser del tipo interferométricas, autoreferencias o referencia. Algunas de estar requieren de procesos no-lineales mientras que otras son lineales. A continuación se va a dar una breve revisión de las técnicas más utilizadas para la caracterización de pulsos.

1.3.2. Análisis espectral por compuertas ópticas: FROG.

La técnica conocida como **FROG** es una técnica de que funciona básicamente por correlación espectral.[7]

Su arreglo es en esencia un autocorrelador de intensidad, pero en este caso se hace el cambio del detector por un espectrómetro. El arreglo, se muestra en la fig.(1.4). Esta técnica se basa en variar el retardo entre los 2 haces (señal y referencia), y que con ello varíe la intensidad de la señal no-lineal generada por el enfoque de los 2 haces sobre el cristal no-lineal. Se obtienen así cientos de trazas FROG, las cuales se pueden expresar como ec.(1.19), que nos van a ofrecer la

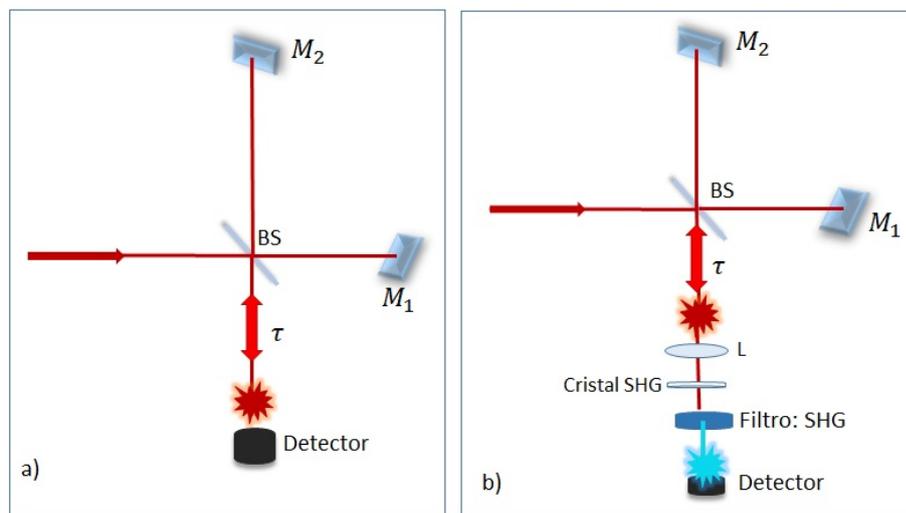


Figura 1.3: Arreglos experimentales para la autocorrelación de intensidad y la autocorrelación interferométrica. a) Autocorrelación de Intensidad: únicamente se vale de la variación del retardo para la detección y medición del ancho espectral. b) Autocorrelación interferométrica: utiliza como observable un efecto no-lineal tal como lo es el SHG.

1. ¿QUÉ SON LOS PULSOS ULTRACORTOS?

reconstrucción del pulso en el dominio espectral. Ahora bien, lo que se quiere obtener es el campo eléctrico del pulso ec.(1.2). De lo anterior, recordamos que el campo eléctrico estará en función del retardo τ , así que podemos considera inicialmente un campo $E_{señ} = (t, \tau)$ y lo escribimos como una transforma de Fourier respecto a τ , lo cual se puede expresar como ec.(1.20):

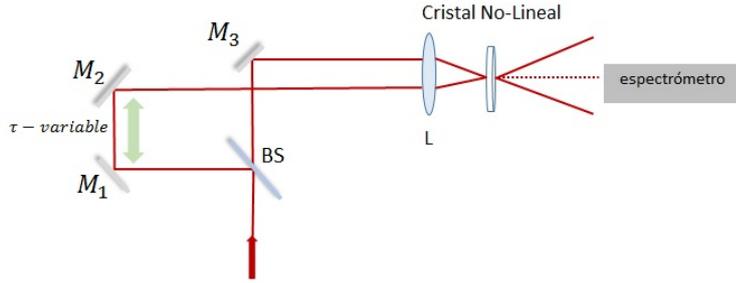


Figura 1.4: Arreglo experimental para la técnica FROG. En el arreglo, la señal no-lineal (línea punteada) es detectada por el espectrometro, a partir de lo que para cada retardo se obtiene una traza *FROG*

$$I_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(t) |E(t - \tau)|^2 * e^{-i\omega t} \right|^2 \quad (1.19)$$

$$E_{señ}(t, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{señ}(t, \Omega) * e^{-i\omega t} d\Omega \quad (1.20)$$

Finalmente si sustituimos la ec.(1.20) en ec.(1.19), y hacemos $t = t$ entonces $E_{sig}(t, t) = E(t) |E(0)|^2$, entonces normalizando $E_{sig}(t, t) = E(t)$ obetemos la ec.(1.21), donde se expresa la traza FROG en términos de la cantidad que esperamos obtener, en este punto se aplica un proceso algoritmico iterativo que se conoce como recuperación de la fase en dos-dimensiones.

$$I_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_{señ}(t, \Omega) * e^{-i(\omega t - \Omega \tau)} d\tau d\Omega \right|^2 \quad (1.21)$$

Dado que es una técnica autoreferenciada se obtiene información de la fase absoluta de la fase, así como de la amplitud. En la fig.(1.5) se pueden observar el tipo de resultados que se obtienen.

Es importante mencionar que esta técnica es muy robusta, y además cuenta con un gran número de variantes geométricas, así como de características en el cristal, donde este puede ser de segundo o tercer orden, es decir con $\chi^{(2)}$ ó $\chi^{(3)}$, donde en cada caso se tiene desventajas y ventajas.[2,7].

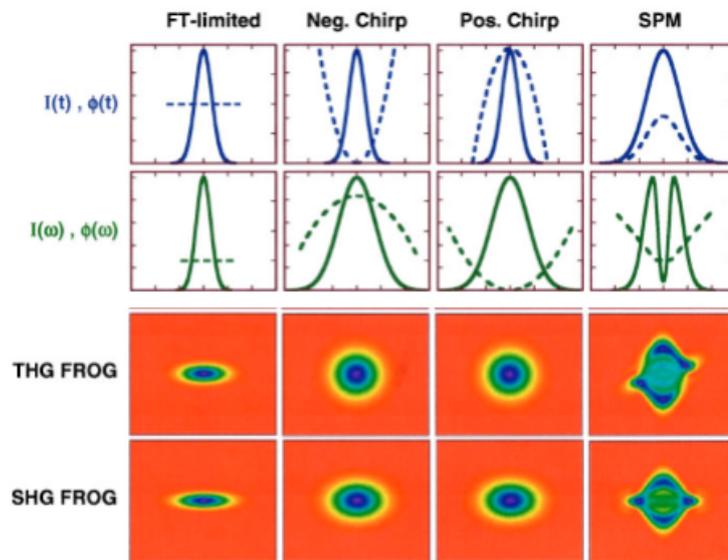


Figura 1.5: Resultados típicos de la técnica FROG. primera fila: se muestra una representación de pulsos con distintas fases temporales; segunda columna: Pulsos con distintos espectro y distintas fases espectral: tercera fila: Trazas FROG, utilizando un cristal con $\chi^{(3)}$; cuarta fila: trazas FROG, utilizando un generación de SHG.

1.3.3. Interferometría espectral de fase para la reconstrucción directa de campo eléctrico: SPIDER.

La técnica SPIDER [3] (por sus siglas Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction) es una técnica autoreferenciada que tiene como base en la interferometría espectral. Esta técnica no requiere otra referencia, sino que por el contrario ocupa un corrimiento espectral¹, producido por un ensanchamiento del pulso que va a servir de referencia para el pulso original. El sistema consiste de 2 etapas: una etapa de retardo τ y una de ensanchamiento del pulso, fig.(1.6). En la primera etapa, se crean 2 réplicas del pulso separadas por un retardo τ . En la segunda etapa se ensancha el pulso con el fin de generar el corrimiento espectral. Así cada réplica del pulso va a interferir con una parte del pulso ensanchado temporalmente mediante la conversión sobre el cristal no-lineal, esta separación o corrimiento espectral es la que otorga la autoreferencia y nos dará información acerca de la fase absoluta del pulso. [3]

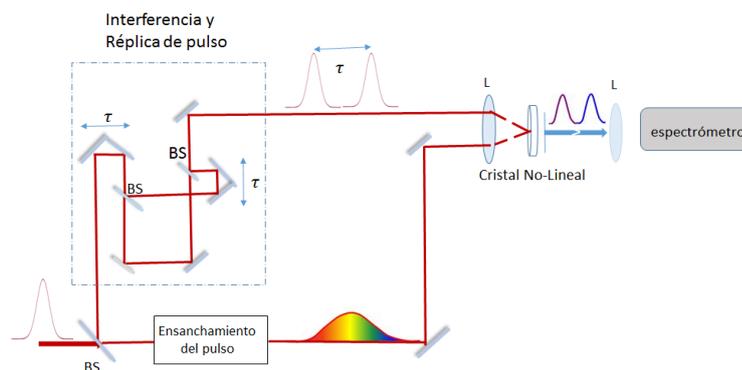


Figura 1.6: La técnica SPIDER ocupa un corrimiento espectral tal que las 2 réplicas creadas se traslapan, cada una sobre el pulso ensanchado, logrando interferencia en diferentes zonas de pulso, y obteniendo información completa acerca de la fase del pulso.

¹Conocido como *spectral shearing*

1.3.4. Análisis temporal por dispersión de un par de campos eléctricos: TADPOLE

Las técnicas anteriores, son técnicas autoreferenciadas, es decir que los resultados que se extraen tanto del FROG como del SPIDER, nos ofrecen información absoluta del pulso. Sin embargo, existen también las técnicas referenciadas. Entre estas técnicas se encuentra una conocida como TADPOLE (por sus siglas Temporal Analysis by Dispersing a Pair Of Light E-fields) [8] que tiene base en la interferometría espectral, es lineal y al no hacer uso de procesos no-lineales que demandan mayor energía, esta técnica se hace especialmente útil para medir pulsos de poca energía.

El arreglo experimental que ocupa esta técnica es un interferómetro tipo Mach-Zehnder que divide al pulso en 2 caminos, fig. (1.7), y uno de estos caminos se ocupa como *pulso referencia* para el otro pulso que fungirá como *pulso prueba* y que cualquier elemento extra sobre este brazo que modifique la fase original del pulso se verá reflejada en los interferogramas obtenidos a la salida del interferómetro, cuando estos 2 pulsos se combinen, y que la información del pulso corresponderá justamente a esta fase introducida.

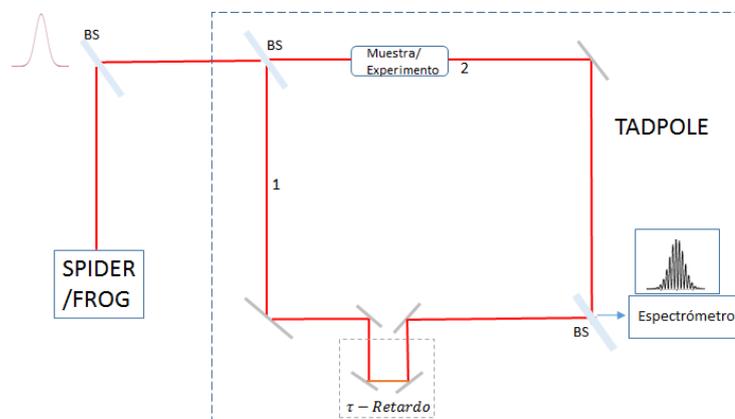


Figura 1.7: La técnica TADPOLE, es una técnica de Interferometría Espectral referenciada que permite conocer la fase relativa de un pulso ultracorto, aunque este no sea demasiado energético ($\sim pJ$)

Es importante mencionar que este sistema es una forma sencilla y eficiente de conocer la fase relativa de un pulso, y que para conocer la fase absoluta del sistema, bastaría conocer o colocar un sistema FROG ó SPIDER, antes del

1. ¿QUÉ SON LOS PULSOS ULTRACORTOS?

TADPOLE, cuya medida bastaría conocer sólo una vez.

Existe un sistema que tiene la capacidad de poder caracterizar la fase como función de la polarización del pulso, este sistema es conocido como POLLIWOG [4] y se discutirá con todo detalle en el siguientes capítulo.

Capítulo 2

POLLIWOG

El sistema **POLLIWOG** es una técnica de interferometría espectral de canales duales que consiste en obtener la fase espectral y la intensidad de una señal coherente ultracorta proveniente de un experimento óptico, que puede ser lineal o no lineal, con la ventaja de que dicha técnica requiere apenas un mínimo de intensidad. Con esta técnica es posible medir la fase y la intensidad de 2 componentes ortogonales de polarización.

2.1. POLarized Light Interference versus Wavelength for Only Glint

La técnica POLLIWOG consiste de una arreglo interferométrico tipo Mach-Zehnder, en el cual se hace interferir el pulso a caracterizar consigo mismo.

El haz de salida del láser, se hace pasar por un primer divisor, **BS**, al fin de obtener 2 haces a partir del haz original. A continuación uno de los haces, que en este caso denotamos como *señal* ($I_{señ}$), será dirigido hacia un segundo divisor de haz polarizador, **BSP**. Por otra parte, se dirige el otro haz, al cual denotamos como *referencia* (I_{ref}), a través de una línea de retardo, (**Delay**), esto con el fin de empatar los caminos ópticos de ambos brazos del interfómetro. Dado que el haz incidente que se está utilizando, presenta una polarización lineal horizontal, es necesario cambiar el estado de polarización a un estado de polarización que contenga componente, E_x y E_y , por lo cual se rota el estado de polarización un ángulo de $\frac{\pi}{4}$, esto se realiza utilizando un retardador de media onda (**R**) rotado un ángulo $\theta = \frac{\pi}{8}$ ¹. Asegurando así una polarización a $\frac{\pi}{4}$ y con ello, las componentes, **S** y **P** de \vec{E} del pulso, fig.(2.1).

¹Recordemos que la matriz de *Müller* un retardador varía por un ángulo 2θ , ver Apéndice

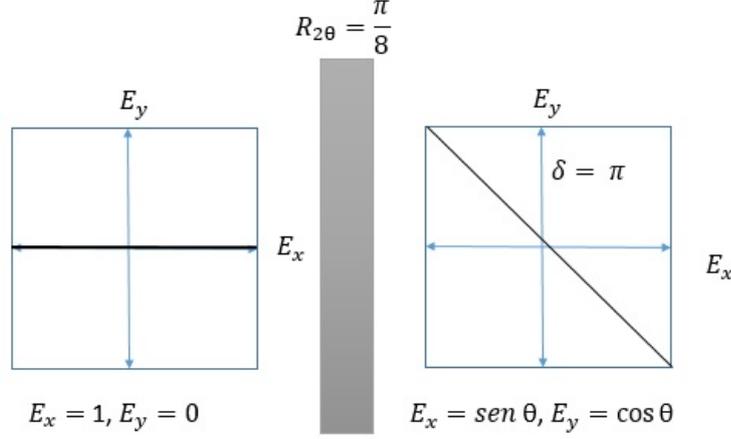


Figura 2.1: Al rotar un estado de polarización lineal, un ángulo de $\frac{\pi}{4}$ se podrán asegurar la existencia de 2 componentes del \vec{E} .

Teniendo, $I_{señ}$ y I_{ref} , con una polarización rotada, hacemos interferir ambos haces, con el **BSP**, al ángulo de Brewster, como resultado a la salida del **BSP** se va a obtener una componente vertical y otra horizontal, esto respecto al plano de incidencia (ver Apartado A.1).

