



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

CONTROL ACTIVO DEL ESTADO DE POLARIZACIÓN DE LAS  
COMPONENTES ESPECTRALES DE PULSOS DE FEMTOSEGUNDOS

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

PRESENTA:  
JESÚS DELGADO AGUILLÓN

TUTOR PRINCIPAL  
DR. JESÚS GARDUÑO MEJÍA  
CCADET-UNAM

MÉXICO, D.F., NOVIEMBRE 2015



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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

**JURADO ASIGNADO:**

Presidente: Dra. Rosete Aguilar Martha  
Secretario: Dr. Bruce Davidson Neil Charles  
Vocal: Dr. Garduño Mejía Jesús  
1<sup>er</sup>. Suplente: Dr. García Rocha Miguel  
2<sup>d o</sup>. Suplente: Dr. Rodríguez Herrera Oscar G.

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

**TUTOR DE TESIS:**

Jesús Garduño Mejía

---

**FIRMA**

*A la mujer más increíble del mundo, mi abuelita Lupita.*



# Agradecimientos

En primer lugar y como siempre, quiero agradecer a mi familia, mi papá Jesús, mi mamá Graciela, y mis hermanas Angélica e Idalia por su apoyo incondicional, y aguantarme tanto tiempo en mis días malos y buenos.

Agradezco a mi director de tesis el Dr. Jesús Garduño por su apoyo en la elaboración de este trabajo de investigación, y ayudarme en desarrollarme en otras áreas.

Se agradece el apoyo para la realización de este trabajo con el otorgamiento de fondos para la compra de equipo y materiales por parte de DGAPA-UNAM PAPIIT IG100615. y la beca que recibí por parte de CONACyT-.

Al Dr. Roberto Ortega que un buen día me dijo que haga lo que haga, lo hiciera con pasión. Y es algo que estaba olvidando, gracias Roberto.

Al equipo Michelson-E formado por Eric, Lalo, Zuñiga y Éléázár, y también un colado llamado Andric que con los kenfuchis, carnes asadas y partidas de smash (Kirby Americanista wins) son y serán una buena combinación de dosis de diversion.

A la banda del lab de pulsos (Gus, Ramiruchis, Itzel, Benjas, Luis, Pablo y Catalina) y también a Jenny, Juan, Kris (prietosmashero) Migue chido y también el no chido que no haber sido por ellos hubiera terminado mi tesis 6 meses antes.

Agradezco a cada uno de mis sinodales, por sus observaciones y recomendaciones que realizaron sobre mi trabajo.

A la Universidad Nacional Autónoma de México, a la Facultad de Ingeniería, y al CCADET por darme la oportunidad de continuar con mi formación académica.

# Resumen

En este trabajo se construyó un sistema para el control de los estados de polarización de las componentes espectrales de pulsos de femtosegundos basado en un reconfigurador de pulsos en un arreglo  $2f$ . Este trabajo también incluye el desarrollo de 3 distintos algoritmos de control (*soft computing*, *algoritmo de enjambre*, *redes neuronales*), así como la implementación en 3 diferentes aplicaciones (ajuste a perfiles espectrales, análisis de cambios de retardancia en materiales birrefringentes, y empatamiento de fases). Debemos resaltar la capacidad del sistema para poder generar pulsos con cierta retardancia espectral deseada, así como también poder recuperar la información de la retardancia de sistemas de los cuales no tenemos información.





# Introducción

En los últimos años el uso de láseres de femtosegundos se ha vuelto cada vez más común, y es que la corta duración de los pulsos junto con potencias pico muy altas dan acceso a fenómenos que anteriormente eran inaccesibles. Algunas de estas aplicaciones son: espectroscopia de resolución temporal, generación de plasmas, cirugía médica, y otras más [1].

Sin embargo, para ciertas aplicaciones es necesario pulsos altamente estructurados, con cierta fase, perfil temporal y polarización [1, 2, 3]. A partir de esta necesidad radica la motivación en la reconfiguración de pulsos. Debido a las duraciones temporales del orden de femtosegundos ( $10^{-15}$  seg), en la actualidad no se cuentan con dispositivos electrónicos que tengan respuestas tan rápidas, para manipular el pulso de manera directa, por lo que se recurre a técnicas que combinan óptica y electrónica. Esto requiere de manipular parámetros del pulso en el dominio espectral (fase, amplitud y polarización). Esto se puede lograr por medio de un arreglo 4f colocando un modulador en el plano de Fourier del arreglo, tales como: pantallas de cristal líquido (LC o 2D LC), moduladores acústico-óptico (AOM) o espejos deformables (MMDM o MEMM) [4].

El control de los estados de polarización es de gran importancia en aplicaciones donde se requiere de un control a nivel cuántico. La femtoquímica es el campo de conocimiento que se encarga del estudio de la interacción de moléculas con pulsos de femtosegundos. Lo que deja claro que un control de la polarización de pulsos de femtosegundos nos puede ayudar a conocer y caracterizar efectos cuánticos en moléculas o átomos [2, 5, 6, 7].

El objetivo de este trabajo es:

- El desarrollo de un sistema de control activo del estado de polarización de las componentes espectrales de pulsos de femtosegundos.
- La aplicación y evaluación de 3 algoritmos inteligentes de control en lazo cerrado.
- Aplicación en el diseño del perfil espectral, estudio de la birrefringencia introducida y mejoramiento de la condición del empatamiento de fases en un cristal no lineal.

El contenido de este trabajo está organizado de la siguiente manera: En el Capítulo 1 damos una representación matemática de los pulsos y sus estados de polarización. En el Capítulo 2 se describe la teoría del funcionamiento, así como la caracterización del modulador espacial de cristal líquido utilizado en el reconfigurador de pulsos. El diseño del arreglo para la manipulación de los estados de polarización, como también la caracterización son presentados en el Capítulo 3, mientras que en el Capítulo 4 se presentan los algoritmos utilizados para el control del reconfigurador, junto con algunos resultados de simulación y experimentales. Finalmente en el Capítulo 5 se presentan los resultados obtenidos de la implementación del reconfigurador en algunas aplicaciones, así como las conclusiones finales del trabajo.

# Índice general

<b>Índice general</b>	<b>XI</b>
<b>1. Pulsos Láser de Femtosegundos</b>	<b>1</b>
1.1. Descripción Matemática de un Pulso de Femtosegundos . . . . .	1
1.1.1. Dominio Temporal . . . . .	2
1.1.2. Dominio Espectral . . . . .	3
1.1.3. Duración del Pulso y Ancho Espectral . . . . .	8
1.2. Polarización de Ondas Electromagnéticas . . . . .	9
1.3. Representación Matemática del Estado de Polarización de un Pulso de Femtosegundos . . . . .	12
1.3.1. Métodos de Caracterización . . . . .	14
<b>2. Moduladores Espaciales de Cristal Líquido (SLM-LC)</b>	<b>17</b>
2.1. Cristales Líquidos . . . . .	18
2.2. SLM-128-A-VN . . . . .	20
2.2.1. Modulación de Amplitud y Polarización . . . . .	21
2.2.2. Modulación de Fase . . . . .	23
2.3. Caracterización del SLM-LC-128-A-VN . . . . .	24
2.3.1. Función Generalizada de Retardancia . . . . .	27
<b>3. Reconfigurador de Polarización de Pulsos Ultracortos</b>	<b>29</b>
3.1. Plano de Fourier de Cero Dispersión . . . . .	29
3.2. Reconfigurador de los Estados de Polarización . . . . .	31
3.2.1. Calibración del Sistema . . . . .	33

<b>4. Algoritmos de Control</b>	<b>35</b>
4.1. Algoritmos Inteligentes . . . . .	35
4.1.1. Soft Computing . . . . .	36
4.1.2. Algoritmo de Enjambre (Swarm Algorithm) . . . . .	39
4.1.3. Red Neuronal Artificial (RNA) . . . . .	42
4.2. Resultados . . . . .	46
4.2.1. Simulación . . . . .	46
4.2.2. Experimental . . . . .	48
4.3. Conclusiones . . . . .	51
<b>5. Resultados</b>	<b>53</b>
5.1. Estados de Polarización de un Láser de Femtosegundos . . . . .	54
5.2. Caracterización de Retardancia Inducida por Materiales Birrefringentes	58
5.3. Generación de Pulsos con Polarización Estructurada . . . . .	66
5.4. Optimización de la Generación de Segundo Armónico (Empatamiento de fases) . . . . .	69
5.5. Conclusiones . . . . .	76
<b>A. Algoritmos de Programación</b>	<b>79</b>
A.1. Programación en LabVIEW® . . . . .	79
A.2. Programación en Matlab® . . . . .	79
A.2.1. Simulación de redes neuronales para el ajuste de un perfil de intensidad . . . . .	80
A.2.2. Simulación del algoritmo de enjambre para el ajuste de un perfil de intensidad . . . . .	82
A.2.3. Programa del cálculo de la retardancia a partir de la función generalizada de retardancia para el SLM-LC . . . . .	84
A.2.4. Programa del cálculo de voltajes a partir de la función gene- ralizada de retardancia para el SLM-LC . . . . .	85
A.2.5. Programa para la reconstrucción temporal y de los estados de polarización del pulso . . . . .	86
<b>B. Generación de Pulsos Láser de Femtosegundos</b>	<b>89</b>
B.1. Amarre de Modos . . . . .	89
B.2. Láser Titanio-Zafiro . . . . .	91

---

<b>C. Generación de Segundo Armónico</b>	<b>95</b>
C.1. Óptica No Lineal . . . . .	95
C.2. Segundo Armónico (SHG) . . . . .	96
C.3. Empatamiento de Fase (phase matching) . . . . .	97
<b>D. Hojas de Datos</b>	<b>101</b>
D.1. Manual de SLM-128-A-VN . . . . .	101
D.2. Manual de Espectrómetro Ocean Optics HR2000+ . . . . .	104
<b>Bibliografía</b>	<b>107</b>



# Pulsos Láser de Femtosegundos

En este Capítulo daremos una descripción matemática de los pulsos láser de femtosegundos tanto en el dominio temporal como en el dominio espectral y como describir y caracterizar los estados de polarización de pulsos de femtosegundos.

## 1.1. Descripción Matemática de un Pulso de Femtosegundos

Un pulso de luz de femtosegundos es un paquete de muy corta duración de una onda electromagnética, la cual tiene una dependencia espacial y temporal. Un pulso se puede describir de forma matemática como una onda sinusoidal que representa al campo eléctrico modulada por una envolvente que dota de un perfil de amplitud al pulso de luz [8].

$$E(t) = \mathcal{E}(t)e^{i\omega_\ell t}e^{i\phi(t)}e^{i\phi_0}. \quad (1.1)$$

En la ecuación (1.1) hace una descripción completa del campo eléctrico de un pulso láser, donde  $\mathcal{E}(t)$  es el perfil temporal del pulso,  $\omega_\ell$  corresponde a la frecuencia central de la onda portadora,  $\phi(t)$  es la fase temporal y  $\phi_0$  es la fase inicial (CEP).