El arreglo experimental propuesto para esta prueba se muestra en la fig.(2.2). Como se puede observar, a la salida del **BSP** se colocará el espectrómetro con el cual se grabarán los interferogramas obtenidos. A partir de estos interferogramas, y siguiendo una rutina de extracción de fase que detallaremos más adelante, se va a poder extraer la fase espectral de cada componente de los pulsos.

Lo anterior, puede ser entendido si consideramos que a la salida del arreglo estamos obteniendo un interferograma espectral, en donde tanto el campo de referencia como el de la señal se encuentran mezclados, esto lo podemos escribir en términos de la transformada de Fourier, como en la ec.(2.1) y (2.2).

$$S_{SI}^i(\omega) = |F\{E_{ref}^i(t) + E_{señ}^i(t - T)\}|^2 \quad (2.1)$$

donde T es el retardo buscado para hacer interferir los pulsos.

$$S_{SI}^i(\omega) = |E_{ref}^i(\omega) + E_{señ}^i(\omega)e^{-i\omega T}|^2 \quad (2.2)$$

Utilizando la ec.(1.9) y desarrollando se tiene que:

$$S_{SI}^i(\omega) = |\sqrt{S_{ref}^i(\omega)}e^{i\varphi_{ref}(\omega)} + \sqrt{S_{señ}^i(\omega)}e^{i(\varphi_{señ}(\omega) - \omega T)}|^2 \quad (2.3)$$

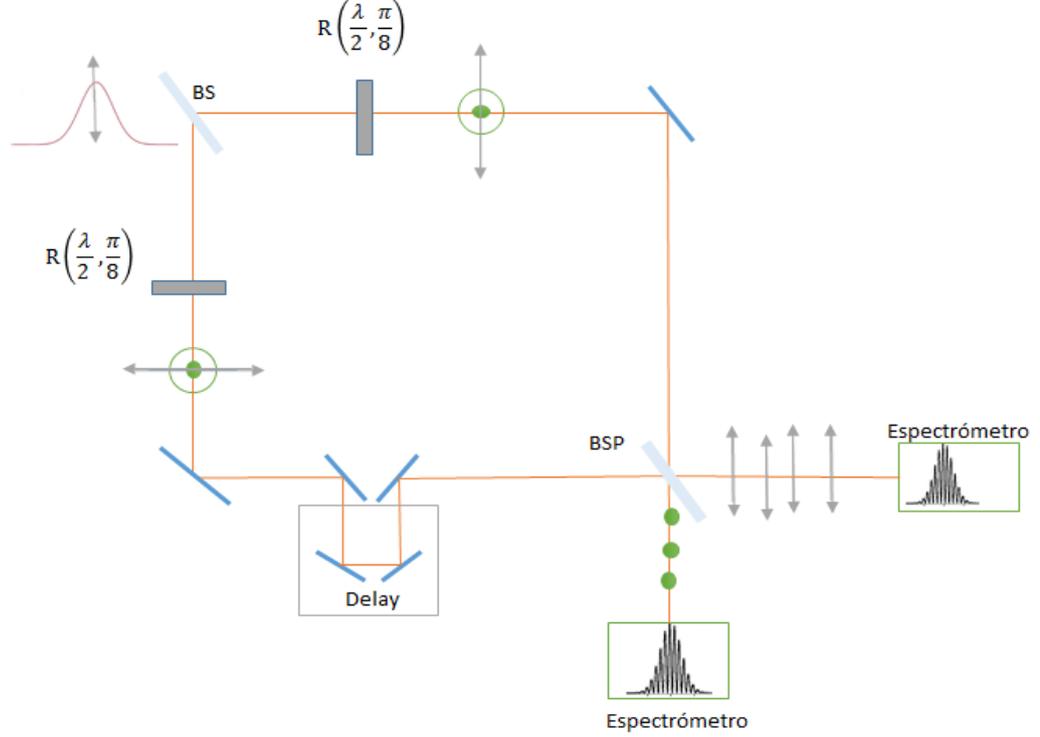


Figura 2.2: Arreglo POLLIWOG para la caracterización simultánea de 2 estados de polarización de un pulso.

Para finalmente, obtener:

$$S_{SI}^i(\omega) = S_{ref}^i(\omega) + \sqrt{S_{ref}^i(\omega)} + \sqrt{S_{señ}^i(\omega)} e^{i\varphi_{señ}(\omega) - i\varphi_{ref}(\omega) + i\omega T} + c.c \quad (2.4)$$

Utilizando una identidad de cosenos, obtenemos finalmente una expresión para el espectrograma. Típicamente los espectrogramas encontrados van a tener la forma de ec.(2.5), para cada componente donde $i=x$ ó y .

$$S_{SI}^i(\omega) = S_{señ}^i(\omega) + S_{ref}^i(\omega) + 2\sqrt{S_{señ}^i(\omega)}\sqrt{S_{ref}^i(\omega)} \cos[\varphi_{ref}^i(\omega) - \varphi_{señ}^i(\omega) + \omega_I \tau] \quad (2.5)$$

A partir de la expresión dada por la ec.(2.5) se aplica un proceso de extracción de fase, que consiste en un filtraje de señales y aplicar el algoritmo de la Transformada de Fourier. [9-10]

2.2. Cálculo de la fase espectral

A continuación se presentan los resultados obtenidos, durante la prueba del sistema de caracterización *POLLIWOG*, utilizando un láser de femtosegundos *Mira 900 de Coherent*¹.

Se probó el sistema *POLLIWOG* introduciendo elementos ópticos tales como una placa de orden cero y materiales birrefringentes (*mica*). A continuación se muestran los resultados obtenidos al introducir el elemento birrefringente al sistema.

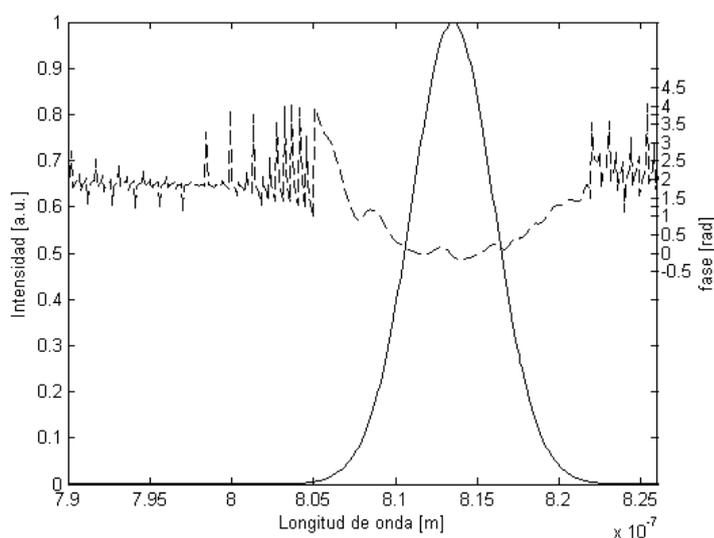


Figura 2.3: Fase espectral de la componente P.

Placas de Orden Cero:

Esta misma prueba se realizó para un láser de Ti:Zaf de construcción casera² con mayor ancho de banda.

¹Ver Apéndice B.1

²Ver Apéndice B.2

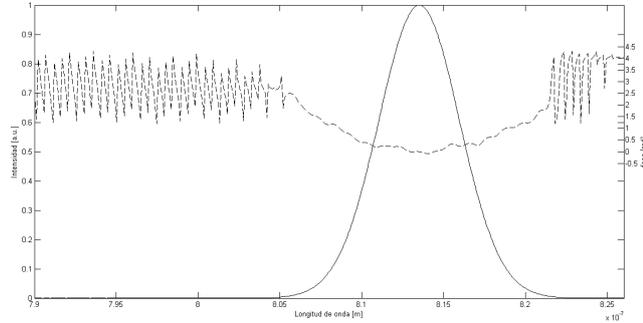


Figura 2.4: Fase espectral de la componente S.

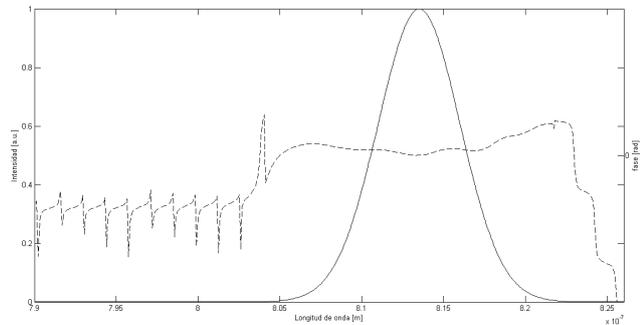


Figura 2.5: Fase espectral de la componente P.

2.3. Algoritmo para la obtención de la fase espectral

Dado que la fase, se encuentra implícita en la expresión (2.5), para extraer la fase se utiliza un método basado en el algoritmo de la transformada de Fourier. [9] Una vez que se obtienen los interferogramas espectrales, se le aplica el algoritmo de la Transformada Fourier, para así regresar al dominio temporal, obteniendo una distribución como la ec.(2.6) en el cual podemos realizar un filtrado de la señal **DC** que corresponde a la frecuencia de la portadora y de la componente **-AC**, para quedarnos únicamente con la componente **+AC**, lo anterior se encuentra ilustrado en la fig.(2.7).

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

donde $G_{SI}(t)$ representa la TF del interferograma adquirido.

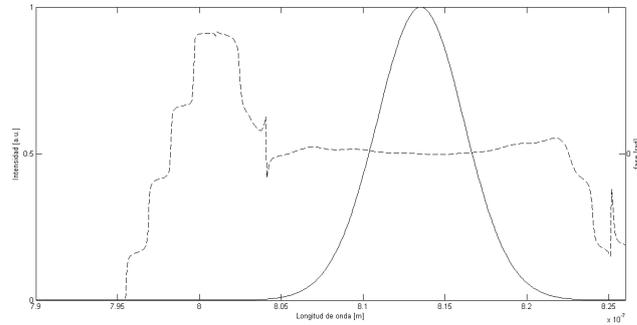


Figura 2.6: Fase espectral de la componente S.

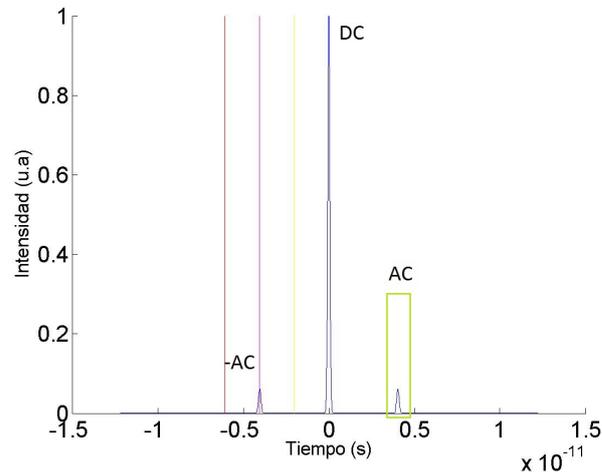


Figura 2.7: Filtrado de la señal +AC

Una vez que filtramos la señal AC, podemos calcular la fase del espectro resultante, a partir de la diferencia de fase entre S_{ref} y $S_{señ}$. Para ello aplicamos la transformada de Fourier inversa para volver al dominio espectral. De la diferencia de fase y con una referencia es posible recuperar la información del pulso en amplitud y fase, a partir de la fase espectral y la amplitud espectral. Para pasar al dominio temporal solo se calcula la TF.

Capítulo 3

Reconfiguración de pulsos de fs utilizando un SLM.

En el capítulo anterior se explica el diseño y funcionamiento de la técnica de caracterización de pulsos en 2 componentes ortogonales del campo eléctrico: **POLLIWOG**.

En este capítulo, se propone una forma de probar y aplicar el sistema POLLIWOG, para ello se discuten arreglos experimentales, que permiten variar la retardancia de un pulso para lo cual se hace uso de un modulador espacial de luz dentro de un arreglo $4f$, conformado por una rejilla de difracción y lentes cilíndricas[11]. Además, se propone que una vez construido el sistema, este se incorpore al sistema POLLIWOG, propuesto y diseñado en el capítulo 2.

Todo lo anterior para constituir un sistema completo que denotaremos como sistema: reconfigurador-POLLIWOG de pulsos ultracortos.

3.1. Reconfiguración de pulsos de fs a través de un filtraje espectral [5]

Al salir de la cavidad láser, los pulsos experimentan dispersión, como ya se vio en la sección 1.2. Dicho lo anterior, también debemos recordar que gran parte de las interacciones a estas escalas de tiempo (fs) van a estar ampliamente ligadas al ancho espectral de los pulsos, por lo anterior es necesario compensar los efectos de distorsión de los pulsos, de acuerdo a las necesidades del experimento. Por lo anterior, es común recurrir al control y compensación de su fase y perfil de intensidad.

3. RECONFIGURACIÓN DE PULSOS DE FS UTILIZANDO UN SLM.

El pulso para ser reconfigurado es espectralmente dispersado, lo cual puede ser realizado por prismas ó rejillas de difracción. El pulso se propaga, a través del elemento reconfigurador como puede ser un SLM [12], ó en otros casos un espejo deformable [13], y es filtrado espectralmente. A salida, el pulso es recolimado en un haz por un segundo prisma o rejilla.

En este tipo de arreglos, el espectro se enfoca sobre la pantalla del modulador, y en una buena aproximación las componenres espectrales estarán linealmente distribuidas en el plano focal de las lentes, conocido como Plano de Fourier. En el ejemplo, de la SLM, esta se coloca en el plano de Fourier (**FP**), tal como se ve en la fig.(3.1).

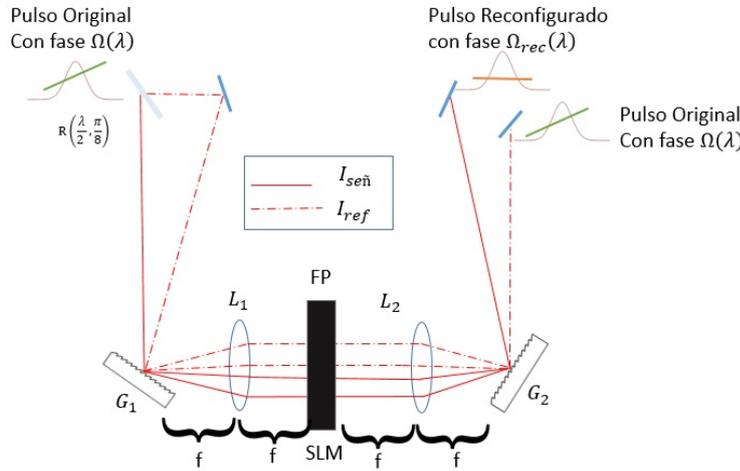


Figura 3.1: Arreglo 4-f para la reconfiguración de pulsos en el plano de Fourier (FP).

Utilizando el ejemplo del SLM¹, este permite modificar la retardancia como función de la distribución de frecuencias sobre la máscara del SLM, dicho de otra forma la variación de la transmisión de cada frecuencia a través del SLM, nos lleva a una función de transferencia como se expresa en la ec. (3.1) :

$$\tilde{H} = R(\Omega)e^{-i\Phi(\Omega)} \quad (3.1)$$

donde $R(\Omega)$ representa la amplitud de transmisión, $e^{-i\Phi(\Omega)}$ representa la variación de fase para cada frecuencia Ω . Con base en esta función de transferencia, el campo que sale del dispositivo puede ser expresado en términos de la transformada de Fourier, como se expresa en ec.(3.2)

$$\tilde{E}_{out}(t) = F^{-1}\{\tilde{E}_{in}(\Omega)R(\Omega)e^{-i\Phi(\Omega)}\} \quad (3.2)$$

¹ver Apéndice D

en la ec. anterior, \tilde{E}_{in} representa el campo de entrada al SLM. En el caso de los SLM, estos pueden ser utilizados para modificar únicamente la amplitud o la fase, lo cual modifica \tilde{H} en cada caso. En la fig.(3.1) se muestra un esquema del proceso que conlleva la reconfiguración espectral de los pulsos que implica un cambio en la fase del pulso, que uno podría y debería, además monitorear y caracterizar.

Para dicho objetivo se realizan 2 propuestas de diseño que se explicarán en las siguientes secciones.

3.1.1. Reconfigurador de pulsos considerando 2 haces

El primer diseño considera que I_{ref} e $I_{señ}$, entren al sistema de reconfigurador, paralelamente, asegurando así que ambos haces atraviesen el mismo arreglo óptico. Lo anterior, tiene como particularidad que sólo un de los haces será modificado por el SLM, mientras que el otro haz permanecerá sin modificarse activamente por el SLM.

El arreglo que se diseña, considera generar dos haces a partir del haz original de fs utilizando un BS, a continuación ambos haces se envían sobre una rejilla de difracción(G_1) y se difractan los espectros generados hasta la entrada del SLM, previo a haber sido enfocados por una lente cilíndrica (L_1). Si se utiliza el SLM en modo de reflexión, se requiere inclinar ligeramente el espejo M_{SLM} tras el SLM, ya que así lograremos que el pulso regrese paralelo a la trayectoria inicial pero con diferente altura. Al salir de la SLM los pulsos se van a reflejar en M_{SLM} colocado a la salida del SLM. Los haces regresarán, atravesarán nuevamente L_1 para finalmente volver a incidir sobre la G_1 , en la fig.(3.2) se muestra un esquema del arreglo.

A la salida del reconfigurador, ambos haces serán dirigidos hacia la etapa de caracterización, *POLLIWOG* propuesto en el capítulo 2, cabe recordar que esta etapa incluye el retardo que hará empatar los caminos.

3.1.2. Reconfigurador de pulsos considerando un haz

Este segundo diseño considera que únicamente $I_{señ}$ entrará al reconfigurador, al fin de modificar la retardancia de los pulsos de este haz. Por otro lado, I_{ref} , va a permanecer sin modificaciones. Ambos haces se harán interferir dentro de la etapa de caracterización, en la fig.(3.3) se muestra un diagrama del arreglo experimental.

3. RECONFIGURACIÓN DE PULSOS DE FS UTILIZANDO UN SLM.

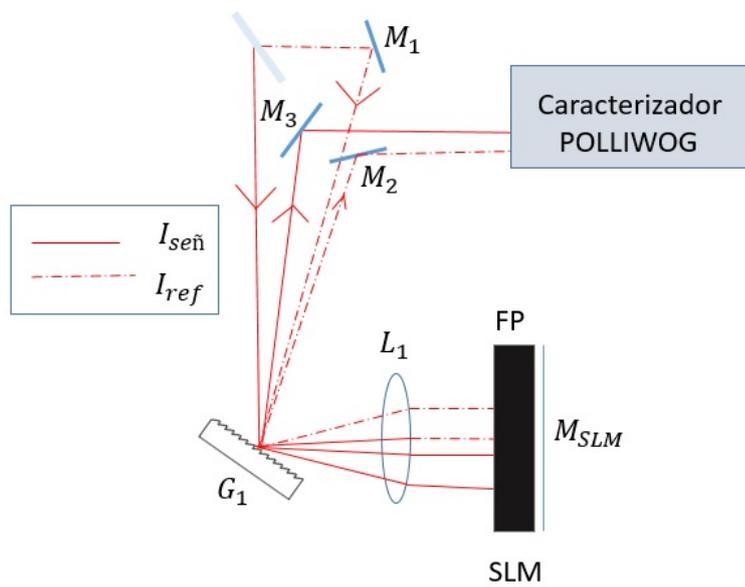


Figura 3.2: Reconfigurador de haces paralelos. Este arreglo, considera que I_{ref} y $I_{señ}$, entran a la etapa de reconfigurador, conformada por la rejilla (G_1), la lente cilíndrica (L_1), el SLM y el espejo (M_{SLM}) tras el modulador que nos ayudará a usar este en modo de reflexión para finalmente, al salir del modulador entrar al sistema de caracterización que considera la etapa de retardo.

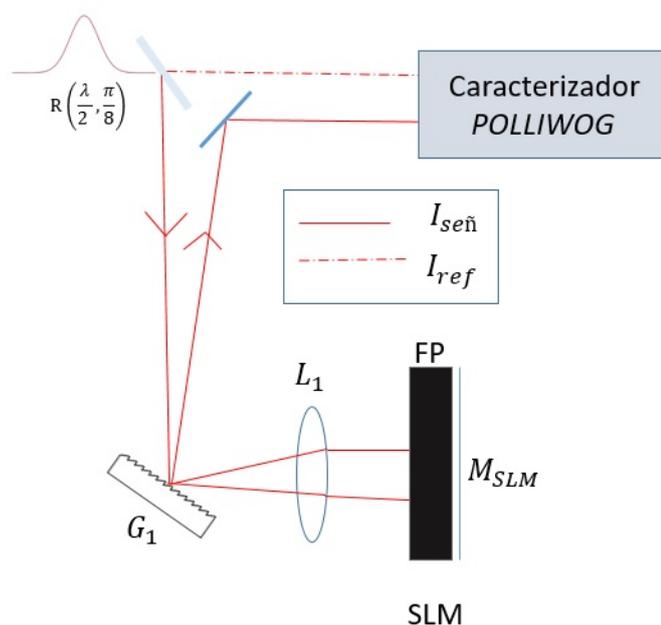


Figura 3.3: El reconfigurador de un haz considera que únicamente, $I_{señ}$ va a entrar a la etapa del reconfigurador, para después interferir con I_{ref} en la etapa de caracterización

3.2. Reconfiguración de pulsos utilizando un SLM

En la sección 3.1 se proponen 2 diseños para el reconfigurador-caracterizador, en ambos casos el SLM es el dispositivo activo que reconfigura los pulsos. El SLM, esta formado por una capa de moléculas de cristal líquido (LC) a partir de la orientación que tengan estas, es que se clasifican como ya se vera en la sec.(3.3.1).

3.3. Dispositivos de Reconfiguración de Luz

Existen varios dispositivos para modular o dar estructura a la luz, entre estos se encuentran algunos elementos ópticos (Axicones, Lentes Cilíndricas, Máscaras de Fase), dispositivos electro-acústicos (Moduladores electro-ópticos) o dispositivos de cristal líquido (por ejemplo SLM, LCD, MMDM). El uso de cada uno, va a depender de la necesidades y requerimientos en cada experimento.

3.3.1. Moduladores electro-ópticos de Luz: Dispositivos de Cristal Líquido.

En esta sección, vamos a enfocarnos en los dispositivos de Cristal líquido (LCD) que se entienden como un material en mesofase los cuales poseen características de líquido y también de cristales Uniaxiales, es decir que presentan en su naturaleza el fenómeno de la birrefringencia ($n_e > n_o$).

Existen distintos tipos de cristales líquidos, entre los cuales destacan los de tipo Nemático, Colestéricos y Esméticos, ver fig.(3.4).

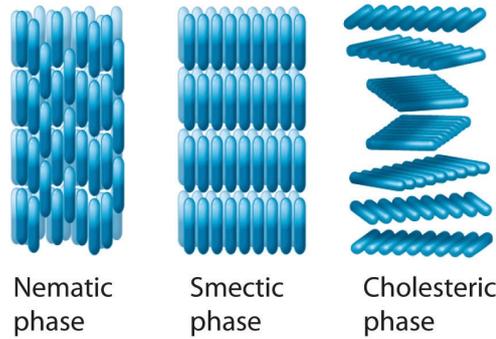


Figura 3.4: Algunos tipos de cristales líquidos

Los moduladores espaciales de cristal líquido, tiene diversas aplicaciones en el campo de la óptica, entre los cuales resaltamos el uso de SLM en la reconfiguración de pulsos, esto con el fin de modificar los parametros basicos de los pulsos laseres, tales como fase, amplitud y polarización.

Los SLM-LC cuentan con una estructura intregada por una celda de cristal liquido (LCD) que se encuentra rodeada por una película metálica de Óxido de Indio dopada con Dioxido de Estaño a partir de la cual se le suministra un voltaje que consecuentemente va a modificar la retardancia de la onda que este atravesando la celda. La birrefringencia del LC va a estar en función del voltaje suministrado. Lo anterior lo podemos escribir como en la ec.(3.3).

$$\delta(\omega, V) = \frac{\omega \Delta n(\omega, V) * d}{c} \quad (3.3)$$

donde δ es la retardancia introducida, ω es la frecuencia de la onda incidente, $\Delta n(\omega, V)$ es la birrefringencia a un voltaje y una frecuencia de onda determinada, d es el espesor de la celda de cristal líquido y $c = 3 \times 10^8 \frac{m}{s}$ es la velocidad de la luz.

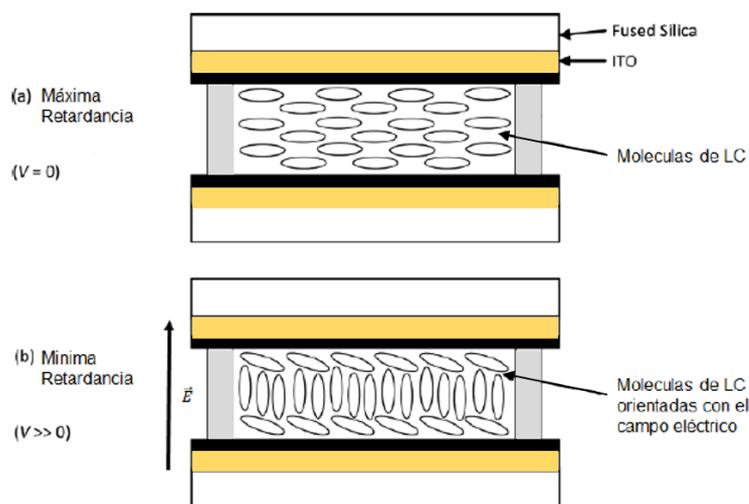


Figura 3.5: Esquema estructural de un SLM-Lc. **a)** Se muestra el caso cuando δ , de acuerdo a la ec. (3.3) es máxima. En este caso, las moléculas no están orientadas con el campo eléctrico. **b)** Cuando se aplica un voltaje al sistema, se genera un campo eléctrico que va a ser proporcional a V , razón por la cual las moléculas van a orientarse en dirección de campo eléctrico aplicado.

La naturaleza birrefringente del LC generada por los efectos electro-ópticos, va a permitir contrarlar la retardancia introducida a los haces de luz vía el voltaje aplicado, que se traduce en retardos de fase al transmitirse por uno de los ejes del cristal. En la fig.(3.6). se puede entender de manera esquemática, el funcionamiento birrefringente de la celda-LC, en el cual la propogación del Campo eléctrico a través del eje rápido va a introducir un desfase en la onda incidente. De aquí que los SLM-LC sean utilizados como elementos en la construcción de Reconfiguradores de pulsos ultracortos.[14]

3. RECONFIGURACIÓN DE PULSOS DE FS UTILIZANDO UN SLM.

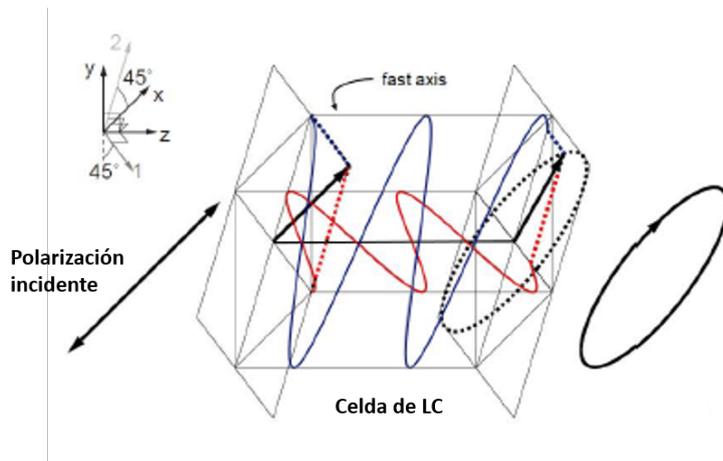


Figura 3.6: Modificación del estado de polarización de un haz al atravesar una celda de LC como función de la variación de voltaje

3.4. SLM - 128 pixeles

Para este proyecto se utilizó un **SLM** de 128 pixeles [15], con un rango de operación en voltaje de 0 a 5 V (De 0 a 4000 en voltaje digital), el cual trabaja en modulación de fase y amplitud. Este modulador utiliza cristal liquido tipo nemático que permite alterar la fase o el estado de polarización de la luz. Con estos instrumentos es posible lograr cambios en su fase, amplitud o ambos.

3.4.1. Cambios de Fase en Modo de Transmisión y en Modo Reflectivo

En esta configuración de modo de transmisión, la fase se modula en cada pixel para la onda de luz incidente que esta polarizada a lo largo del eje extraordinario. En la fig.(3.7), entra una campo polarizado verticalmente y para asegurar que el dispositivo actua únicamente como modulador de fase se coloca un polarizador a la salida del SLM, con el fin sostener que el estado de polarización no va a variar y que cualquier componente residual vertical se va a eliminar.

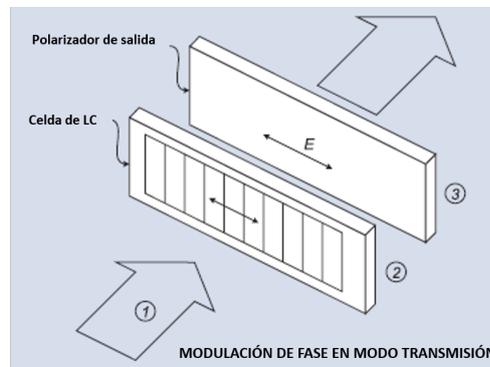


Figura 3.7: Modulación de fase. Etapa **1.-** Haz de entrada linealmente polarizado. **2.-** El índice de refracción es variado eléctricamente en cada pixel para modular la fas **3.-**Se coloca a la salida del SLM, un polarizador para asegurar únicamente cambios de fase y no en el estado de polarización.

3. RECONFIGURACIÓN DE PULSOS DE FS UTILIZANDO UN SLM.

Para este caso, podemos expresar la matriz de Müller¹ del sistema como:

$$M_{sistema} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

De igual forma, el SLM puede utilizarse en modo Reflectivo, y en este caso, se coloca a la salida del SLM un espejo, el cual va a reflejar el haz nuevamente a través de la celda LC y por consiguiente saldrá por el mismo lugar por donde entró. Para esta técnica es común inclinar ligeramente el espejo, tal que el haz de salida salga en una trayectoria paralela al haz de entrada y este pueda ser caracterizado o aplicada a otro sistema, en la fig. (3.8) podemos observar un diagrama de esta configuración.

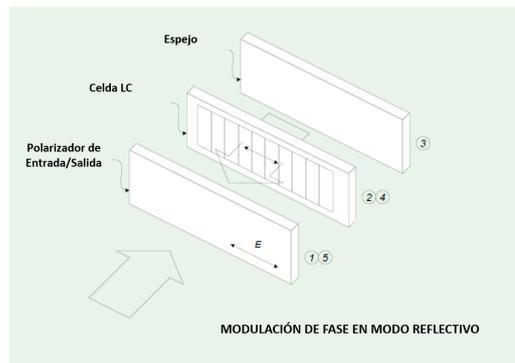


Figura 3.8: Modulación de fase en modo reflectivo, en esencia es el mismo que en la fig.(3.7) pero en esta configuración el haz pasa dos veces a través del SLM.