Consideremos un pulso láser con fase temporal constante y una fase inicial igual a cero. Si calculamos su transformada de Fourier, podemos obtener una expresión



en el espacio de las frecuencias, lo cual es muy conveniente ya que para tiempos tan cortos resulta imposible analizar o modificar parámetros del pulso en el dominio temporal. Trabajar en el dominio de las frecuencias es más factible gracias a la tecnología con que contamos actualmente.

$$E(\omega) = \mathcal{F}\{E(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} E(t)e^{i\omega t} dt = |\mathcal{E}(\omega)|e^{i\varphi(\omega)} \quad (1.2)$$

De la ecuación (1.2) vemos que existen dos componentes espectrales principales de un pulso, que son: amplitud espectral ( $|\mathcal{E}(\omega)|$ ) y fase espectral ( $\varphi(\omega)$ ) [8]. A continuación profundizaremos en la importancia de estos parámetros tanto en el dominio temporal como espectral.

### 1.1.1. Dominio Temporal

Uno de los parámetros de gran importancia y que puede ser medible es la intensidad del pulso, esta la podemos definir como:

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

A partir de este dato podemos conocer la duración temporal del pulso y su perfil.

Otro de los parámetros es la fase, dado que estamos usando una representación compleja del campo eléctrico, es posible obtener la fase de la siguiente forma:

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

Debemos tener cuidado de no confundir esta fase con la fase temporal del pulso. Si prestamos atención en la ecuación (1.1) tenemos tres términos de fase, por lo que en esta fase  $\phi$  tenemos todos esos términos dentro de ella.

$$\phi = \omega t + \phi(t). \quad (1.5)$$

A esta fase  $\phi$  le llamamos **fase total**, de la cual es posible separar los dos términos de la ecuación (1.5) para así obtener la información sobre la fase temporal que es de suma importancia en la caracterización de pulsos [9]. De la fase total es posible definir la frecuencia instantánea del pulso como:

$$\omega_{inst}(t) \equiv \omega_\ell + \frac{d\phi(t)}{dt}. \quad (1.6)$$

Mientras que la fase temporal podemos describirla en términos de una serie de Taylor.

$$\phi(t) = \phi_0^0 + \phi_0^1(t - t_0) + \frac{1}{2}\phi_0^2(t - t_0)^2 + \frac{1}{6}\phi_0^3(t - t_0)^3 + \dots + \frac{1}{n!}\phi_0^n(t - t_0)^n, \quad (1.7)$$

donde  $\phi_0^0 = \phi(t_0)$  y  $\phi_0^n = (d^n\phi/dt^n)_{t_0}$ .

Un método para modular fase en el dominio temporal es implementando la técnica de automodulación de fase (SPM)[10], que consiste en incidir el pulso con longitud de onda central  $\lambda_0$  en un medio óptico con espesor  $d$  y con índice de refracción dependiente del tiempo  $n(t)$  que puede deberse a efectos no lineales en el material por la presencia de altas intensidades generadas por el mismo pulso. Este cambio de fase esta descrito por la ecuación 1.8.

$$\phi(t) = -k(t)d = -\frac{2\pi}{\lambda_0}n(t)d. \quad (1.8)$$

### 1.1.2. Dominio Espectral

De manera análoga al dominio temporal, en el dominio espectral definimos la intensidad espectral como:

$$S(t) = |E(\omega)|^2 \quad (1.9)$$

Este parámetro se puede medir sencillamente con un analizador de espectro o espectrómetro, en la siguiente sección se explicará cómo el perfil espectral y temporal están relacionados y cómo es posible, bajo ciertas condiciones, estimar la duración de los pulsos a partir de su ancho espectral.

Otro parámetro que define al pulso es la fase espectral la cual definimos de la siguiente forma:

$$\varphi_0 = \arctan \left\{ \frac{Im[E(\omega)]}{Re[E(\omega)]} \right\}. \quad (1.10)$$

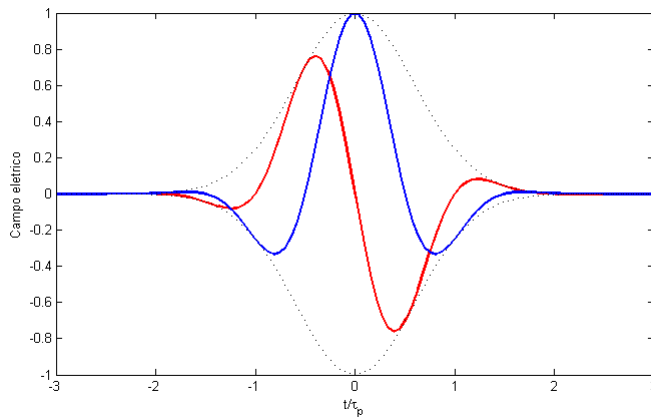
Esta cantidad puede ser medida usando ciertas técnicas de caracterización (TAD-

POLE, FROG, SPIDER) [9]. Al igual que con la fase temporal es posible describir la fase espectral en una serie de Taylor:

$$\varphi(\omega) = \varphi_0^0 + \varphi_0^1(\omega - \omega_\ell) + \frac{1}{2}\varphi_0^2(\omega - \omega_\ell)^2 + \frac{1}{6}\varphi_0^3(\omega - \omega_\ell)^3 + \dots + \frac{1}{n!}\varphi_0^n(\omega - \omega_\ell)^n, \quad (1.11)$$

donde:  $\varphi_0^0 = \varphi(\omega_\ell)$  y  $\varphi_0^n = (d^n\varphi/d\omega^n)_{\omega_\ell}$ .

A continuación analicemos cada término de la fase espectral y cómo se relaciona con la fase temporal del pulso, y veremos que es una de las componentes que más influyen en el perfil de un pulso.



**Figura 1.1:** El campo eléctrico y la envolvente (línea punteada) de dos pulsos con distinta fase absoluta. La gráfica azul corresponde a una fase CEP=0 rad y muestra una oscilación coseno. La gráfica roja corresponde a una fase CEP= $\pi/2$  rad y muestra una oscilación seno.

### Fase de orden cero o Fase absoluta ( $\phi_0^0$ )

También es conocida como la fase de la señal portadora (CEP), la cual corresponde a la diferencia de fase entre la envolvente del campo eléctrico y su portadora. Esta fase tiene un papel clave en interacciones no-lineales como la generación de segundo armónico (SHG) [8]. Es fácil de observar el efecto de esta fase cuando la envolvente del pulso es suficientemente corto como para que existan solo unas cuantas oscilaciones del campo eléctrico dentro de ella. Como se puede observar en la Figura 1.1 tenemos dos tipos de pulsos al tener dos distintas fases absolutas en un

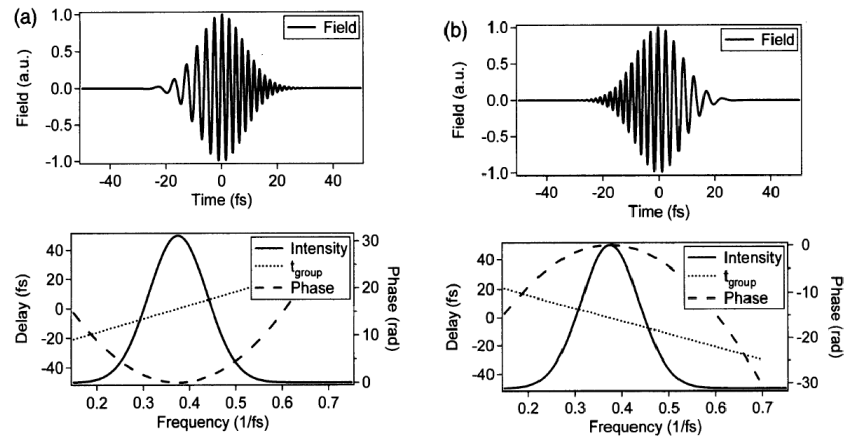
pulso del mismo ancho temporal.

### Fase de primer orden o Corrimiento en frecuencia ( $\phi_0^1$ )

Esta fase es simplemente el retraso entre el pulso y un origen arbitrario en el tiempo. Corresponde al término lineal de la ecuación y es fácilmente medible con un espectrómetro [4].

### Fase de segundo orden o Chirp lineal ( $\phi_0^2$ )

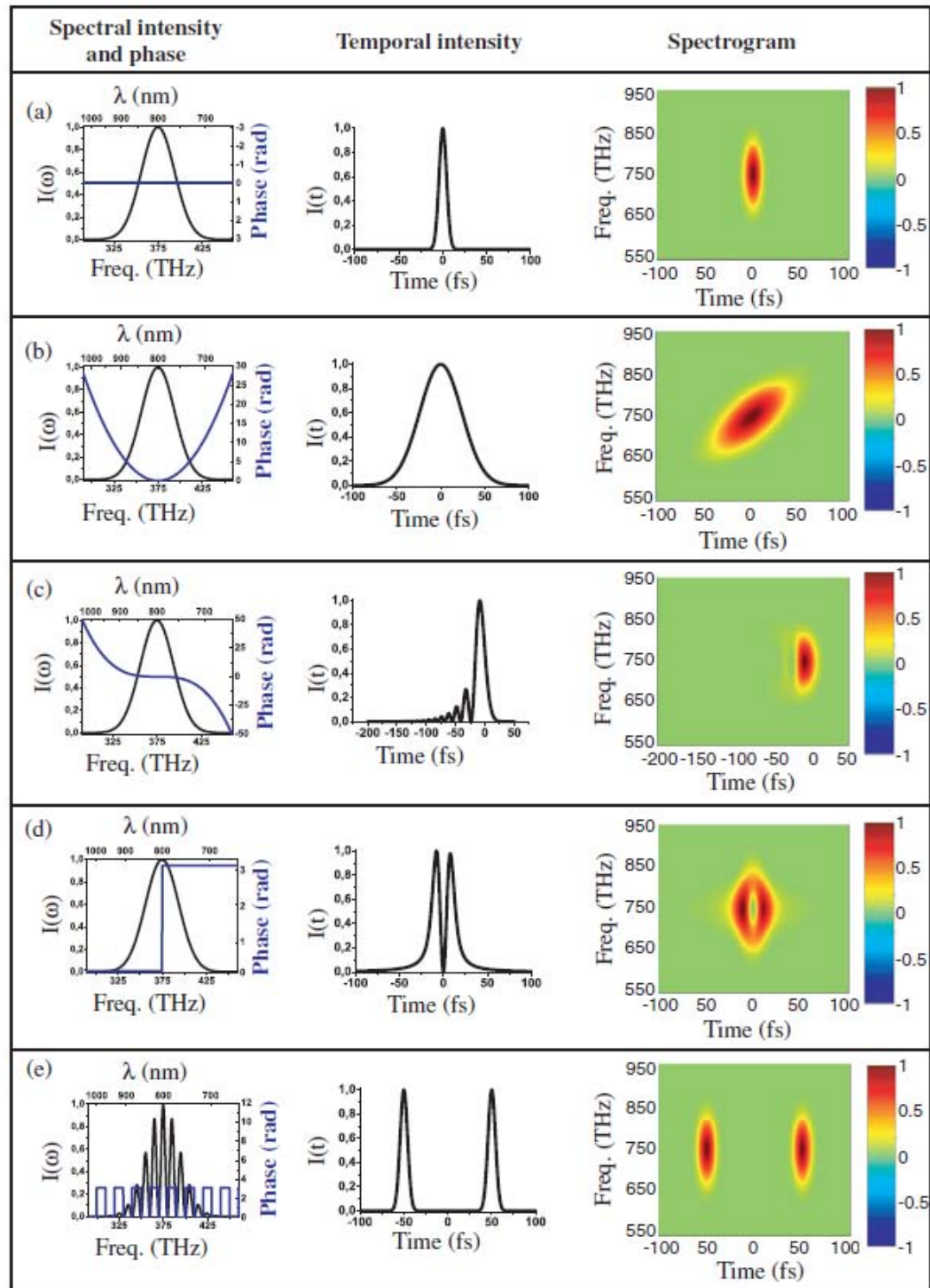
Esta fase de segundo orden es la encargada de producir chirp lineal en un pulso. Se puede observar un aumento lineal en la frecuencia al aumentar el tiempo. Visto de otra forma, cada frecuencia que compone al pulso experimenta un retardo que incrementa linealmente al avanzar en el espectro. Cuando  $\varphi_0^{(2)} \gg \Delta t_{TF}^2$  donde  $\Delta t_{TF}^2$  es la duración del pulso limitado por Fourier, se obtiene un chirp con una frecuencia instantánea dada por  $\omega(t) = \omega_0 + \varphi_0^2$ . En la Figura 1.2 se muestran ejemplos de un pulso con chirp lineal positivo y negativo.