¹Ver sec.(??)

3.4.2. Cambios de Amplitud en Modo Transmision y en Modo reflectivo

El SLM en Modulación de Amplitud funciona modulando la intensidad en cada pixel. En el eje llamado extraordinario las celdas del cristal estarán orientadas a 45° tal que el SLM actúan como un retardador de onda variable, para transformar el estado de polarización de la luz. A la salida del modulador se coloca un polarizador para seleccionar la polarización horizontal, fungiendo así como un polarizador-analizador.

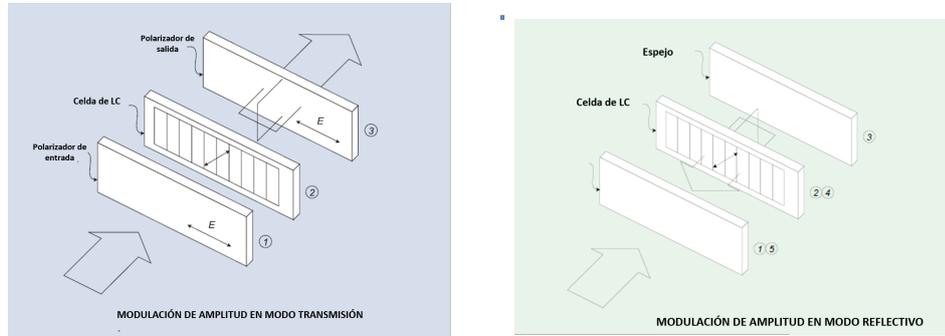


Figura 3.9: Modulación de fase en modo de transmision

Lo anterior, puede ser expresado en términos de las matrices de polarización que describen los elementos ópticos que cambian la polarización. Así, la matriz Müller para este sistema quedaria expresado como en la expresión (3.5), donde $M_{sistema}$ representa la matriz del sistema descrito a su vez por las matrices de Müller de 2 polarizadores horizontales (i.e. $\theta = 0^\circ$), uno de entrada y otro de salida, el cual puede ser opcional.

$$M_{sistema} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \cos(\delta) & 1 + \cos(\delta) & 0 & 0 \\ 1 + \cos(\delta) & 1 + \cos(\delta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

En el Apéndice C se puede consultar la hoja de datos técnicos de estos modulador.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos a partir de las pruebas realizadas con el sistema POLLIWOG. También se presentan los resultados de las pruebas obtenidas para medir la polarización de los haces de salida, utilizando la ley de Malus [16], sec. (4.1.1). Además, una vez probado el sistema POLLIWOG este se unió a un sistema de reconfiguración de pulsos de fs, (como ya se detalló en el Capítulo 3) con lo que es posible calcular la fase espectral de las componentes ortogonales del campo eléctrico que nos pueden dar información acerca del estado de polarización de los pulsos.

4.1. Pruebas y resultados del sistema POLLIWOG

4.1.1. Prueba de Polarización de los pulsos en el sistema POLLIWOG

Para medir el grado de polarización a la salida del **BSP**¹ se realizaron las pruebas correspondientes a la comprobación de la ley de Malus dada por la ec.(4.1). Esta prueba se realizó para cada haz a la salida del **BSP**, la finalidad de esto era corroborar el grado de polarización dado por el divisor. Los resultados obtenidos se muestran en la fig.(4.2).

$$I(\theta) = I(0) \cos^2(\theta) \quad (4.1)$$

¹Para todas las abreviaturas utilizadas remitirse a la Tabla de abreviaturas y parámetros al inicio del documento

donde θ es el ángulo del analizador respecto a la polarización del haz incidente con intensidad $I(\theta)$, y $I(0)$ es la intensidad medida cuando los ejes de la onda incidente y del analizador se encuentran paralelos, es decir cuando $\theta = 0$.

El arreglo experimental que se utilizó se muestra en la fig.(4.1), en este se colocó una placa retardadora de un cuarto de onda con lo cual se hizo rotar la polarización original del haz (la cual corresponde a una polarización lineal horizontal) a una polarización lineal a 45° para de esta forma contar con ambas componentes del campo eléctrico. A continuación se colocó el **BSP** para separar el haz en 2, esto se realizó al ángulo de Brewster (Apéndice A.1) para la polarización de los haces de salida.

Para llevar a cabo esta prueba, se realiza un barrido de la intensidad de salida en el analizador, fig.(4.1), en función del ángulo θ que es el cambio de la intensidad detectada como función del grado de polarización del haz, esto se realizó en las 2 salidas del **BSP**.

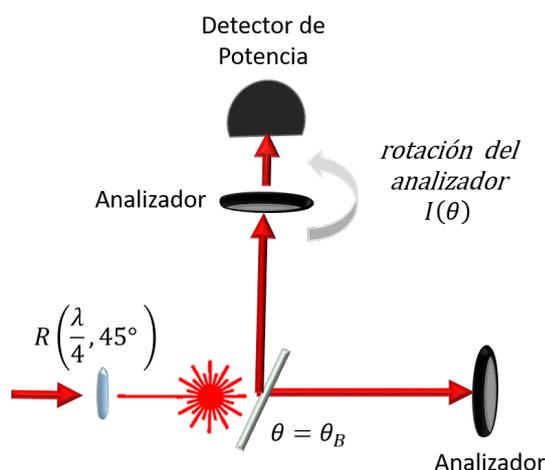


Figura 4.1: Esquema para la prueba de la Ley de Malus. Con el medidor de potencia íbamos recabando las variaciones de intensidad como función de θ .

Los resultados obtenidos para una primera prueba se muestran en la fig.(4.2), aquí se corrobora un desfase entre las señales de salida del **BSP** de $\Delta\varphi(\omega) = \frac{\pi}{2}$, esto nos indica que las dos señales de salida son perpendiculares. La variación en la amplitud de las 2 señales se debe principalmente al hecho de que en el arreglo se han utilizado 2 divisores de haz con un porcentaje de división diferente a 50:50, lo que implica que ambas señales tendrán diferentes proporciones en intensidad (este hecho será utilizado a nuestro beneficio dentro del arreglo del reconfigurador, como se verá más adelante). Asimismo, se observa que la señal de la componente paralela (línea roja) no logra extinguirse completamente al cruzar

4. RESULTADOS

por el analizador, esto se explica debido a que esta contiene componentes de polarización elíptica que no son polarizadas por el analizador. En consecuencia a lo anterior y para asegurar que se tienen polarizaciones, **S** y **P** puras a la salida del **BSP** se hará uso de un polarizador lineal *extra* como filtro de polarizaciones parásitas. [26]

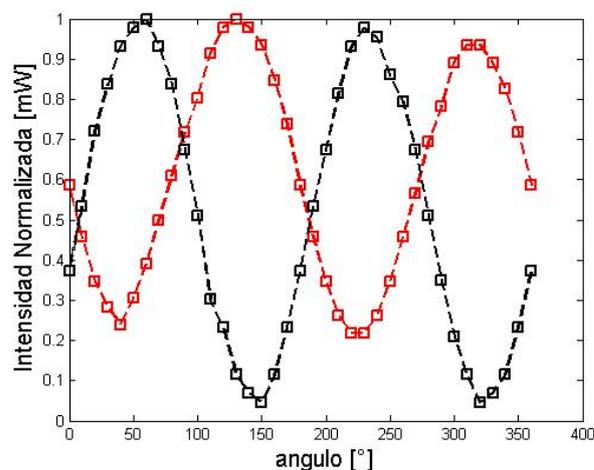


Figura 4.2: Prueba de Malus realizada al **BSP** para medir el grado de polarización, y así comparar los 2 haces de salida.

4.1.2. Resultados del Sistema Polliwog

Después de probar la funcionalidad del **BSP** se llevó a cabo la construcción del sistema POLLIWOG (Capítulo 2). El arreglo experimental se muestra en la fig. (4.3). Vemos que está conformado por un arreglo interferométrico y la línea de retardo (etiqueta de retardo) nos permite empatar los haces en tiempo y espacio. Se hizo uso de un espectrómetro *Ocean Optics HR2000+* [25], con el se colectaban los espectrogramas a partir de los cuales fue posible recuperar la fase espectral en las 2 salidas del sistema POLLIWOG, a las cuales nos referiremos como canal 1 y canal 2.

De esta forma, se organizaron algunas pruebas con elementos ópticos, para ver la fase que introducían estos al pulso. En uno de los casos se mantuvo el experimento sin elementos ópticos externos, en una segunda y tercera prueba se introdujo una placa multiorden así como lámina delgada de mica, que es un medio birrefringente.

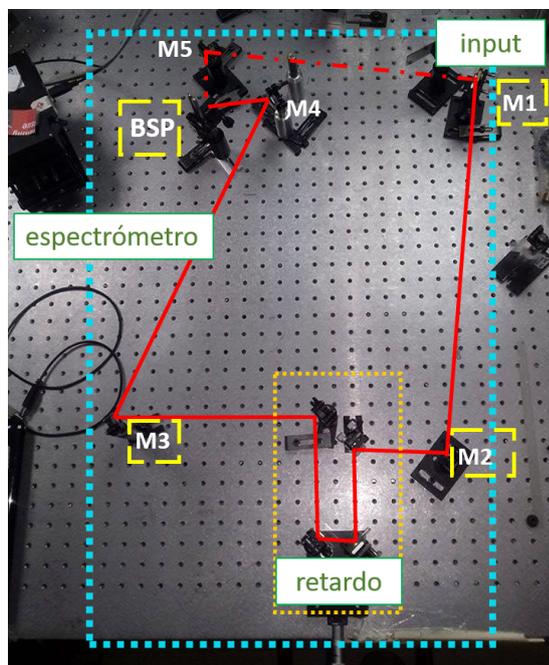


Figura 4.3: *Sistema POLLIWOG.*

En los siguientes resultados se utilizó el láser comercial de fs *MIRA 900* de marca *Coherent* (Ver B.1)

En la primera prueba no se introdujo ningún elemento óptico externo (extra) a los estrictamente necesarios del sistema POLLIWOG. En la fig.(4.4), se muestra el espectrograma obtenido a la salida del canal 1. Asimismo se muestra la gráfica de la fase espectral recuperada en este caso. Los cambios de fase espectral que se obtuvieron se encuentran en el rango de $\approx 12^\circ$.

Análogamente, para la misma prueba pero detectando en el canal 2, se muestra su espectrograma y la fase espectral recuperada, fig.(4.5). Para este análisis, los cambios máximos de fase espectral tuvieron un rango de $\approx 17^\circ$.

4. RESULTADOS

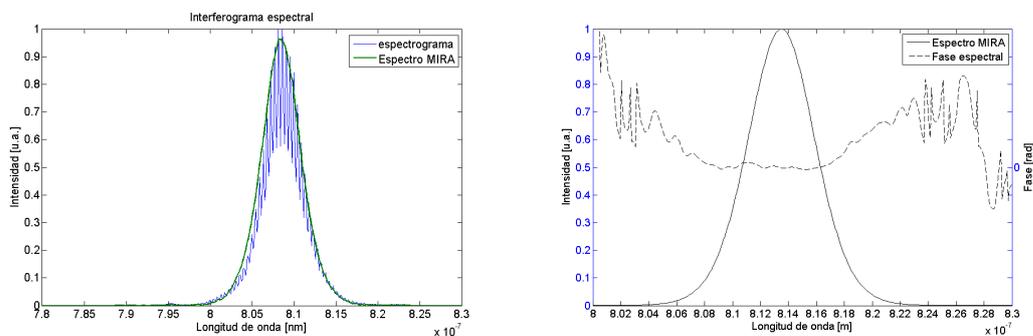


Figura 4.4: Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 1 ó componente S del campo eléctrico del pulso, teniendo camino libre de elementos ópticos externos. (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 1 (Der) Fase Espectral para este caso.

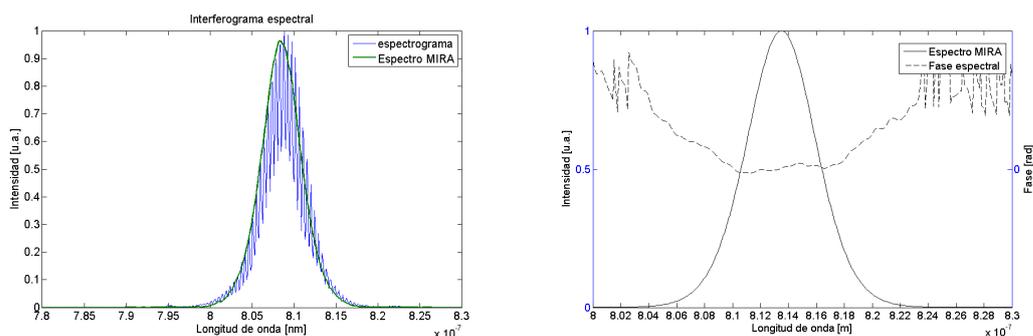


Figura 4.5: Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 2 ó componente P del campo eléctrico del pulso, teniendo camino libre de elementos ópticos externos. (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 2 (Der) Fase Espectral para este caso.

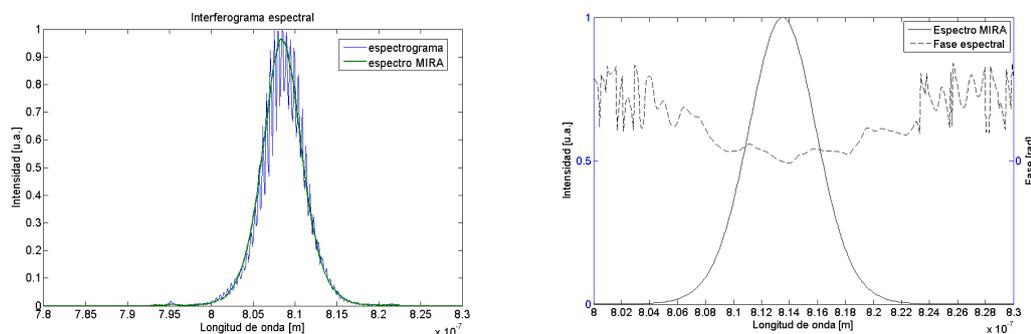


Figura 4.6: Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 1 ó componente S del campo eléctrico del pulso, introduciendo en el haz señal, una lamina delgada de *MICA*. (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 1 (Der) Fase Espectral para este caso.

PRUEBAS CON ELEMENTOS ÓPTICOS EXTERNOS

Como segunda prueba al sistema, se insertó dentro de canal 1 distintos elemento ópticos, los cuales esperabamos introdujeran distintas fases a los pulsos.

En primer lugar, se probó con una lámina delgada de mica, dicho material es un medio birrefringente, y se recuperó la fase espectral, así como los cambios al sistema.

Después, se cambió el pedazo de mica por una placa multiorden [27], similarmente se midieron los cambios de fase espectral para este caso. Se analizaron los cambios más significativos de fase obtenidos en cada caso, esto en función de las longitudes de onda donde se presentó un mayores cambio ó salto de fase.

En las fig.(4.6) y (4.7) se presentan los resultados obtenidos para el caso de la lámina de *mica*, esto para el canal 1 y 2, respectivamente. En ambos casos, se observa una variación en las frecuencias cercanas alrededor del centro del espectro, tomando como referencia la frecuencia central (ω_0). En el caso del canal 1 se puede observar que la variacion de fase, $\Delta\varphi$, alrededor de ω_0 corresponde a un comportamiento parecido a una función convexa.