**Figura 1.2:** a) Pulso de 20 fs con chirp lineal positivo, b) pulso de 20 fs con chirp lineal negativo. En la parte superior se muestra el campo eléctrico, mientras que en la parte inferior se muestran la intensidad espectral, la fase espectral y la velocidad de grupo  $t_{group} = d\varphi/d\omega$  [9].

### Fase de tercer orden o Chirp cuadrático ( $\phi_0^3$ )

Para una fase de tercer orden se introduce un retardo en las frecuencias de forma cuadrática, de tal manera que la frecuencia central llegará antes que las frecuencias de ambos extremos del espectro que compone al pulso. Esto se puede apreciar en la Figura 1.3 [4], donde se tienen distintas configuraciones de amplitud y fase espectral las cuales generan diversos perfiles temporales del pulso. Se puede ver que al introducir una fase cuadrática (chirp lineal) el pulso original se ensancha, mientras que al introducir una fase cubica (chirp cuadrático) se distorsiona el pulso original de tal manera que se obtiene un tren de pulsos que se van desvaneciendo. Para cada configuración se muestra también su espectrograma (última columna) el cual es único para cada pulso. Del espectrograma es posible extraer sus parámetros tanto espectrales como temporales.



**Figura 1.3:** Pulsos reconfigurados: (a)pulso Gaussiano, (b)pulso chirp o fase cuadrática, (c)fase cubica, (d)escalón- $\pi$ , (e)dos pulsos.[4]

### 1.1.3. Duración del Pulso y Ancho Espectral

Hemos visto la dualidad que existe entre ambos dominios temporal y espectral. Consideremos un pulso con un perfil gaussiano, el cual como hemos visto tiene el mismo perfil Gaussiano en ambos dominios (temporal y espectral).

Empecemos por calcular el ancho temporal del pulso a *Full Width at Half Maximum* (FWHM) a partir de su perfil de intensidad del pulso.

$$\mathcal{E}(t) = E_0 e^{-(t/\tau_G)^2}. \quad (1.12)$$

$$|\mathcal{E}(t)|^2 = E_0^2 e^{-2(t/\tau_G)^2}. \quad (1.13)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}E_0^2 &= E_0^2 e^{-2(\Delta t/2\tau_G)^2} \\ 2 &= e^{2(\frac{\Delta t}{2\tau_G})^2} \\ \ln(2) &= 1/2\left(\frac{\Delta t}{\tau_G}\right)^2 \\ \Delta t_{FWHM} &= \sqrt{2\ln(2)}\tau_G. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Ahora si calculamos la transformada de Fourier de la función envolvente del pulso gaussiano podemos hacer un desarrollo similar al presentado en la ecuación (1.14), para calcular su ancho espectral.

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{\mathcal{E}(t)\} &= E(\omega) \\ E(\omega) &= S_0 e^{-\frac{\tau_G^2 \omega^2}{4}}. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Donde el ancho espectral a FWHM es:

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}S_0^2 &= S_0^2 e^{-2\frac{\tau_G^2 \Delta\omega^2}{4.4}} \\
2 &= e^{\frac{\tau_G^2 \Delta\omega^2}{8}} \\
\ln(2) &= 1/8(\tau_G^2 \Delta\omega^2)^2 \\
\Delta\omega_{FWHM} &= \frac{1}{\tau_G} \sqrt{8\ln(2)}.
\end{aligned}
\tag{1.16}$$

En términos de la frecuencia tenemos que:

$$\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu = \frac{1}{\tau_G} \sqrt{8\ln(2)}. \tag{1.17}$$

De (1.14) y (1.17) igualando ambos términos de  $\tau_G$  obtenemos que el producto del ancho temporal y espectral a FWHM es:

$$\Delta\nu\Delta t = \frac{2\ln(2)}{\pi}. \tag{1.18}$$

Donde  $2\ln(2)/\pi \approx 0,441$ , esta relación es considerando un pulso con una fase cero, a esta condición se le conoce como un pulso limitado por su transformada de Fourier [8]. Esto quiere decir que un pulso no puede ser comprimido de manera indefinida, sino que esta limitado por su ancho de banda.

## 1.2. Polarización de Ondas Electromagnéticas

En el vacío, una onda electromagnética es una forma dinámica del campo electromagnético en la que sus componentes eléctrica y magnética son ortogonales entre sí y normales al vector de propagación. Para el caso general de una onda plana, el campo eléctrico se puede descomponer en dos componentes armónicas, perpendiculares al vector de propagación, pero desfasadas entre sí.

$$\begin{aligned}
E_s(z, t) &= \hat{i}E_{s0} \cos(kz - \omega t) \\
E_p(z, t) &= \hat{j}E_{p0} \cos(kz - \omega t + \delta).
\end{aligned}
\tag{1.19}$$



Donde  $\delta$  es la diferencia de fase entre las dos componentes, de aquí podemos estudiar los posibles estados de polarización que dependerán del desfase de las componentes del campo eléctrico [11].

El caso más general para representar un estado de polarización es la polarización elíptica. Dependerá de las amplitudes, como también del desfase entre ambas componentes para generar polarización lineal, circular o elíptica. Reescribamos la ecuación (1.19) de la siguiente forma con el fin de llegar a una representación matemática de una elipse.

$$\begin{aligned} E_s/E_{s0} &= \cos(kz - \omega t) \\ E_p/E_{p0} &= \cos(kz - \omega t + \delta). \end{aligned} \tag{1.20}$$

Si combinamos ambos términos tendremos que

$$\frac{E_p}{E_{p0}} - \frac{E_s}{E_{s0}} \cos \delta = -\operatorname{sen}(kz - \omega t) \operatorname{sen} \delta. \tag{1.21}$$

De la ecuación (1.20) se deduce que

$$\operatorname{sen}(kz - \omega t) = [1 - (E_s/E_{s0})^2]^{1/2}. \tag{1.22}$$

Aplicándolo en la ecuación (1.21), finalmente obtenemos la siguiente ecuación que representa una elipse.

$$\left(\frac{E_p}{E_{p0}}\right)^2 + \left(\frac{E_s}{E_{s0}}\right)^2 - 2\left(\frac{E_p}{E_{p0}}\right)\left(\frac{E_s}{E_{s0}}\right)\cos \delta = \operatorname{sen}^2 \delta. \tag{1.23}$$

Esta elipse forma un ángulo  $\alpha$  con el sistema de coordenadas  $(E_s, E_p)$ , tal y como se muestra en la Figura 1.4, donde

$$\tan(2\alpha) = \frac{2E_{0s}E_{0p}\cos \delta}{E_{0s}^2 - E_{0p}^2}. \tag{1.24}$$

Ahora analicemos los casos particulares para polarización lineal y circular. Primero veamos el caso para luz linealmente polarizada, en este caso tenemos como

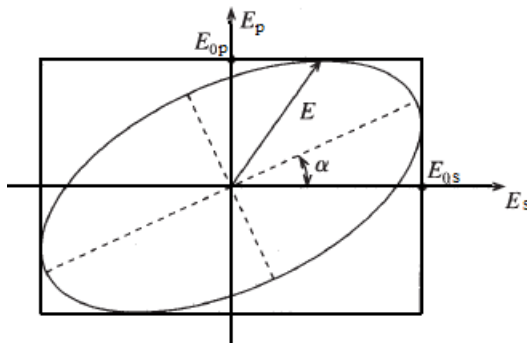


Figura 1.4: Polarización elíptica [? ].

condición que el desfase entre ambas ondas sea  $\delta = m\pi$  donde  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ , por lo tanto la ecuación (1.23) queda de la siguiente manera:

$$\left( \frac{E_p}{E_{p0}} \pm \frac{E_s}{E_{s0}} \right)^2 = 0. \quad (1.25)$$

El signo en la ecuación (1.25) dependerá de si las ondas  $s$  y  $p$  están en fase o se encuentran desfasadas  $180^\circ$ . La orientación del plano de vibración de la onda resultante dependerá de las amplitudes de cada onda ( $\pm E_{p0}/E_{s0}$ ).

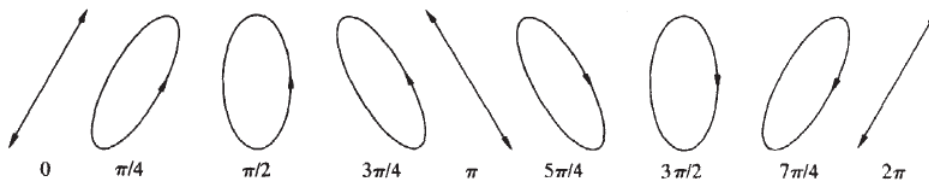
Mientras que para el caso de luz con polarización circular el desfaseamiento es  $\delta = -\pi/2 \pm 2m\pi$  y aparte tenemos que  $E_{s0} = E_{p0} = R$ , considerando esto la ecuación (1.23) queda de la siguiente manera:

$$E_p^2 + E_s^2 = R^2. \quad (1.26)$$

Podemos observar que su amplitud es constante ( $R$ ), mientras la dirección del campo resultante es variable con el tiempo. Para este caso el giro del campo eléctrico será en sentido de las manecillas del reloj, y se dice que esta onda de luz tiene una **polarización circular derecha**. Ahora si  $\delta = \pi/2 \pm 2m\pi$  tendremos una onda con **polarización circular izquierda**, o sea con giro en sentido contrario a las manecillas del reloj.

En la Figura 1.5, vemos algunas configuraciones de luz polarizada para algunos valores de  $\delta$ . Al igual que para una polarización circular, en el caso de polarización

elíptica se tiene un sentido en el que gira el campo eléctrico resultante.



**Figura 1.5:** Configuración de luz polarizada a distintos valores de  $\delta$  [?].

### 1.3. Representación Matemática del Estado de Polarización de un Pulso de Femtosegundos

Como hemos visto, la luz la podemos representar como una onda transversal que viaja en el espacio y son suficientes dos vectores linealmente independientes para poder tener una representación completa de su estado de polarización. Recordemos que la representación del campo eléctrico para un pulso es de la siguiente forma [8]:

$$E(t) = \mathcal{E}(t)e^{i(\omega t + \phi(t))}, \quad (1.27)$$

donde el campo eléctrico del pulso queda en términos de dos componentes ortogonales ( $E_1$  y  $E_2$ ).

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}. \quad (1.28)$$

En la ecuación anterior  $\mathbf{E}$  representa al pulso tanto en el dominio temporal como espectral. Es importante señalar que el perfil del campo eléctrico en tiempo se puede obtener a partir de las componentes espectrales  $E_1(\omega)$  y  $E_2(\omega)$  aplicando la transformada de Fourier inversa [6]. Reescribiendo la ecuación tenemos que:

$$\begin{pmatrix} E_1(t) \\ E_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathcal{E}_1(t)e^{i(\omega t + \phi_1(t))} \\ \mathcal{E}_2(t)e^{i(\omega t + \phi_2(t))} \end{pmatrix}. \quad (1.29)$$

De esta representación podemos representar por completo los estados de polarización del pulso. A partir de estos vectores podemos graficar el pulso en cuasi-tercera dimensión que no es mas que una representación espacial y temporal del campo eléc-

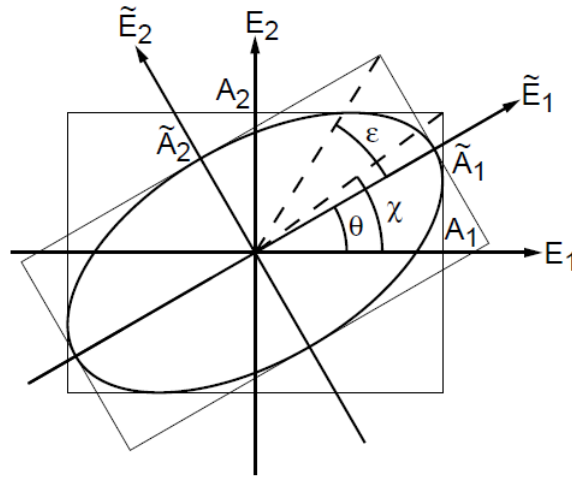


Figura 1.6: Polarización elíptica.

trico del pulso. Sin embargo existe una representación más intuitiva para los estados de polarización del pulso, llamada "representación elíptica". Como vimos en la sección anterior todos los estados de polarización son un caso particular de la polarización elíptica, por lo que resulta útil usar esta representación para representar los estados de polarización de un pulso. En la Figura 1.6 se muestra esta representación elíptica, donde las coordenadas  $\tilde{A}_1$  y  $\tilde{A}_2$  están rotadas con respecto a las coordenadas reales  $A_1$  y  $A_2$ .

Analicemos cada uno de los parámetros que describen a la elipse de polarización. Uno de los principales parámetros es la **elipticidad**  $\varepsilon$  la cual se define como:

$$\tan(\varepsilon) = \frac{\tilde{\mathcal{E}}_2}{\tilde{\mathcal{E}}_1}. \quad (1.30)$$

Donde  $\tilde{\mathcal{E}}_1$  y  $\tilde{\mathcal{E}}_2$  son las amplitudes de cada componente en el nuevo sistema de coordenadas rotado. Estas amplitudes son distintas a las amplitudes que obtenemos de la información del pulso, sin embargo es posible conocer estas amplitudes a partir de estas recurriendo a un ángulo auxiliar que se define como:

$$\chi = \arctan\left(\frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1}\right). \quad (1.31)$$

Otro parámetro de importancia es el **desfase**  $\delta$  que nos indica el estado de pola-

rización que tendremos en un instante de tiempo en el pulso, y podemos deducirlo a partir de la diferencia de fases de cada componente del pulso:

$$\delta = \varphi_2 - \varphi_1. \quad (1.32)$$

Mientras que el **ángulo de rotación** de la elipse de polarización esta definido como:

$$\theta = \begin{cases} \tilde{\theta} & \text{si } \chi \leq \pi/4 \\ \tilde{\theta} + \pi/2 & \text{si } \chi > \pi/4 \wedge \tilde{\theta} < 0 \\ \tilde{\theta} - \pi/2 & \text{si } \chi < \pi/4 \wedge \tilde{\theta} \geq 0 \end{cases}, \quad (1.33)$$

donde:

$$\tilde{\theta} = \frac{1}{2} \arctan[\tan(2\chi) \cos(\delta)]. \quad (1.34)$$

Reescribiendo la expresión para la elipticidad, nos queda de la siguiente forma:

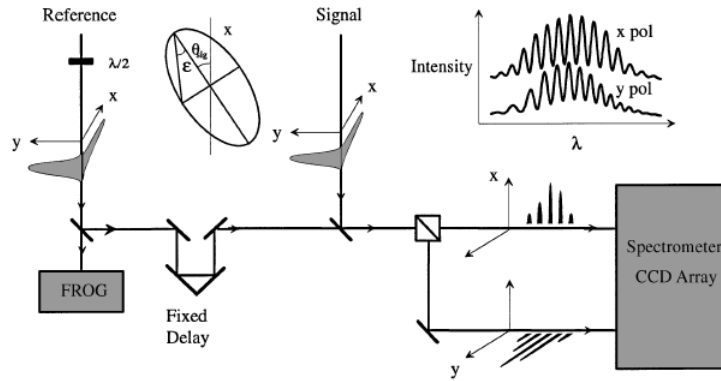
$$\varepsilon = \frac{1}{2} \arcsin[\sin(2\chi) \sin(\delta)]. \quad (1.35)$$

Por otra parte el **perfil de intensidad** del pulso es la suma de las intensidades de cada componente que describen al pulso

$$I = I_1 + I_2. \quad (1.36)$$

### 1.3.1. Métodos de Caracterización

Los métodos de caracterización de pulsos ultracortos se basan en emplear técnicas puramente ópticas debido a los tiempos de duración extremadamente cortos, con estas técnicas se miden las componentes espectrales del pulso y a partir de un procesamiento se recupera la información temporal de este. Algunos de los métodos de caracterización más empleados son la autocorrelación, *Fringe Resolved Auto-Correlation* (**FRAC**), *Temporal Analysis by Dispersing a Pair Of Light E-fields* (**TADPOLE**), *Frequency Resolved Optical Gating* (**FROG**) y *Spectral Phase Interferometry for Direct E-field Reconstruction* (**SPIDER**) [4]. A partir de cada técnica de caracterización es posible recuperar información sobre el pulso. De algunas solo podemos medir el ancho temporal, mientras que con otras podemos obtener



**Figura 1.7:** Esquema del arreglo experimental para la técnica POLLIWOG [12].

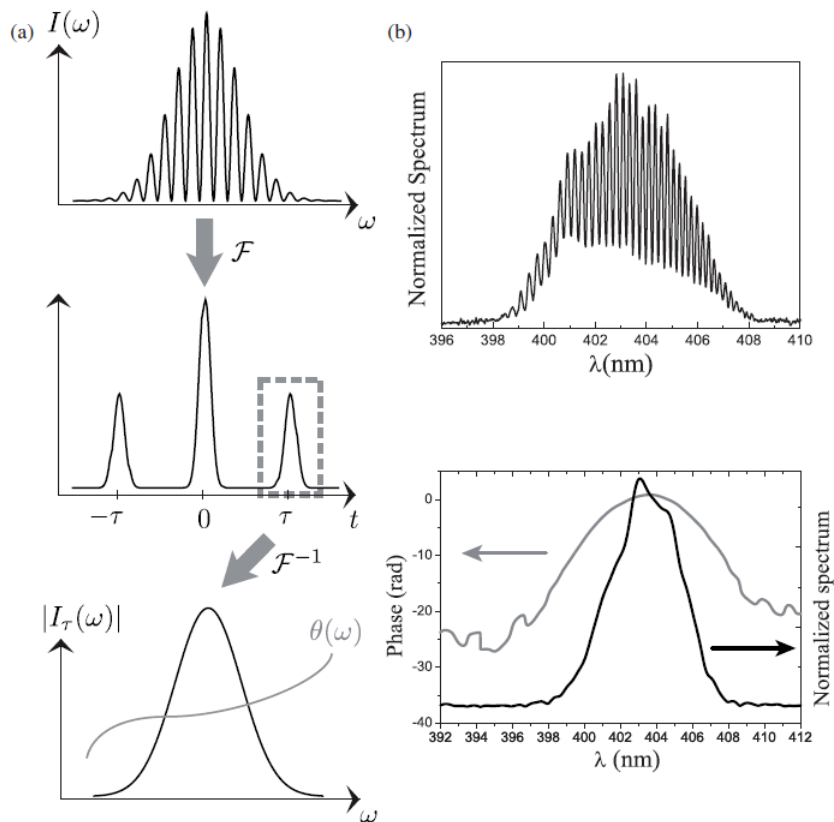
información del perfil de intensidad y su fase.

Para caracterizar los estados de polarización de los pulsos es necesario realizar las mediciones de la amplitud y fase de cada componente del pulso. *POLarization Labeled Interference versus Wavelength of Only a Glint* (POLLIWOG) es una técnica que permite obtener todos estos parámetros del pulso [9, 12]. Consiste en un arreglo similar al de un TADPOLE con la diferencia de utilizar dos canales para medir el espectrograma de cada componente del pulso.