Asimismo, en el canal 2 se tiene que en el mismo $\Delta\varphi$, alrededor de ω_0 , el comportamiento se asemeja a una función cóncava.

Los resultados obtenidos en este caso concuerdan con los resultados reportados en la literatura. En la fig.(4.8) se muestran dichas gráficas, y podemos notar en las componentes X y Y , comportamientos (izq.) convexos y forma cóncava (der.). Lo anterior, nos ayuda a afirmar la repetibilidad de la técnica.

4. RESULTADOS

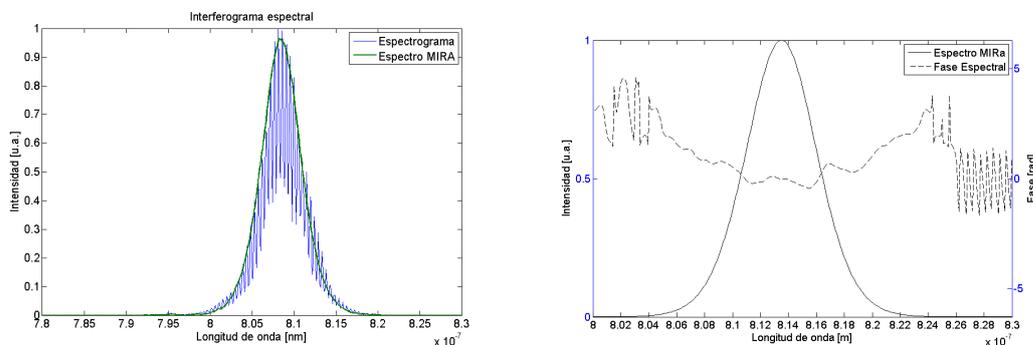


Figura 4.7: Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 2 ó componente *P* del campo eléctrico del pulso, introduciendo en el haz señal, una lámina delgada de *MICA*. (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 2 (Der) Fase Espectral para este caso.

Para el segundo caso, se probó un retardador multiorden¹. Los resultados para este en cada canal, se muestran en las fig.(4.9) para el canal 1 y fig.(4.10) para el canal 2, respectivamente. Es interesante resaltar que para la componente P de polarización, se presentó un rango más grande en el cambio de fase espectral comparado con la componente S. Lo anterior se muestra en la fig.(4.11), aquí se presenta un acercamiento a los cambios de fase espectral observados en la fig.(4.10). Se midió un salto de $\varphi(\omega_{min}) = -0.12$ rad @812.5 nm para un mínimo absoluto de la función hasta $\varphi(\omega_{max}) = 0.16$ rad @815.6 nm para el máximo absoluto de la función (línea azul).

Se calculó un rango neto de $\Delta\varphi = |\varphi(\omega_{max})| + |\varphi(\omega_{min})| = 0.28$ rad = 15.76° ; para la frecuencia central $\omega_0 = 813.5$ nm se recuperó un valor de $\varphi(\omega_0) = 0.028$ rad.

[h]

¹Multiorde waveplate

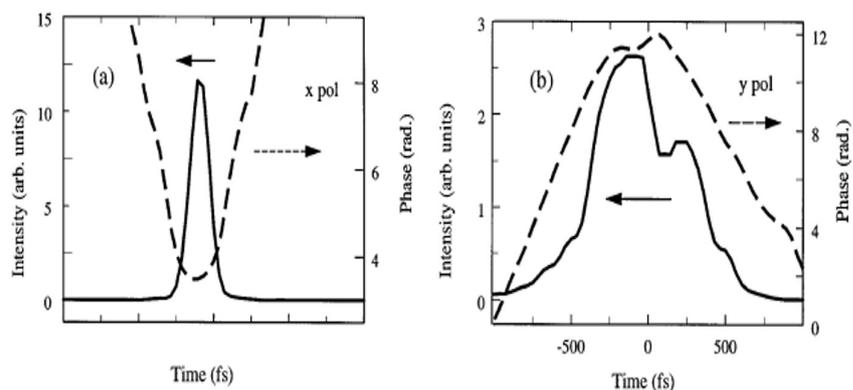


Figura 4.8: Comparación con los resultados reportados en la Literatura [4]

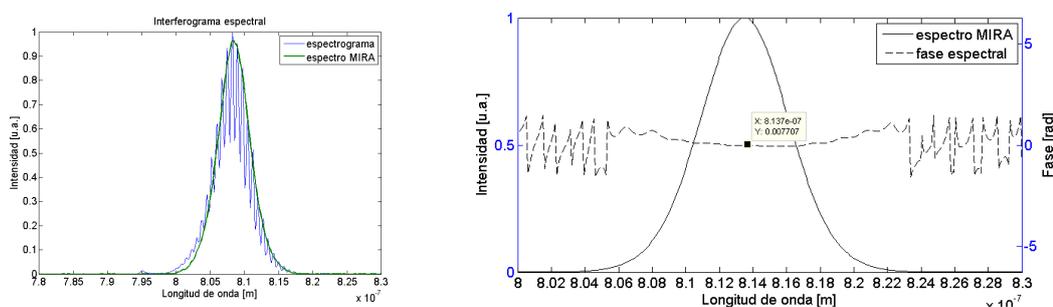


Figura 4.9: Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 1 o componente S del campo eléctrico del pulso, introduciendo en el haz señal, un **retardador multiorden**. (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 1 (Der) Fase Espectral para este caso.

4. RESULTADOS

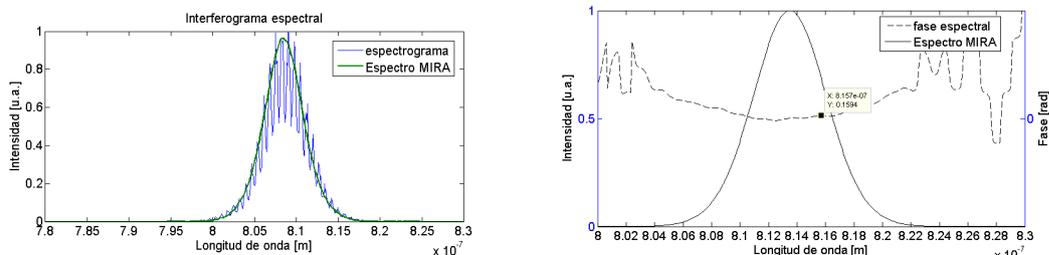


Figura 4.10: Prueba con el sistema POLLIWOG para el canal 2 ó componente P del campo eléctrico del pulso, introduciendo en el haz señal, un *retardador multiorden*. (Izq) Espectrograma obtenido para el Canal 2 (Der) Fase Espectral para este caso.

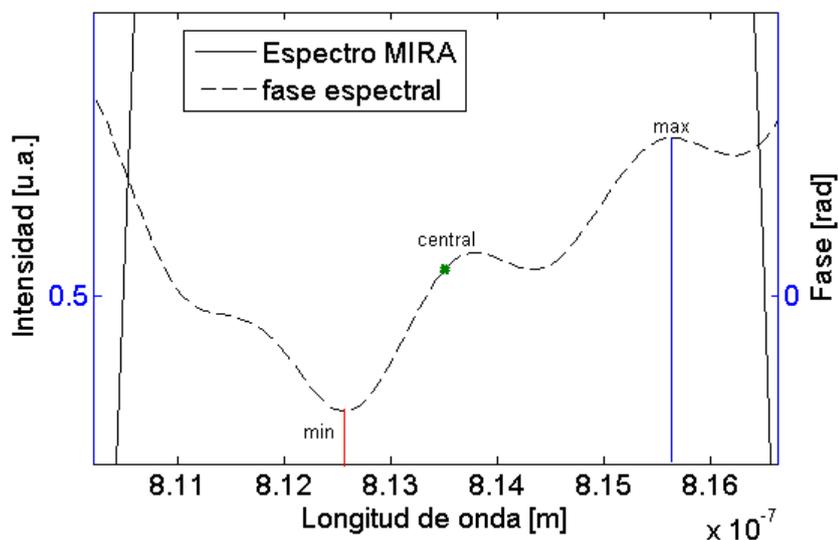


Figura 4.11: Se muestra un aumento a la fase recuperada. A partir de que se introduce el retardador multiorden al espectro.

4.2. Pruebas y resultados con el sistema POLLIWOG + Reconfigurador de Pulsos.

Como ya se detalló en el Capítulo 3, el sistema **POLLIWOG** se unió a un sistema de reconfiguración. En la fig.(4.12) se muestra el arreglo POLLIWOG + Reconfigurador, diseñado y construido en el Laboratorio de Sistemas Ópticos del CCADET-UNAM. En este sistema se utilizó una lente cilíndrica (L.C.) con distancia focal $f = 100$ mm y en su plano focal se colocó la **SLM**, esto para enfocar el espectro separado en frecuencias con una rejilla de difracción (**G**) de $600 \frac{\text{lineas}}{\text{mm}}$. El arreglo de C + G, conforma un sistema $4f$ que es, en esencia, nuestro reconfigurador de pulsos. En la fig.(4.13), se muestra con más detalle el reconfigurador, dentro de uno de los brazos del sistema POLLIWOG.

Cabe recordar (y recalcar) que se colocó una placa de media onda justo a la salida del láser de Ti:Zaf¹. El retardador de media onda fue rotado $\theta = 22.5^\circ$ que induce una polarización lineal a 45° esto para contar con componentes X y Y del campo eléctrico del pulso.

Como ya se habló en la sec. 3.1, los dispositivos ópticos **SLM**, generan un cambio en la retardancia en los pulsos, esta retardancia va a depender de la frecuencia, por lo que así es como se obtiene una reconfiguración de los pulsos, es decir, un pulso al que se le modifican sus parámetros principales, que como ya se dijo son la fase, la amplitud y la polarización.

Al inicio de las pruebas se monitorean los espectros de salida que se obtenían al salir por cada lado del **BSP**. En principio, esto nos daría información acerca de con qué espectro estamos iniciando la prueba y hacia dónde queremos llegar. Cabe mencionar que en principio dichos espectros no deberían cambiar, el cambio no-involuntario que se presenta es debido a que uno de los haces atraviesa un dispositivo de cristal líquido el cual si afecta a la forma del pulso, aunque en principio la forma del espectro no debería cambiar si sólo se introduce fase espectral al sistema.

¹Ver Sec.(B.3)

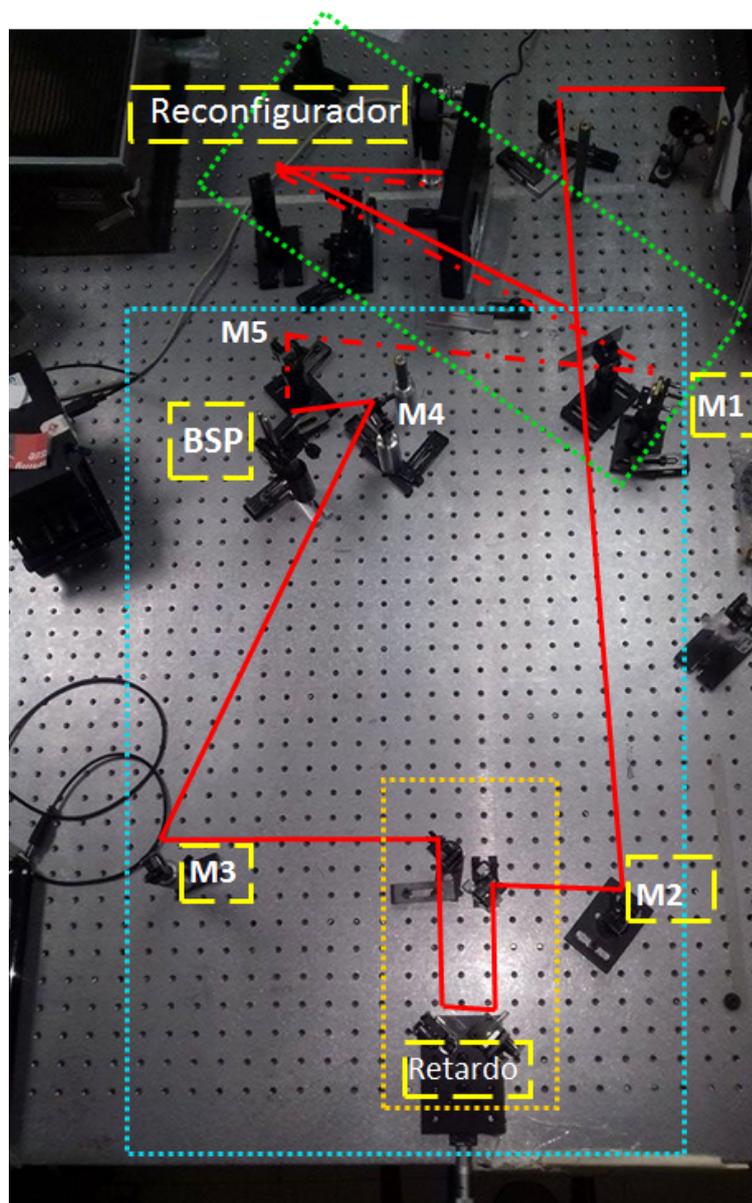


Figura 4.12: Arreglo experimental del reconfigurador-caracterizador de pulsos de fs, la línea punteada verde, engloba el arreglo correspondiente al reconfigurador, que se muestra en la siguiente figura con más detalle. Dentro del recuadro punteado azul se muestra el POLLIWOG acoplado.

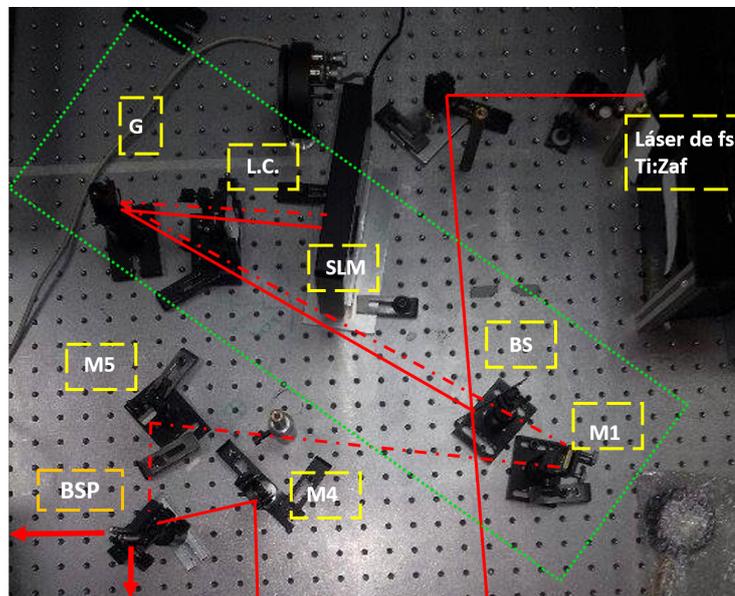


Figura 4.13: Reconfigurador 4f. Se muestra un zoom del reconfigurador, el cual está constituido por un modulador espacial de luz en modo reflexión (*SLM*), una rejilla de difracción (*G*) y una lente cilíndrica (*C*).