Esta técnica se basa en la correlación del pulso de referencia con el pulso señal que se desea medir. La interferencia entre ambos incide en un cubo divisor que descompone al pulso en sus dos componentes de polarización (ver Figura 1.7). Cada una de estas componentes se miden con un espectrómetro del cual obtenemos una traza interferométrica representada por la ecuación 1.37.

$$S_{SI}(\omega) = E_{sig}^2(\omega) + E_{ref}^2(\omega) + 2E_{sig}(\omega)E_{ref}(\omega)\cos[\phi_{sig}(\omega) - \phi_{ref}(\omega) - \omega\tau] \quad (1.37)$$

El término cruzado corresponde a la interferencia de ambos pulsos, donde el término del coseno contiene la información de la diferencia de fases entre ambos pulsos ( $\phi_{sig}(\omega) - \phi_{ref}(\omega)$ ), así como también el retardo ( $\tau$ ) aplicado entre ambos pulsos. Podemos interpretar que el retardo actúa como una señal portadora la cual esta modulada por la diferencia de fases, por lo que debemos separar de la señal la diferencia de fases. La forma de separar estas señales es aplicando un filtraje de Fourier, que consiste en realizar la transformada de Fourier para poder aplicar una ventana



**Figura 1.8:** a)diagrama del proceso del filtrado y de recuperación de la información de la fase a partir del interferograma espectral. b) información real extraída de un TADPOLE, en la parte superior: interferograma espectral y en la parte inferior: amplitud y fase espectral del pulso [4].

a la sección que nos interesa extraer para después aplicar la transformada inversa de Fourier y así finalmente obtener la fase y amplitud espectral del pulso(Figura 1.8).

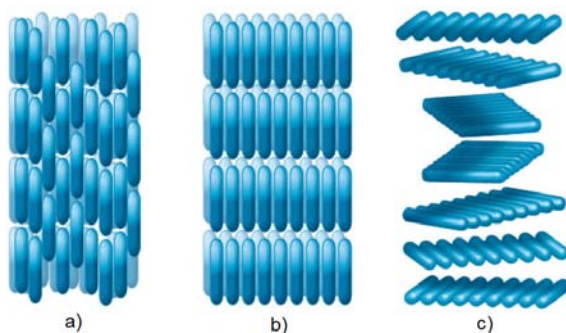
## CAPÍTULO 2

# Moduladores Espaciales de Cristal Líquido (SLM-LC)

Para el control de la luz se utilizan diferentes tipos de moduladores de luz y sus aplicaciones son varias. En astronomía se emplean espejos deformables para la corrección de frentes de onda [13]. En filtraje espacial se usan máscaras para filtrar una imagen, así como pantallas y lentes para generar diferentes haces de luz [14].

En 1983, Froehly y su equipo de trabajo [4] propusieron un nuevo diseño para la reconfiguración de pulsos llamado línea de cero dispersión (*zero dispersion line*) o simplemente arreglo 4f. Este arreglo consiste en abrir el espectro del pulso sobre un plano al cual llamamos plano de Fourier. En este plano se coloca un modulador espacial para modificar la fase, amplitud o polarización espectral del pulso, lo que permite manipular el pulso en su perfil temporal. Existen moduladores espaciales basados en espejos deformables (MMDM, MEMM) con los cuales es posible controlar la fase espectral, también existen moduladores acústico-óptico (AOM) que controlan fase y amplitud espectral, y los moduladores basados en pantallas de cristal líquido (SLM-LC) que pueden controlar fase, amplitud y polarización espectral, siendo estos últimos los más versátiles. En este Capítulo se estudiará a fondo el funcionamiento de los cristales líquidos, en específico el modulador espacial (SLM-LC) que se utilizó en este trabajo.





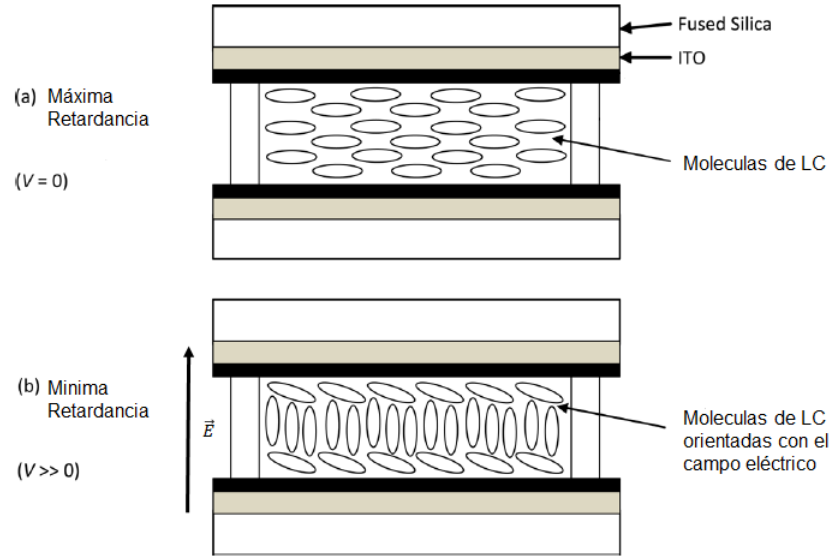
**Figura 2.1:** Representación esquemática de las moléculas de un cristal líquido. a) nemático, b) esmétrico y c) colésterico

## 2.1. Cristales Líquidos

Los cristales líquidos (LC) son considerados una mesofase por tener propiedades cristalinas y líquidas a la vez. Estos materiales fueron descubiertos por Reinitzer en el periodo de 1890. Existen tres principales estados de LC: esmétrico, nemático y colésterico. Cada una de estas fases presenta un ordenamiento molecular característico y se presentan a diferentes rangos de temperatura dependiendo de la composición química del LC (Figura 2.1).

En la fabricación de retardadores variables se utilizan LC nemáticos, los cuales son una celda formada por dos paredes de vidrio transparente cubiertas de Oxido de Indio dopado con Dioxido de Estaño (ITO) el cual actúa como electrodo permitiendo la aplicación de un voltaje. La celda de LC esta formada por varias moléculas alargadas que se orientan en dirección al campo eléctrico aplicado. En ausencia de voltaje en la celda, las moléculas se encuentran orientadas paralelas al substrato. En cambio si se aplica un campo eléctrico se orientarán en dirección del campo hasta llegar a ser perpendiculares al substrato (Figura 2.2).

Este movimiento de las moléculas genera un efecto electro-óptico, el cual produce un cambio en la birrefringencia en función del voltaje. Este cambio en la birrefringencia produce un retardo de fase en la onda de luz que se trasmite en uno de los ejes del cristal, de ahí que se les conozca como retardadores variables controlados por voltaje (Figura 2.3). La retardancia que introduce la celda de LC está dada por la ecuación 2.1, donde  $\omega$  es la frecuencia de la luz que pasa por la celda,  $\Delta n(\omega, V)$  es el cambio en el índice de refracción para una frecuencia  $\omega$  y un voltaje aplicado



**Figura 2.2:** Vista transversal de una celda de LC. (a) Cuando no se aplica un campo a la celda, las moléculas de LC están orientadas paralelas al sustrato. (b) Cuando se aplica un campo eléctrico perpendicular al sustrato de la celda, las moléculas de LC tienden a orientarse en dirección del campo aplicado [15].

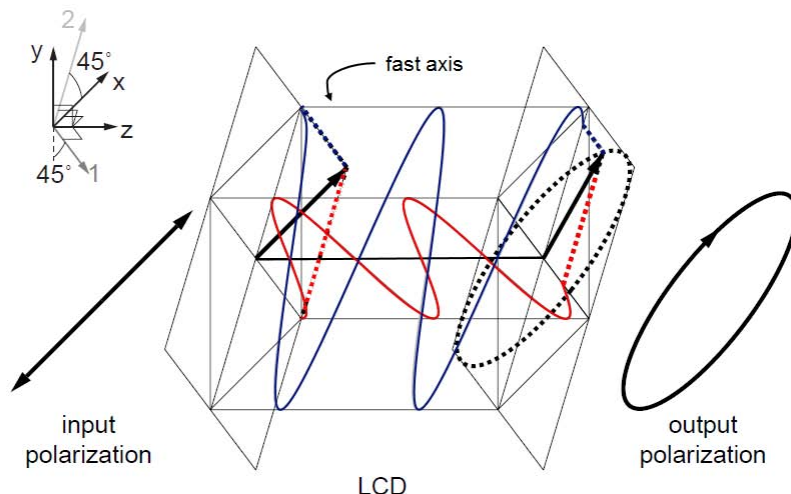
$V$ , y  $d$  es el espesor de la celda de LC.

$$\Gamma(\omega, V) = \frac{\omega \Delta n(\omega, V) d}{c}. \quad (2.1)$$

Un LC con moléculas orientadas en la misma dirección está en fase nemática comportándose como un medio positivo uniaxial ( $n_e > n_o$ ). El giro en la orientación de las moléculas debido a un campo eléctrico corresponde a una rotación  $\alpha$  del eje (óptico) del cristal. Este ángulo  $\alpha$  está en función de la amplitud del campo eléctrico (no es posible una alineación completa con el campo debido a las fuerzas de cohesión internas). Por lo tanto al aplicar un voltaje en la celda de cristal líquido la elipsoide de índices se rota sin deformaciones un ángulo  $\alpha$ , conforme este ángulo incrementa la birefringencia disminuye, por lo tanto  $n_e$  lo podemos describir como:

$$\frac{1}{n_e^2(\alpha)} = \frac{\cos^2(\alpha)}{n_e^2} + \frac{\sin^2(\alpha)}{n_o^2}. \quad (2.2)$$

La birrefringencia  $\Delta n = n_e(\alpha) - n_o$  está en función de la rotación del eje del cristal ( $\alpha$ ), el cual está relacionado con el voltaje aplicado en la celda. Esta relación cuadrática del índice y el voltaje indica que tenemos un efecto Kerr óptico. Debido



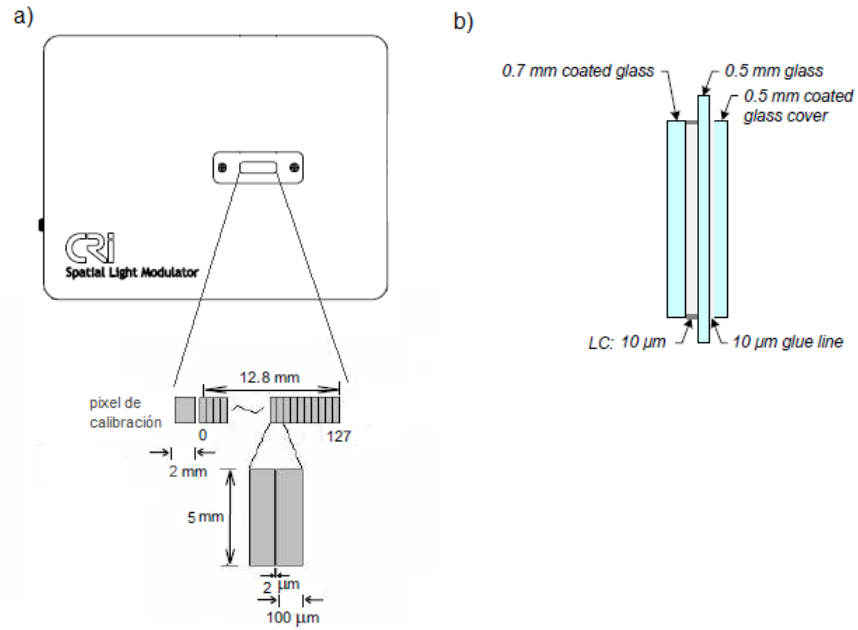
**Figura 2.3:** Principio de operación de una celda de LC. Introducimos luz linealmente polarizada la cual podemos descomponer en componente de polarización 1 (rojo) y componente de polarización 2 (azul). Cada una se propaga en uno de los ejes del cristal, donde la componente 2 se propaga en el eje rápido sin ninguna alteración, mientras que la componente 1 se propaga en el eje lento la cual se ve afectada por la birefringencia introducida por el LC [16].

a este comportamiento una celda de LC podemos considerarla como una placa retardadora variable. Recordemos que el principio básico del LC es la rotación de la elipse de índices bajo el efecto de un campo eléctrico aplicado.