4. RESULTADOS

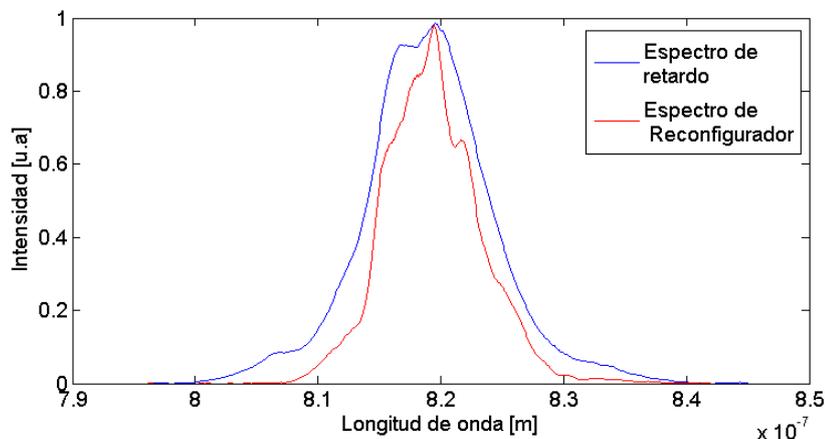


Figura 4.14: Comparación entre espectros de salida provenientes de la línea del Reconfigurador (rojo) y el de la línea de entrada. En este caso $r.m.s = 0.074$ nos habla de un cambio si bien no fatal, si significativo.

Se muestra una comparación entre el espectro que sale del brazo donde se sitúa el reconfigurador, como se muestra en fig.(4.13), y del espectro que sale de la línea de retardo, esto se muestra en la fig.(4.14). Con base en estos 2 ejemplos podemos, obtener la raíz cuadrada media, de acuerdo a la ec.(4.2). de 0.0736 que redondeando a las cifras significativas tenemos un valor de 0.044.

$$r.m.s. = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (Espectro_1 - Espectro_2)^2} \quad (4.2)$$

Otro ejemplo de esta comparación que se hizo fue la que se muestra en la fig.(4.15), en este caso el rms fue de 0.019 lo que indica un mayor traslape de espectro y su forma. Es importante agregar que la variación de los espectros, dependía tanto del TEM del láser como de la alineación, y ambos son muy sensibles a pequeños cambios. Lo importante es resaltar que a pesar del cambio en los espectros (línea de entrada y reconfigurador) estos contienen información suficiente y presentan calidad suficiente para posteriormente aplicar este haz a algún aplicación que se requiera.

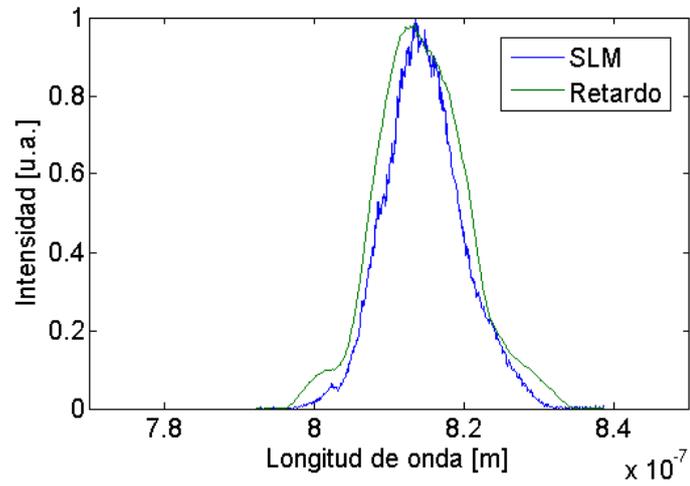


Figura 4.15: Se muestra otra comparación entre los espectros de la línea del reconfigurador y la línea de entrada, en este caso el $r.m.s = 0.019$, existe mayor preservación del espectro.

4. RESULTADOS

Al haber probado el estado de los espectros, empezamos la prueba con el SLM y para ello aplicamos distintos voltajes que podían ir de 0 a 5 V en DC, y de [0 a 4096] en voltaje digital con pasos de 12 bits.

A continuación se presentan los resultados obtenidos de acuerdo a un valor de voltaje dado, que a su vez introducía una retardancia determinada al espectro. Experimentalmente, la mayor o menor retardancia introducida al espectro (con un interferograma determinado) inducía cambios en la frecuencia de las franjas, disminuyéndola o aumentándola, siendo esta una prueba cuantitativa del efecto de retardancia.

En la fig.(4.16) se muestra la fase en el canal 1 introducida al pulso, así como su interferograma para ese caso. La fase espectral que se recupera presenta una forma cuádrlica que da indicio de la presencia de chirp lineal al pulso, lo cual era de esperarse. Lo anterior nos indica entonces que podemos introducir chirp al pulso (existen aplicaciones¹ en las que esto es lo que se requiere).

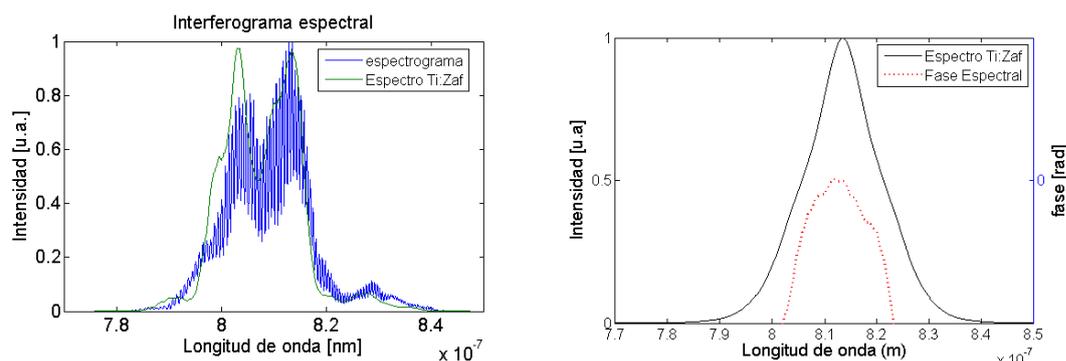


Figura 4.16: Prueba con el SLM introduciendo un voltaje digital de 1110. (Izq) Se muestra espectrograma para este caso, así como su espectro. (Der) Fase espectral recuperado, vemos que tiene una forma cuádrlica

Se buscó el voltaje que introducía la retardancia máxima, y en este caso corresponde a un voltaje digital de 1128. En la fig.(4.17) se muestra la fase espectral calculada, para (izquierda) canal 1 y (derecha) canal 2. El canal 2 presenta mayores variaciones en su fase, así como un número mayor de pequeños cambios o saltos, que probablemente se deban a la señal que llegaba en ese canal, pues al ser el canal de transmisión (para el reconfigurador) la señal en el canal 2 siempre presentaba cambios en su envolvente así como en la resolución de las franjas. Lo anterior se revisó en diversos artículos relacionados con este tipo de técnicas de reconfiguración. En este caso, la fase espectral para el canal 1 fue de 1.9 rad lo

¹ver Capítulo 5

que equivale a 108° ; para el canal 2 se midió una fase espectral de $2.2 \text{ rad} = 126^\circ$ medido a $1/e$.

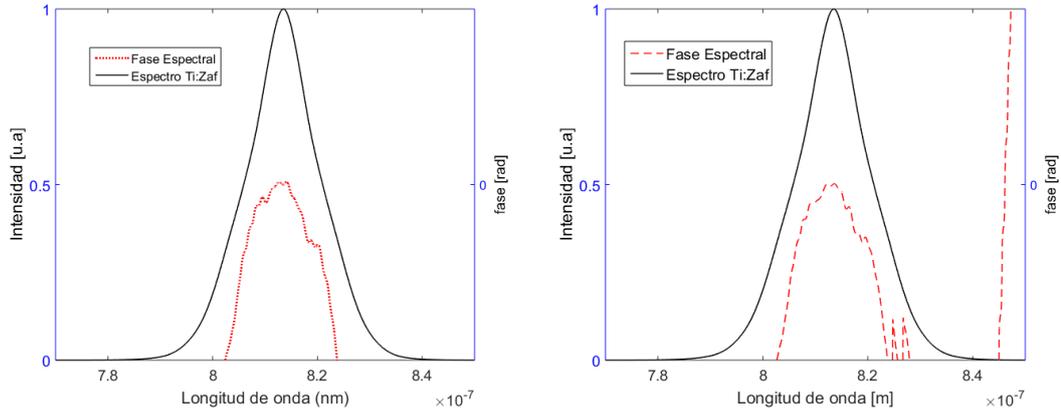


Figura 4.17: Prueba realiza introduciendo un voltaje digital de 1128, lo que corresponde a la máxima retardancia (Izquierda) Fase espectral para el canal 1 (Derecha) Fase espectral para el canal 2

En la fig.(4.18) se muestra una simulación del ensanchamiento que estaría sufriendo el pulso al atravesar el sistema. Esto es algo de esperarse puesto que dado que se está trabajando con pulsos cortos, y esta dispersión sería causada por el reconfigurador en el arreglo 4F.

Así, realizamos las mismas prueba para el caso de retardancia mínima, la cual correspondió a un voltaje digital de 1000. Lo que se puede observar es que a pesar de que los pulsos están experimentando la presencia del **SLM** su fase se mantiene, de acuerdo a los resultados obtenidos en las gráficas de la sección anterior. De esta forma al introducir esta retardancia, logramos recuperar la fase, lo que nos arroja confiabilidad en la técnica, al ser capaz de corregir la fase introducida por el propio elemento reconfigurador.

Sumando a esto, es importante recalcar que lo que único que bastaría realizar sería una calibración con base en esta fase introducida para poder lograr la reconfiguración de acuerdo a los requerimientos de la aplicación.

En este caso la fase espectral medida para el primer canal fue de $\text{rad } 0.04 \equiv 2.3^\circ @805 \text{ nm}$, $0.02 \text{ rad} @819.5 \text{ nm}$ lo que representa menos de un grado y una fase espectral de $0.15 \text{ rad} \equiv 8.6^\circ$ para 813 nm . Teniendo un rango dinámico de $\approx 6.5^\circ$.

Para el segundo canal se obtuvo una fase en radianes de: -0.04 , 0.08 y 0.07 , para las frecuencias de 805 , 813.5 y 819.5 nm , respectivamente. Donde el rango

4. RESULTADOS

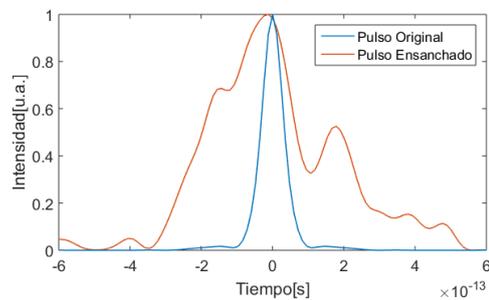


Figura 4.18: Al pasar por la SLM y la rejilla vemos que se genera un ensanchamiento temporal del pulso. En la gráfica vemos la reconstrucción del pulso en tiempo antes de entrar al sistema, y posteriormente se muestra la reconstrucción del pulso después de atravesar el sistema.

de cambio de fase es de aprox. 4° , lo cual nos hace pensar en una fase plana.

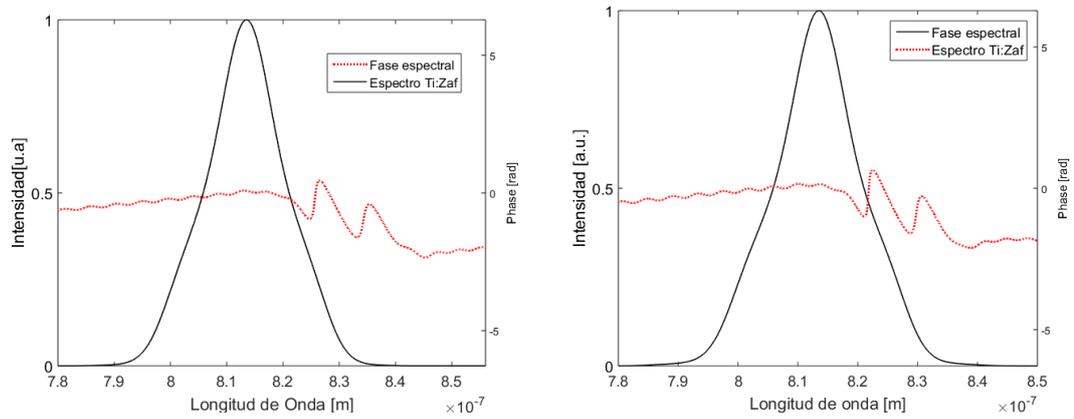


Figura 4.19: Resultados obtenidos con la mínima retardancia, obtenida con un voltaje digital de 1000. (Izq) Fase espectral del Canal 1 (Der) Fase espectral del Canal 2.

Capítulo 5

Aplicaciones

Entre las diversas aplicaciones que tenemos para la reconfiguración de pulsos y caracterización de pulsos, estas encuentran gran relevancia en los campos de la Femtoquímica, Femtobiología, Microscopía No-Lineal, Control Cuántico, etc.[1, 17-18]

A continuación, abordaremos algunos ejemplos particulares en las cuales la configuración o diagrama del arreglo experimental son, en general, con base en la lógica que se presenta a continuación. En la fig.(5.1) observamos un esquema en el que inicialmente se tiene un pulso de entrada (con las características dadas por sistema láser) el cual accede a lo que denotamos con el nombre de sistema, con la palabra *sistema* nos estaremos refiriendo a un experimento en el cual estemos interesados, y depende del campo en el que estemos trabajando por ejemplo: una reacción química (que ocurre a escalas de tiempo muy cortas ps-fs); la interacción de los pulsos con algún material que produzca señales lineales o no-lineales; análisis en muestras biológicas tales como tejidos o en muestras no-organicas (chips, antenas, etc); control activo o adaptativo en cambios de fases para elementos en estados líquido o gaseoso, entre muchas más.

Al salir del sistema, el esquema indica una etapa de detección que es simplemente el monitoreo de la señal generada por el sistema. El siguiente paso es la interpretación de esa señal, y es aquí donde va a existir un carácter de monitoreo inteligente, ya sea mediante un algoritmo de aprendizaje (redes neuronales, algoritmos genéticos, lógica difusa, etc) o en su defecto mediante la interacción directa por parte del experimentador.

A la salida del Recuadro de *Algoritmo de Aprendizaje* (Corresponde a la etapa de modificación) se debe discernir si se ha logrado el objetivo y en caso contrario, dotar de una fuente o pulsos de trabajo modificados que serán evaluados al interaccionar en el sistema, repitiendo así el proceso, el cual será iterativo hasta lograr el objetivo.

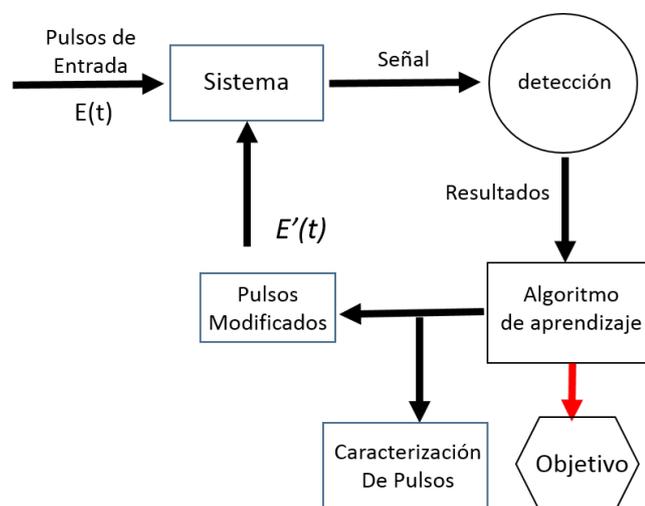


Figura 5.1: Esquema general para la aplicación de Reconfiguración y caracterización de pulsos ultracortos

5.1. Aplicaciones en la reconfiguración y caracterización de pulsos

Al final de la realización de este trabajo pudimos concluir que, efectivamente las técnicas de caracterización y de reconfiguración son útiles y recomendables, para aplicaciones experimentales donde el control fino de la polarización, fase espectral, amplitud y estructura de los pulsos es necesaria.