## 2.2. SLM-128-A-VN

En este trabajo se empleó un modulador espacial de cristal líquido de la compañía CRi.Inc (actualmente Perkin Elmer) modelo SLM-128-A-VN, que consta de un arreglo de 128 píxeles. Cada píxel es controlado por voltaje con una resolución de 12-bit, correspondientes a 4096 valores discretos de voltaje (0V - 5V). El tamaño del SLM-LC es de 12.8 mm de largo, cada píxel de este arreglo tiene  $10\mu\text{m}$  de espesor, 5 mm de alto y  $100\mu\text{m}$  de ancho. Entre cada píxel existe una separación de  $2\mu\text{m}$ . Esta región no puede ser controlada, por lo que se consideran píxeles muertos (ver Figura 2.4) [17, 18, 19]. Para mayores datos técnicos sobre el SLM-LC consultar el Apéndice D.

Este modulador está fabricado para modular la retardancia por píxel, con lo cual podemos modular amplitud o polarización. Sin embargo es posible tener dos



**Figura 2.4:** Modulador SLM-128. a) Vista frontal y dimensión de los píxeles, b) Vista lateral de la celda de cristal líquido para el modelo VN (488-900 nm) [17].

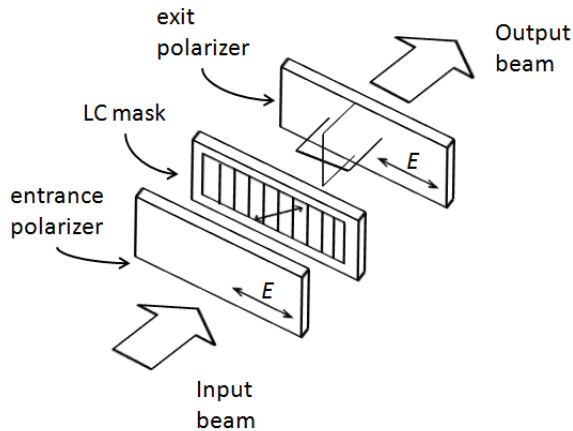
configuraciones distintas que nos permita modular fase, amplitud o polarización según sea el caso, como se muestra a continuación.

### 2.2.1. Modulación de Amplitud y Polarización

En esta configuración se introduce luz polarizada horizontalmente y se coloca un polarizador lineal con su eje horizontal a la entrada del modulador, esto para asegurar la entrada de luz polarizada horizontalmente a la entrada del LC. La celda de LC tiene su eje extraordinario orientado a 45 grados con respecto a la horizontal. Esto provoca que funcione como una placa retardadora variable capaz de transformar el estado de polarización de la luz. Esta configuración corresponde a la modulación de los estados de polarización de la luz. Si calculamos la matriz de Müller del sistema obtendremos la siguiente expresión:

$$M_s = M_r(\Gamma, 45^\circ)M_p(0^\circ), \quad (2.3)$$

de donde



**Figura 2.5:** Arreglo óptico para la modulación de la amplitud usando el modulador SLM-128-A-VN. Se puede observar dos polarizadores horizontales colocados a la entrada y salida del modulador, mientras que el eje óptico de la celda de cristal líquido se encuentra rotado a  $45^\circ$  con respecto a los polarizadores.

$$M_s = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ \cos(\Gamma) & \cos(\Gamma) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ \text{sen}(\Gamma) & \text{sen}(\Gamma) & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

Mientras que la configuración para modular amplitud solo debemos añadir un polarizador a la salida de la configuración anterior. De tal forma su matriz de Müller sera:

$$M_s = M_p(0^\circ)M_r(\Gamma, 45^\circ)M_p(0^\circ), \quad (2.5)$$

de donde

$$M_s = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 + \cos(\Gamma) & 1 + \cos(\Gamma) & 0 & 0 \\ 1 + \cos(\Gamma) & 1 + \cos(\Gamma) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

En la figura 2.5 podemos apreciar la configuración para la modulación de amplitud, sin embargo si quitamos el ultimo polarizador podremos modular polarización.

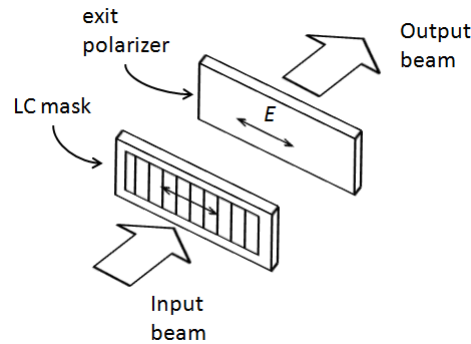
### 2.2.2. Modulación de Fase

Para la modulación de fase es necesario cambiar drásticamente la configuración del sistema. Como podemos ver en la figura 2.6 es necesario que el eje extraordinario este orientado a 0 grados e introducir luz polarizada horizontalmente. Al final se coloca un polarizador lineal para asegurar que el SLM-LC funcione únicamente como un modulador de fase y no altere el estado de polarización. Sin embargo se puede lograr esta misma configuración a partir de la configuración para modulación de amplitud. Solo debemos rotar la polarización a la entrada del SLM-LC de tal forma que la polarización sea paralela al eje extraordinario de la celda de LC. En resumen si rotamos 45 grados la polarización con una placa de  $\lambda/2$  y rotamos los polarizadores también a 45 grados obtendremos la misma configuración para la modulación de fase sin tener que cambiar de SLM-LC. Si calculamos la matriz de Müller del sistema de la figura 2.6 obtendremos lo siguiente:

$$M_s = M_p(0^\circ)M_r(\Gamma, 0^\circ), \quad (2.7)$$

de donde

$$M_s = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$



**Figura 2.6:** Arreglo óptico para la modulación de fase usando el modulador SLM-128-A-VN. Se puede observar que el eje óptico de la celda de cristal líquido se encuentra horizontalmente.

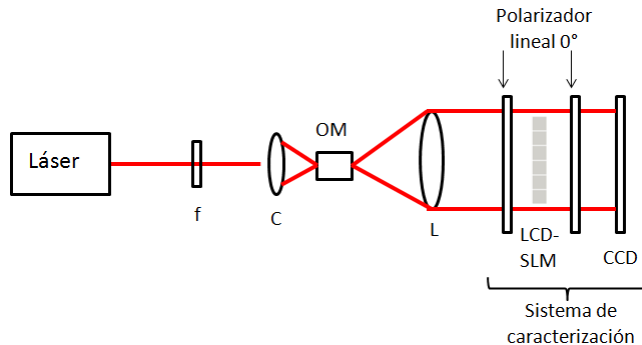


Figura 2.7: Arreglo óptico para la caracterización del LCD.

### 2.3. Caracterización del SLM-LC-128-A-VN

En nuestro caso el modulador con el que se cuenta tiene la configuración de la figura 2.5. Aprovechando esa configuración vamos a utilizarlo en un arreglo para caracterizar la retardancia generada en función de voltaje aplicado para una longitud de onda dada. Se montó el arreglo de la figura 2.7 que consiste en un láser continuo, seguido de un filtro neutro ( $f$ ) para disminuir la intensidad de la luz, de tal forma que la CCD no se sature. Se utilizó un arreglo telescópico para abrir el haz e iluminar de forma homogénea el modulador LC. Para esto se montó perpendicular al haz una lente cilíndrica ( $C$ ) que genera un haz plano, posteriormente se colocó un objetivo de microscopio ( $OM$ ) para abrir angularmente el haz. Por último, se colocó una lente ( $L$ ) para colimar el haz. Posteriormente se colocaron dos polarizadores lineales de forma horizontal ( $0$  grados) y en medio de estos se montó el modulador LCD. Al final del arreglo se colocó una CCD lineal para medir cambios en la intensidad del sistema óptico [19].

Si analizamos el sistema con matrices de Müller podemos caracterizar la respuesta del SLM-LC a partir de la primera componente del vector de Stokes que contiene la información de la intensidad de la luz láser a la salida del sistema en función de la retardancia. Las matrices de Müller operan sobre el vector de Stokes de la siguiente manera:

$$S = M_s S_0, \quad (2.9)$$

donde  $S_0$  es el vector de Stokes del haz de luz láser incidente corresponde a luz

no polarizada, es decir:

$$S_0 = I_0 \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Si realizamos el producto de la ecuación 2.9 con la matriz del sistema obtenida en 2.6 obtenemos que el primer término del vector de Stokes, que corresponde a la intensidad de luz láser detectada por la CCD en el arreglo es:

$$S_{(1)} = I = A(1 + \cos \Gamma), \quad (2.11)$$

donde  $I$  es la intensidad de la luz después del segundo polarizador,  $\Gamma$  es la retardancia del LCD, y  $A$  es una constante de normalización. Tenemos que la intensidad máxima es  $I_0$ , que se obtiene cuando  $\cos \Gamma = 1$ , por lo que  $A$  la podemos calcular sustituyendo lo anterior en la ecuación 2.11, es decir:

$$I_0 = 2A. \quad (2.12)$$

Por lo tanto, tenemos que la intensidad normalizada del sistema está modulada de la siguiente forma:

$$I = \frac{I_0}{2}(1 + \cos \Gamma), \quad (2.13)$$

mientras que la expresión para la retardancia es:

$$\Gamma = \cos^{-1} \left( \frac{2I}{I_0} - 1 \right). \quad (2.14)$$

A partir de esta relación (ecuación 2.14) podemos construir una curva del valor de la retardancia en función del voltaje aplicado al modulador LCD. Para obtener la curva se midió la intensidad de la luz al final del segundo polarizador con una CCD lineal ALPHALAS modelo CCD-3600-D(-UV) la cual tiene un rango espectral entre 200 - 1100 nm, una resolución de 12 bits, con 3648 pixeles con tamaño de  $8 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$ . Se fue variando el voltaje aplicado a la LCD de 0 - 4000 (digital) con pasos de 8 (dig.) [19]. Siguiendo dicho procedimiento se obtuvieron las siguientes curvas de respuesta (Figuras ??).