El principal beneficio que se encuentra en implementar estas técnicas en arreglos experimentales es precisamente la mejora en parámetros de resolución y contraste en la detección y resultados.

A continuación, planteamos de manera de ejemplo y de manera muy general, algunas de las posibles aplicaciones de nuestro sistema.

Este trabajo fue realizado con la intención de probar la técnica POLLIWOG que nos permitiera conocer información acerca del estado de polarización de los pulsos, esto mediante el conocimiento de la fase espectral de las componentes perpendiculares del campo eléctrico de los pulsos.

5.1.1. Control Cuántico-Adaptativo utilizando pulsos ultracortos

Uno de los grandes pioneros en la femtoquímica y control de polarización en pulsos ultracortos es el grupo de Físico-Química del Instituto de Würzburg, Alemania, a cargo del Prof. T. Brixner quien ha implementado técnicas de reconfiguración pulsos infiriendo directamente sobre el estaso de polarización de pulsos, así como de su caracterización simultánea de fase espectral, razón por la cual esto representa potenciales aplicaciones en el campo de la femtoquímica.[19]

Una de estas aplicaciones es el Control Cuántico Adaptativo, en el cual se reconfigura la fase de los pulsos con el fin de excitar de manera controlada ciertas moléculas o procesos químicos, y poder amplificar la señales obtenidas de estas, unicamente con la modificaciones de la fase y amplitud de los pulsos.

En la fig. (5.2). se muestra el diagrama de control adaptativo de un sistema cuántico, a partir de la reconfiguración de la fase espectral mediante algoritmos de aprendizaje usando un SLM (similar al arreglo de este trabajo). El experimento consiste en monitorear la señal de segundo armónico generada con los pulsos reconfigurados, y dado que se sabe bien que a mayor intensidad de segundo armónico menor ancho temporal (por el incremento de la potencia pico de los pulsos), se monitorea y optimizan las características y estructura de los pulsos de entrada al experimento mediante la aplicación de un reconfigurador 4-f (similar al del trabajo anteriormente desarrollado) y algoritmos genéticos/evolutivos para poder mejorar inteligentemente estos parametros, fig.(5.2). Finalmente, los pulsos tal cual esta siendo reconfigurados entran a un sistema de excitacion de elementos en fase liquida y gaseoso, que en este caso particular tal como se observa en la fig.(5.3).

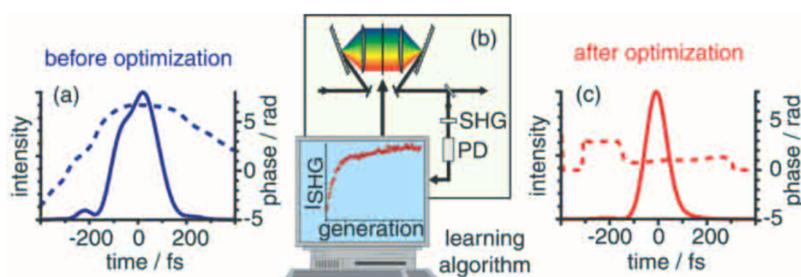


Figura 5.2: En el diagrama se muestra la corrección de fase espectral, mediante la optimización del SHG para poder introducir un chirp adecuado.[18]

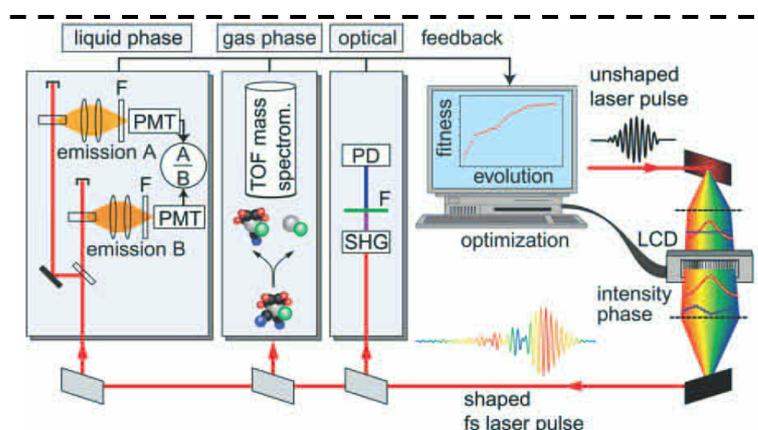


Figura 5.3: muestra el esquema experimental, en una primera etapa de introducen a la fase líquida y gaseosa los pulsos iniciales.

5.1.2. Control Cuántico utilizando pulsos ultracortos reconfigurados en Polarización

Las técnicas de reconfiguración de pulsos y su correspondiente caracterización para dos estados ortogonales del campo eléctrico han sido aplicados en el siguiente trabajo.[28]

En ese trabajo se demostró que el uso de la polarización de la luz dependiente del tiempo (reconfiguración de pulsos en pulsos muy cortos) abrió un nuevo nivel de control en sistemas cuánticos. En este trabajo, se utilizan moléculas de dímeros de potasio de un haz molecular supersónico y muestran que un los pulsos modificados en polarización aumentan el rendimiento de ionización más allá de lo que se obtiene de manera óptima con pulsos polarizados linealmente. Ellos explican que dado que las diferentes vías de ionización multifotónica en el potasio molecular involucran transiciones dipolares que favorecen diferentes direcciones de polarización del pulso incidente. Este experimento representa una extensión cualitativa de los mecanismos de control cuántico que abre nuevas direcciones dando acceso a la respuesta temporal tridimensional de los sistemas moleculares. En las figuras (5.4) se presenta el diagrama del arreglo experimental, en donde es muy importante recalcar que se sigue la lógica o diagrama de flujo mencionado anteriormente. En la fig.(5.5) se muestran los resultados obtenidos en ese trabajo.

5. APLICACIONES

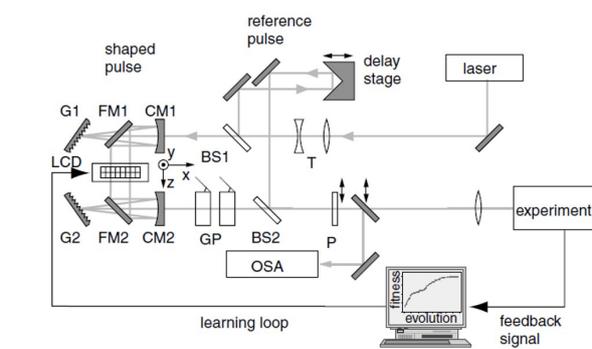


Figura 5.4: Arreglo experimental. Señalamos la presencia de todas la etapas mencionadas al principio de la sección.

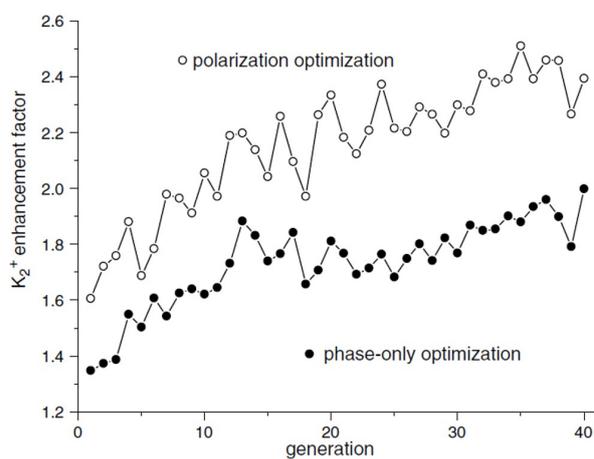


Figura 5.5: Optimización y mejoras en la ionización del potasio molecular a partir de la modificación de la polarización de los pulsos.

Conclusiones

En este trabajo se construyó un sistema dual de caracterización de fase espectral para pulsos ultracortos de femtosegundos conocido como POLLIWOG.

Se realizaron pruebas al sistema POLLIWOG, utilizando 2 fuentes de láseres Ti:Zaf, uno marca Coherent y otro de construcción casera (Apéndice B). De los resultados obtenidos para las componentes **S** y **P** del campo eléctrico (sec.4.1.2), se observó que las graficas de fase espectral presentan inflexiones convexas y cóncavas, respectivamente. Lo anterior es comparable con los resultados reportados por en los artículos [4, 26] con resultados similares.

Se introdujeron también distintos elementos ópticos para pobrar el sistema POLLIWOG, tales como placas retardadoras multiorden y orden zero así laminas birrefringentes donde también se pudo recuperar la fase introducida para ambas componentes ortogonales.

Se logró unir el sistema POLLIWOG a un sistema de reconfiguración de pulsos, el cual está estructurado por un arreglo 4-f, formado por un SLM colocado en el plano de Fourier (Capítulo 3), una lente cilíndrica y una rejilla de Difracción (de reflexión).

Respecto al reconfigurador, se introdujeron distintas funciones de retardancia a los pulsos introduciendo distintas fases espectrales.

En tiempo de cálculo para la fase espectral de cada canal, dado el algoritmo automatizado, era de unos minutos, siendo el proceso de adquisición de datos manual. De esto último podemos agregar que la adquisición se realizó manualmente, puesto que aumentar elementos ópticos al sistema (otro flip y unos cuantos espejos más en el arreglo) para la toma de datos, volvía la señal mucho más tenue al momento de la colección de datos. Sin embargo el proceso de análisis fue veloz lo que llevaba apenas un par de minutos, no así la alineación que dado su carácter espectral era sensible a diversos factores como movimientos ajenos al sistema y/o variaciones en los parámetros del láser.

Con lo anterior se puede concluir que se cumplió el objetivo del diseño y construcción del sistema dual de caracterización de pulsos de fs y su reconfiguración utilizando un SLM.

5. APLICACIONES

Entre las dificultades que se resolvieron y que vale la pena resaltar es el haber logrado la alineación completa del sistema que, como se ve en la sección 4.2., involucra el ensamble de muchos elementos ópticos que generan pérdidas significativas de intensidad, ensanchamiento temporal, entre otras. Un ejemplo de esto es el uso de la rejilla de difracción, que a pesar de ser un elemento dispersivo que genera considerables pérdidas de intensidad, esta fue la mejor opción para acceder al dominio de frecuencias, en comparación con los prismas, esto debido a las dimensiones requeridas por el instrumento y la simplificación de alineación.

—

Apéndice A

Conceptos básicos de polarización de una onda electromagnética

A.1. Ángulo de Brewster

Uno de los conceptos básicos [16] para la descripción de ondas electromagnéticas es la dependencia del ángulo de incidencia de una onda que viaja de un medio con índice de refracción, n_1 hacia un medio con índice n_2 . Cuando la onda incide sobre el plano a un ángulo particular, θ_B , se dice que se presenta el fenómeno de polarización por reflexión. Esto se puede entender considerando los coeficientes de Fresnel de una onda, ec.(A.1)-(A.4), de acuerdo a esto, si $\alpha_1 + \alpha_2 = 90$, entonces $r_{\parallel} = 0$.

$$r_{\parallel} = -\frac{\tan(\alpha_1 - \alpha_2)}{\tan(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (\text{A.1})$$

$$r_{\perp} = -\frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (\text{A.2})$$

$$t_{\parallel} = -\frac{2 \cos(\alpha_1) \sin(\alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2) \cos(\alpha_1 - \alpha_2)} \quad (\text{A.3})$$

$$t_{\perp} = -\frac{2 \cos(\alpha_1) \sin(\alpha_2)}{\sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \quad (\text{A.4})$$

El hecho de tener, $r_{\parallel} = 0$, implica que la luz reflejada no tendrá componente paralela de campo, por se dice está *linealmente polarizada*, fig.(A.1).

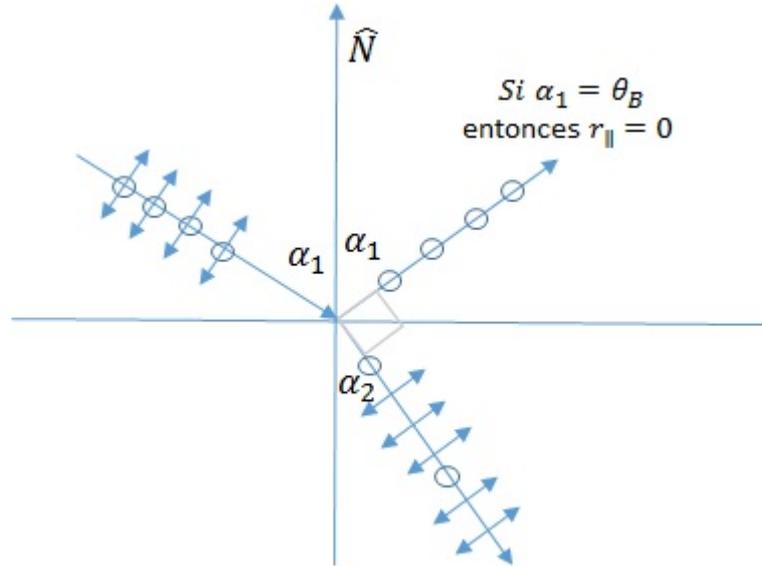


Figura A.1: Polarización por reflexión

Para determinar el ángulo, α_1 , a lo cual ocurre lo anterior, se utiliza la ley de Snell, ec.(A.5), de donde se tiene:

$$n_1 \sin(\alpha_1) = n_2 \sin(\alpha_2) \quad (\text{A.5})$$

$$n_1 \sin(\alpha_1) = n_2 \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha_1\right) \quad (\text{A.6})$$

$$n_1 \sin(\alpha_1) = \frac{n_2}{n_1} \cos(\alpha_1) \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\sin(\alpha_1)}{\cos(\alpha_1)} = \frac{n_2}{n_1} \quad (\text{A.8})$$

$$\alpha_1 = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (\text{A.9})$$

Finalmente, si se desea conocer el ángulo de polarización, ó ángulo de Brewster entre 2 materiales, se debe calcular la relación de la ec.(A.9).

A.2. Polarización de una onda

En la sección anterior se habló de la polarización de la luz por reflexión, es importante recalcar que apesar de que existen formas *naturales* en las cuales la

A. CONCEPTOS BÁSICOS DE POLARIZACIÓN DE UNA ONDA ELECTROMAGNÉTICA

luz se polariza el fenómeno de la polarización, puede ser inducido por elementos ópticos externos, un ejemplo de esto son la placas de cuarto de onda, de media onda, ó en general materiales birrefringentes, que son capaces de modificar o separar las componentes del campo eléctrico de una onda. En esta sección, se describen los tipos de polarización que puede tener una onda. [20]

A.2.1. Estados de Polarización de una onda.

A.2.1.1. Polarización Lineal

La forma más sencilla en el cual la luz se polariza es linealmente. Pensemos en una onda cualquiera, la cual expresamos como ec.(A.10):

$$\vec{E}(z, t) = E_x \cos(kz - \omega t + \delta_x) \hat{\mathbf{x}} + E_y \cos(kz - \omega t + \delta_y) \hat{\mathbf{y}} \quad (\text{A.10})$$

donde $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ es el vector de onda, $\omega = 2\pi\nu$ es la frecuencia angular de la onda y δ_x y δ_y es la fase de la componente x y y , respectivamente.

Se dice que la onda, presenta una **polarización lineal** si se cumple la condición (A.11) :

$$\delta = \delta_x - \delta_y = 0, \pi, \dots, n\pi \quad (\text{A.11})$$

Lo anterior, se encuentra ejemplificado en la fig.(A.2).a.