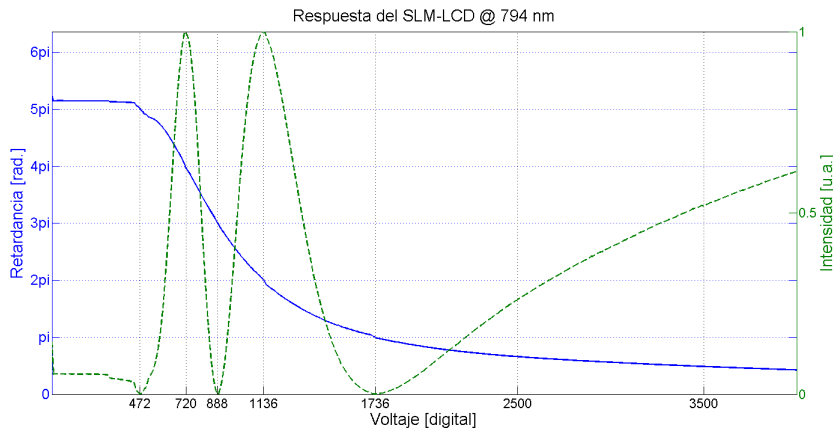


Figura 2.8: Curva experimental de la respuesta del modulador en función del voltaje.

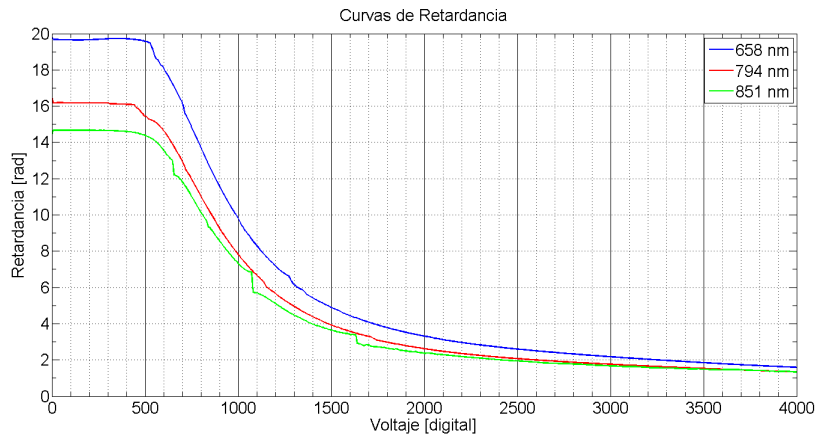


Figura 2.9: Curva de retardancia del modulador para tres longitudes de onda distintas.

### 2.3.1. Función Generalizada de Retardancia

A partir de las curvas de retardancia es posible ajustar una función que describa el comportamiento del SLM-LC. Como se muestra en la ecuación 2.1, existe una relación de la retardancia en función del voltaje y la longitud de onda. Por lo tanto, debido a la forma de las curvas en la Figura 2.9 se procedió a ajustar una función cuadrática a cada una de las curvas de retardancia. Posteriormente se ajustó otra función cuadrática para determinar los coeficientes en función de la longitud de onda, obteniendo lo que llamaremos la función generalizada de retardancia[18].

$$\Gamma(V, \lambda) = P_1(\lambda)V^2 + P_2(\lambda)V + P_3(\lambda), \quad (2.15)$$

donde:

$$P_n(\lambda) = b_1\lambda^2 + b_2\lambda + b_3. \quad (2.16)$$

En la Tabla 2.1 muestra los parámetros de la función general de retardancia.

Parámetros de la función general de retardancia		
$P_1$	$b_1$	$4.369 \times 10^{-11}$ [rad/V <sup>2</sup> ·nm <sup>2</sup> ]
	$b_2$	$-5.293 \times 10^{-8}$ [rad/V <sup>2</sup> ·nm]
	$b_3$	$2.826 \times 10^{-5}$ [rad/V <sup>2</sup> ]
$P_2$	$b_1$	$3.285 \times 10^{-8}$ [rad/V·nm <sup>2</sup> ]
	$b_2$	$-5.439 \times 10^{-5}$ [rad/V·nm]
	$b_3$	-0.01808 [rad/V]
$P_3$	$b_1$	$-5.749 \times 10^{-5}$ [rad/nm <sup>2</sup> ]
	$b_2$	0.06598 [rad/nm]
	$b_3$	12.18 [rad]

**Tabla 2.1**

Este ajuste cubre un rango de longitudes de onda entre 658 nm y 851 nm, y voltajes entre 600 y 1200. Con esta función generalizada de retardancia es posible recuperar la respuesta de retardancia del SLM-LC a un voltaje o bien a partir de una retardancia propuesta calcular los voltajes necesarios para aplicar en el modulador. En el siguiente Capítulo se presentará el arreglo óptico para la reconfiguración de

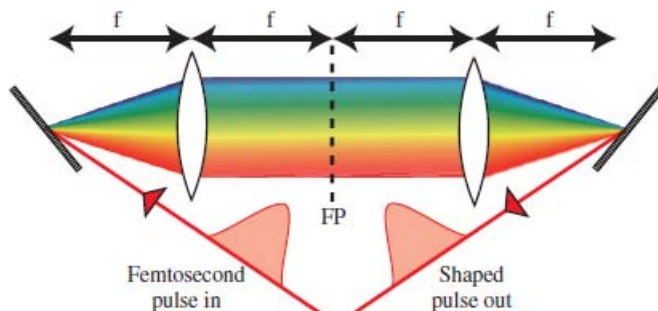
pulsos de femtosegundos basado en el SLM-LC aquí presentado.

# Reconfigurador de Polarización de Pulsos Ultracortos

En el Capítulo anterior se mencionó brevemente el arreglo  $4f$  también llamado línea de cero dispersión. Este arreglo consiste básicamente en realizar la transformada de Fourier en un plano donde podemos manipular o filtrar las componentes espectrales del pulso. En este Capítulo profundizaremos en la teoría del arreglo  $4f$  y sobre la descripción del arreglo experimental para el control de los estados de polarización de las componentes espectrales del pulso de femtosegundos.

## 3.1. Plano de Fourier de Cero Dispersión

El arreglo  $4f$  o línea de cero dispersión consta de dos rejillas de difracción y dos lentes delgadas con la misma distancia focal. Una de las rejillas de difracción se coloca a un ángulo de incidencia  $\theta$ . Posteriormente se coloca una lente a una distancia  $f$  de la rejilla de difracción, y a una distancia  $f$  de la lente se forma el plano de Fourier donde se coloca el modulador espacial, que en nuestro caso es la pantalla de LC. En este plano de Fourier es donde tenemos todas las componentes espectrales del pulso. Para reconstruir el pulso debemos colocar otra lente de distancia focal  $f$  a una distancia  $f$  del plano de Fourier y posteriormente colocar otra rejilla de difracción de las mismas características y al ángulo opuesto a  $\theta$  para no deformar



**Figura 3.1:** Arreglo 4f o línea de cero dispersión. El arreglo está compuesto por dos rejillas y dos lentes delgadas con distancia focal  $f$ . En el plano de Fourier (FP) tenemos todas las componentes espectrales colimadas sobre el plano.

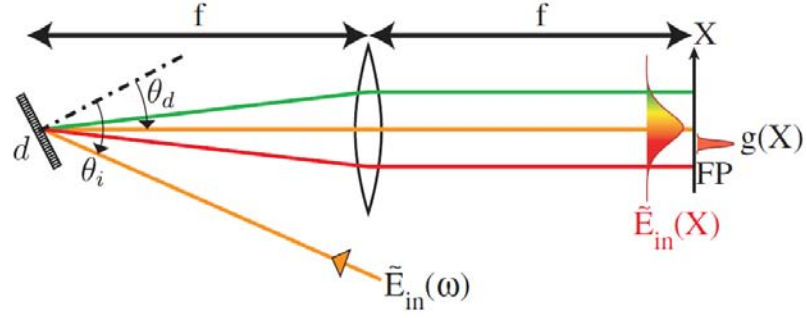
al pulso. El hecho del nombre de línea de cero dispersión consiste en mantener a la salida del arreglo el mismo pulso de entrada sin introducir dispersión a este. En la Figura 3.1 se muestra el arreglo 4f sin colocar el modulador espacial en el plano de Fourier.

Analicemos la mitad del arreglo 4f para determinar la distribución de las frecuencias en el plano de Fourier. Consideramos un pulso gaussiano tanto en tiempo como espacialmente con una longitud de onda central  $\lambda_0$  y un ancho de haz gaussiano  $\Delta x_{in}$ . En la Figura 3.2 vemos que el haz es difractado por la rejilla de difracción con periodo  $d$ , y posteriormente es enfocada cada componente espectral en el plano de Fourier por una lente de distancia focal  $f$ . A partir de la propagación del haz gaussiano es posible determinar el tamaño espacial  $\Delta x_0$  de una sola  $\lambda$  en el plano de Fourier [4], dado por:

$$\Delta x_0 = 2 \ln(2) \frac{\cos \theta_i}{\cos \theta_d} \frac{f \lambda_0}{\pi \Delta x_{in}}, \quad (3.1)$$

donde  $\theta_i$  es el ángulo de incidencia a la rejilla, mientras que  $\theta_d$  es el ángulo de difracción. También podemos determinar la posición de una frecuencia  $\omega_k$  en el plano de Fourier, esto es:

$$X_k = \alpha \omega_k, \quad (3.2)$$



**Figura 3.2:** Mitad del arreglo 4f. El plano de Fourier (FP) está en el plano focal de la lente en la posición  $X$  [4].