A.2.1.2. Polarización Circular

Las condiciones requeridas para considerar que una polarización es circular son dos: misma amplitud de campo eléctrico, es decir $E_x = E_y = E_0$. La otra condición es un valor de fase relativo, $\delta = \pm\frac{\pi}{2}$. En este caso, los signos se encuentran asociados a diferentes direcciones de rotación del campo, para el caso $\delta = \frac{\pi}{2}$ se dice que la luz presenta **polarización circular izquierda**. Por otra parte, si $\delta = -\frac{\pi}{2}$ entonces se dice que la luz presenta **polarización circular derecha**, fig.(A.2).b.

A.2.1.3. Polarización Elíptica

Este es la forma más general de polarización para una onda, pues inicialmente no se requiere, como en el caso de la polarización circular, que la amplitud de las componentes del campo eléctrico, E_x y E_y sean iguales. Por otro lado, la fase relativa δ puede tomar cualquier valor, excepto claro los valores particulares que se toman para la polarización lineal y polarización circular (derecha e izquierda), fig.(A.2).c.

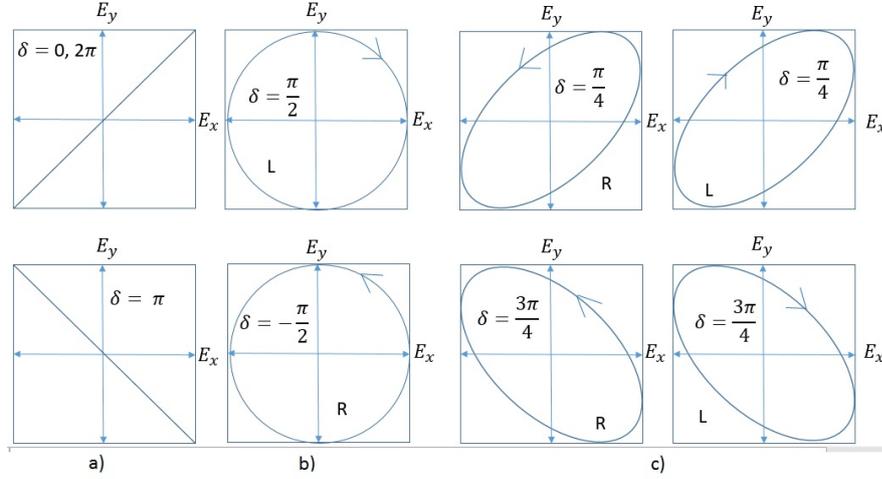


Figura A.2: estados básicos de polarización de una onda

A.3. Matriz de Müller para un retardador

Las matrices de Müller permiten describir a un objeto mediante sus características polarimétricas. A continuación se presenta un retardador con eje rápido a θ y retardancia de Φ :

$$M_R = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2(2\theta) + \cos\Phi \sin^2(2\theta) & (1 - \cos\Phi) \sin(2\theta) & \sin\Phi \sin(2\theta) \\ 0 & (1 - \cos\Phi) \sin(2\theta) & \sin^2(2\theta) + \cos\Phi \sin^2(2\theta) & \sin\Phi \cos(\theta) \\ 0 & \sin(\Phi) \sin(2\theta) & -\sin\Phi \cos\theta & \cos\Phi \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

Apéndice B

Fuentes Láseres de fs

Se utilizaron 2 fuentes láser de Titanio Záfiro (Ti:Zaf) de femtosegundos. La primera corresponde a un láser de fs *Mira 900* de la marca *Coherent* [21], que en la sec.(B.1) se describirá con más detalle. La segunda fuente corresponde a un láser de Ti:Zaf de construcción casera, desarrollado en el laboratorio de Sistemas Ópticos del Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico de la **UNAM** por el M. en I. Gustavo Castro Olvera.

B.1. Características de un láser de fs

Un láser es una cavidad resonante, donde debe de existir 3 elementos principales: Un resonador/cavidad, un medio de ganancia y una fuente de bombeo. Así, en los lasers de femtosegundos esto se sigue cumpliendo sólo que con ciertas particularidades extras. [22]

Por ejemplo, y dado que es nuestro caso, un láser de estado Solido como el Ti:Zaf, tiene como medio de ganancia un cristal de $Ti : Al_2O_3$.

Ambos láseres que fueron utilizados funcionan en forma pulsada mediante la técnica de Amarre de Modos (Mode Locking) por efecto de Lente Kerr [23], donde se aprovecha la suceptibilidad de tercer orden $\chi^{(3)}$ del medio de ganancia para generar un autoenfocamiento que permita generar los pulsos.

La forma de los pulsos para este trabajo, se supone con una envolvente gaussiana (ver Capítulo 1). Con la suposición anterior, se tiene una relación espacio-temporal, heredada del Principio de Incertidumbre de la Mecánica Cuántica [24], obtenemos dada por la ec.(B.1)

$$\Delta\tau\Delta\nu \simeq 0.411, \tag{B.1}$$

donde $\Delta\tau$ es el ancho temporal de los pulsos, $\Delta\nu$ es el ancho de banda espectral.

La ecuación anterior se conoce como relación de Fourier, y nos sirve para estimar la duración de un pulso sin *chirp*, limitado por su ancho de banda.

Otro parámetro muy importante de los láseres de fs, es la potencia pico alcanzada. Esta se puede entender como la energía por pulso en un intervalo $\Delta\tau$, donde este valor se obtiene de forma directa mediante la obtención de una autocorrelación, como ya se explicó en el capítulo 1. El valor de la energía por pulso va a depender tanto de la frecuencia de repetición (ν_r) como de la potencia promedio de salida del láser (P_p). Así, para el cálculo de la potencia pico se tiene la siguiente ec.(B.2):

$$E_p = \frac{P_p}{\nu_r} \quad (\text{B.2})$$

Finalmente, la potencia pico se obtiene de la ec. (B.2), entre el ancho temporal del pulso, ec. (B.3):

$$P = \frac{E_p}{\Delta\tau} \quad (\text{B.3})$$

donde E_p es la energía por pulso.

B.2. Mira 900 - Coherent

El láser Ti:Zaf *Mira 900 de Coherent*, fig.(B.1), presenta los parámetros que se resumen en la tabla (B.1).



Figura B.1: *Mira 900 de Coherent*

Parámetro	
Ancho Temporal - $\Delta\tau$	200 fs
Frecuencia de Repetición - ν_r	75 MHz
Ancho de banda - $\Delta\nu$	3 - 9 nm
Potencia de Bombeo	5-7 W
Potencia Promedio de Salida de Pulsos	0.2 - 1.1 W
Potencia Pico	50 kW
Energía por pulso	10 nJ

Tabla B.1: *Parámetros de Láser de MIRA 900 de Coherent*

B.3. Láser de Ti:Zaf - CCADET

Para esta fuente, los parámetros que se midieron fueron los que se muestran en el Cuadro (B.2). Además, en la fig.(B.2). se muestra una autocorrelación realizada por el autocorrelador construido por Los M. en I. Gustavo Castro y Jesús Delgado, se midió un $\Delta\tau \approx 38$ fs.

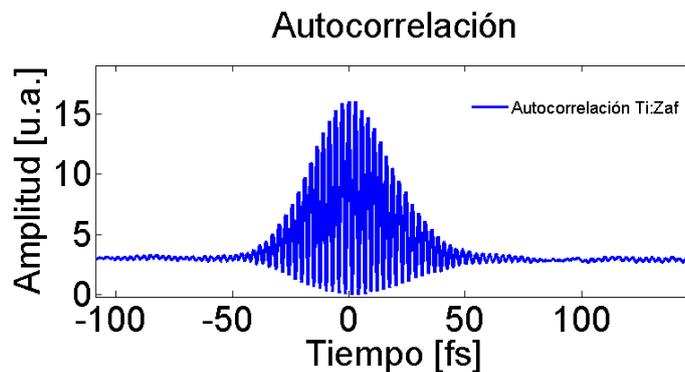


Figura B.2: *Autocorrelación del láser de Ti:Zaf de pulsos ultracortos. La autocorrelación se midió con un ancho temporal de 38 fs*

Parámetro	
Ancho Temporal - $\Delta\tau$	38 fs
Frecuencia de Repeticion - ν_r	138 MHz
Ancho de banda - $\Delta\nu$	35 - 40 nm
Potencia de Bombeo	7 W
Potencia promedio de salida de pulsos	0.8 - 1.6 W
Potencia Pico de pulsos	185 - 330 kW
Energía por pulso	6.5 - 11.5 nJ

Tabla B.2: *Parámetro del Láser de Ti:Zaf. El ancho temporal y ancho de banda es un promedio aproximado, la potencia promedio de salida funciona en ese rango, dependiente de las necesidades del experimento.*

Apéndice C

Modulador Espacial de Luz

El modulador espacial de luz que se utilizó para este trabajo, está formado por una máscara o pantalla de cristal líquido nemático (ver Capítulo 3) que permite modificar la fase y la amplitud de la luz que lo atraviesa, el modelo en este caso pertenece al grupo de SLM 128-VN. [15]

La máscara o pantalla del SLM tiene unas dimensiones de 12.8 mm x 5 mm. El tamaño de los píxeles corresponde a 5 mm con espacio entre píxeles de $2.0 \mu\text{m}$, y un tamaño de píxel de $100 \mu\text{m}$, las dimensiones de la pantalla así como su distribución se muestran en el esquema de la fig.(C.1).

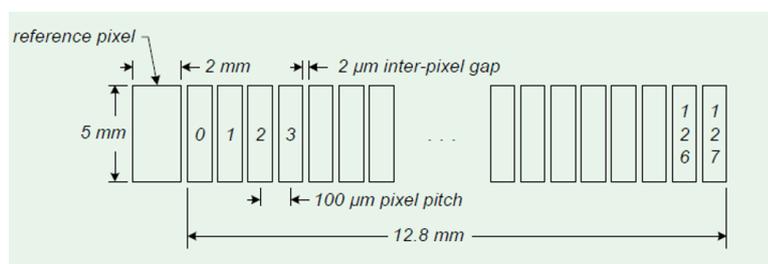


Figura C.1: *Tamaño de los píxeles de la SLM, así como su especificación y distribución, para este modulador.*

En la fig.(C.2), se muestra un esquema básico del arreglo del SLM. En este ejemplo, se presenta el caso cuando a la entrada y a la salida se colocan 2 polarizadores. EN la fig. también se retratan las dimensiones y separaciones desde la entrada del modulador hasta llegar a la máscara LCD, y después la distancia que se recorre hasta su salida. Remarcamos con amarillo las dimensiones correspondientes al modelo del SLM correspondiente. Además en la Tabla (C.1). se resume los parámetros técnicos más importantes del modular.

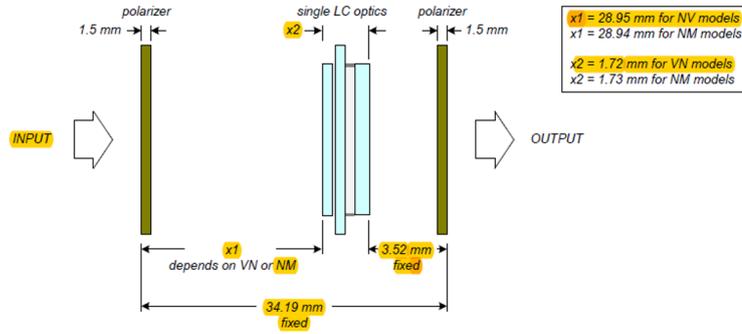


Figura C.2: Arreglo interno y dimensiones entr la salida y entrada del haz al SLM. Con subrayado amarillo se remarcan las dimensiones correspondiente al modelo SLM 128-VN

Parámetro	
Altura de la Máscara- Altura de pixel	5 mm
Tamaño de Pixel	$(100 \pm 0.005 \mu m)$
Espacio interpixeles	$2.0 \mu m$
Rango Espectral de trabajo	488 - 900 nm
Transmisión (VN)	> 88 por ciento
Rango de Daño por pulsos	$200 \frac{\mu J}{cm^2}$ @890 nm a 50 fs, 1KHz.

Tabla C.1: Principales parámetros del SLM 128-VN

Bibliografía

- [1] Abderrazzak D., Santamaria J., Femtochemistry and Femtobiology, Ed. World Scientific, 2002.
- [2] Trebino R., Frequency-Resolved Optical Gating: The measurement of Ultrashort Laser Pulses, Kluwer Academic, 2000.
- [3] Walmsley, I. A.; Wong, V. (1996), Characterization of the Electric Field of Ultrashort Optical Pulses, *J. Opt. Soc. Am. B*, **13** (11): 2453–2463
- [4] W. J. Walecki et. al., Characterization of the polarization state of weak ultrashort coherent signals by dual-channel spectral interferometry, *Optics Letters*, **22**, 1997.
- [5] Diels J.C., Rudolph Wolfgang, Ultrashort Laser Pulse Phenomena, 2^a, Elsevier, 2006.
- [6] Goodman, J.W., Introduction to Fourier Optics, McGraw-Hill, New York, 1968
- [7] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, and D. J. Kane, Measuring Ultrashort Laser Pulses in the Time-Frequency Domain Using Frequency-Resolved Optical Gating, *Review of Scientific Instruments* **68**, 3277-3295 (1997).
- [8] David N. Fittinghoff, Jason L. Bowie, John N. Sweetser, Richard T. Jennings, Marco A. Krumbügel, Kenneth W. DeLong, Rick Trebino, and Ian A. Walmsley, Measurement of the intensity and phase of ultraweak, ultrashort laser pulses, *Opt. Lett.* **21**, 884-886 (1996).
- [9] S. Kobayashi M. Takeda, H. Ina., Fourier-Transform method of fringe-

pattern analysis for computer-based topography and interferometry, Journal of the Optical Society of America, **72** (1), 1982.

[10] L. Lepetit, G. Chériaux, and M. Joffre, JOSA B. Journal of the Optical Society of America B; Vol. 12,; Issue 12,; pp. 2467-2474; (1995).

[11] A. Monmayrant et. al., A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **43**, 2010.

[12] A.M. Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators, Review of Scientific Instruments, **71**, 2000.

[13] Reyna M. I., Tesis de Licenciatura, UNAM-CCADET, 2015.

[14] Delgado A. J., Tesis de Maestría, UNAM, 2016.

[15] <http://dev.dwarfdog.com/meadowlark/>

[16] Hecht E., Optics, Addison Wesley 4^a Ed., 2002.

[17] Fermann M., Galvanauskas A., et. al, Ultrafast Lasers: Technology and Applications, Marcel Dekker, New York, Basel, 2003.

[18] Wollenhaupt M., Bayer T. and Baumert T., Control of ultrafast electron dynamics with shaped femtosecond laser pulses, 2014.

[19] T Brixner and G Gerber, Adaptive Quantum Control, Physica Scripta. Vol. T110, 101–107, 2004

[20] Goldstein D., Polarized Light, Marcel Dekker Inc., 2^a Ed., 2007.

[21] www.coherent.com/products/?1438/Mira-900

[22] Siegman A. E., Lasers, University Science Books, 1986.

[23] Rulliere C., Femtosecond Laser Pulses, Principles and Experiments, Springer, 2^a Edición, 2005.

[24] Griffiths D.J. , Introduction to Quantum Mechanics, 2^a Pearson Prentice Hall, 2004.

[25] <https://oceanoptics.com/product/hr2000-custom/>

[26] Schwarz C., Hüter O, Brixner T., Full vector-field control of ultrashort laser pulses utilizing a singles dual layer spatial light modulator in common path setup, *JOSA B.* **32** (5), 2015.

[27] <https://www.rp-photonics.com/waveplates.html>

[28] T. Brixner, G. Krampert, T. Pfeifer, R. Selle, and G. Gerber, Quantum Control by Ultrafast Polarization Shaping, *Physical Review Letter*, Volume 92 (**20**), 2004.