donde:

$$\alpha = \frac{\lambda_0^2 f}{2\pi c d \cos \theta_d}, \quad (3.3)$$

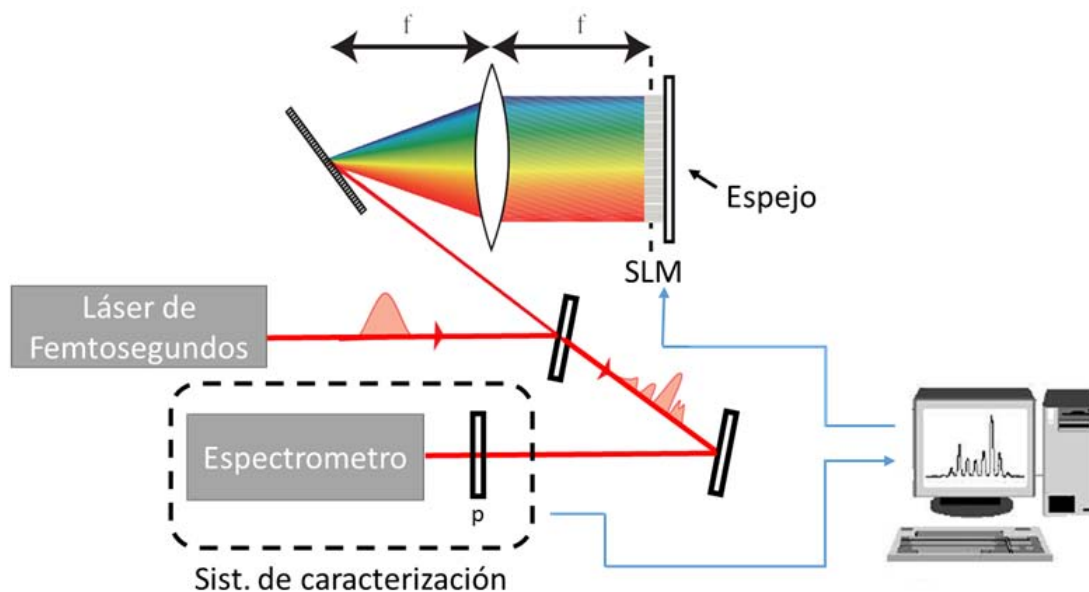
siendo  $c$  la velocidad de la luz en el vacío. A partir de las ecuaciones 3.1 y 3.3 podemos obtener la resolución espectral, que está dada de la siguiente manera:

$$\delta\omega = \Delta x_0 / \alpha. \quad (3.4)$$

Este valor es importante ya que de esto dependerá en gran parte la resolución de nuestro reconfigurador. Estos parámetros nos ayudarán para escoger los elementos ópticos adecuados para construir el reconfigurador de pulsos, tomando en cuenta también la resolución del modulador propio y del sistema de caracterización de los pulsos ya que debemos conservar el criterio de Nyquist.

## 3.2. Reconfigurador de los Estados de Polarización

En este trabajo se construyó un reconfigurador de pulsos con el fin de controlar los estados de polarización de las componentes espectrales de un pulso de femtosegundos. El reconfigurador construido consta de un arreglo 2f, formado por una rejilla de difracción de 1200 líneas/mm y una lente acromática con 410 mm de distancia focal. En el plano de Fourier se colocó un modulador de cristal líquido SLM-128-A-VN (maraca CRi), el cual fue previamente caracterizado. Se colocó un espejo plano al final del LC para redirigir la luz por un camino ligeramente desviado en altura,



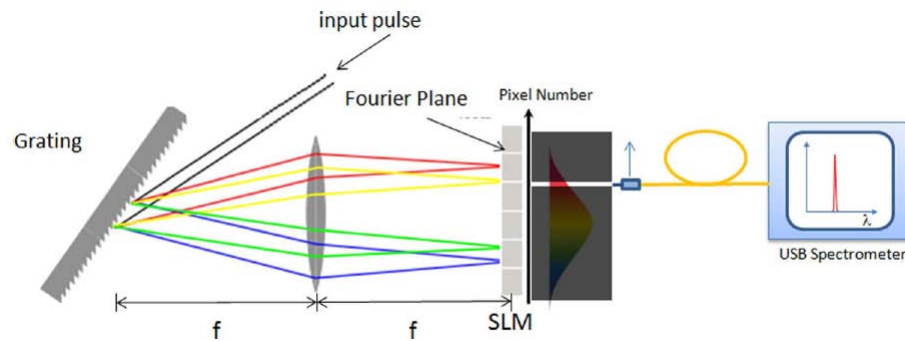
**Figura 3.3:** Arreglo experimental para el control de los estados de polarización de las componentes espectrales. El sistema consta de un arreglo  $2f$  y un polarizador con un espectrómetro como analizador.

respecto a la mesa óptica, con la intención de recomprimir el pulso reconfigurado usando el mismo arreglo  $2f$ . De esta forma se ahorró el tener que utilizar el doble de óptica y de espacio en el arreglo. Debemos resaltar que la luz pasa dos veces por el modulador por lo que se tendrá el doble efecto de retardancia producido por el LC.

Dado que el reconfigurador será controlado por algoritmos iterativos fue necesario añadir un sistema de caracterización para poder medir los cambios en los estados de polarización. El sistema de caracterización consistió de un espectrómetro Ocean Optics modelo HR2000+ con una resolución de 0.05 nm y un polarizador acromático con grado de extinción de  $10^{-6}$ , modelo MGTYE8 de la compañía Karl Lambrecht (P) con su eje orientado horizontalmente. De esta forma el pulso de salida del reconfigurador se desvió hacia el sistema de caracterización el cual supervisó los cambios en el estado de polarización de las componentes espectrales del pulso. En la Figura 3.3 se muestra el arreglo completo para el control de los estados de polarización de las componentes espectrales de pulsos de femtosegundos.

### 3.2.1. Calibración del Sistema

Una vez armado el reconfigurador de pulsos se procedió a la calibración del sistema para determinar la región del espectro que incide en cada pixel y a su vez medir la resolución real del reconfigurador. Debemos mencionar que en todos los experimentos se utilizó un láser Ti:zaf comercial (MIRA 900 de Coherent) de 200 fs @ 810 nm [20]. Para la calibración del sistema se procedió utilizando el propio modulador como una rendija. Esto se hizo aplicando un voltaje para obtener la mínima transmisión de luz en todos los pixeles mientras que a un solo pixel se le aplicó un voltaje para una máxima transmisión de luz. Esto se realizó para cada pixel del modulador. En la Figura 3.4 se describe dicho procedimiento.



**Figura 3.4:** Descripción de la calibración del sistema.

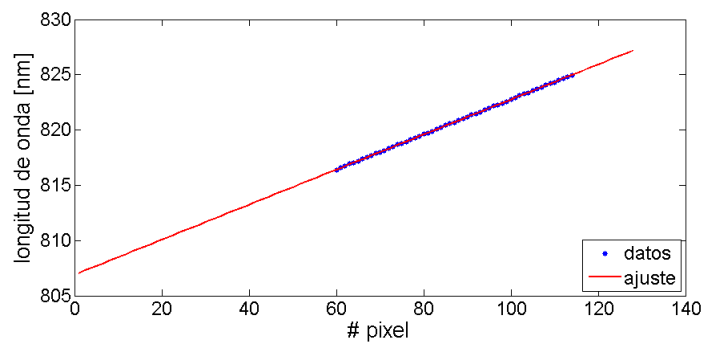
De esta calibración se obtuvieron los datos de la Figura 3.5, a los cuales es posible ajustar una recta con una pendiente a la cual llamamos factor de calibración  $\sigma$ . Este factor de calibración es la resolución del reconfigurador que, como vimos en la sección anterior, depende de los elementos ópticos del arreglo  $2f$ , así como también del tamaño de los pixeles del modulador.

La recta ajustada a los datos en la Figura 3.5 es la siguiente:

$$y = 0,15x + 806,9, \quad (3.5)$$

donde se tiene una  $\sigma = 0,15$  nm/pixel con un error RMS del ajuste igual a 0.026.





**Figura 3.5:** Calibración del SLM-LCD, longitud de onda vs pixel.

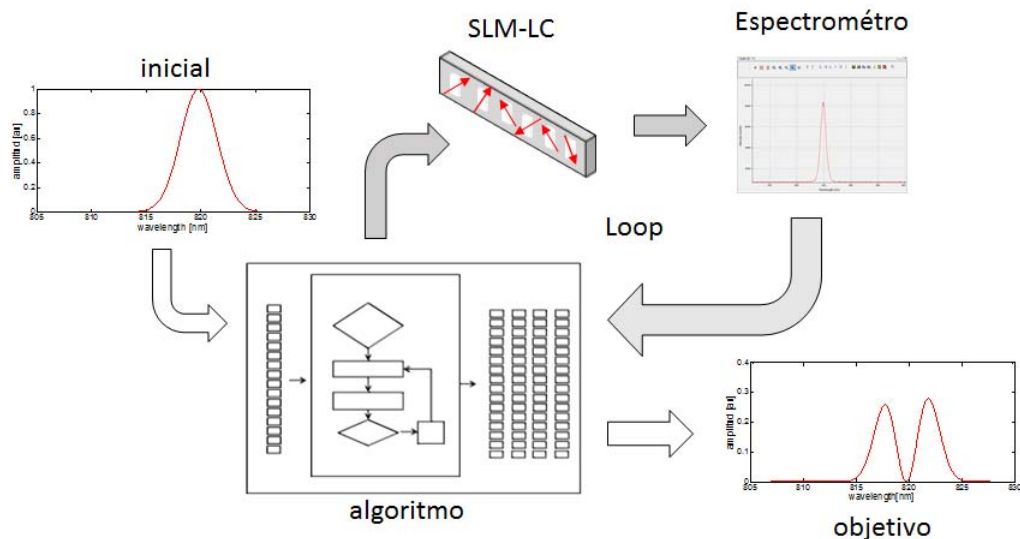
# CAPÍTULO 4

## Algoritmos de Control

En este trabajo se planteó un control a lazo cerrado para la reconfiguración de los estados de polarización de pulsos de femtosegundos. En el Capítulo anterior se describió el arreglo experimental que consiste en un reconfigurador basado en un SLM-LC y un sistema de caracterización. El objetivo del sistema es modificar la polarización de las componentes espectrales del pulso para crear perfiles con cierta estructura diseñada o para optimizar efectos ópticos en ciertos materiales (empata-miento de fases). En la Figura 4.1 se muestra un esquema del funcionamiento del sistema. En este Capítulo nos enfocaremos en describir los siguientes algoritmos in- teligentes: Soft Computing, Algoritmo de Enjambre y Redes Neuronales; los cuales fueron empleados para el control de los estados de polarización. Para la evaluación de los algoritmos simplemente nos enfocaremos en ajustar el perfil de intensidad espectral de pulsos de femtosegundos a un perfil diseñado.

### 4.1. Algoritmos Inteligentes

Los algoritmos inteligentes son un intento de copiar el razonamiento humano y de lograr resolver problemas complejos que puedan involucrar toma de decisiones o adaptación a eventos. Podemos considerar que los sistemas inteligentes iniciaron junto con la Segunda Guerra Mundial. En esta época se requería de maquinas in- teligentes capaces de controlar sistemas de navegación y de fijación de blanco para



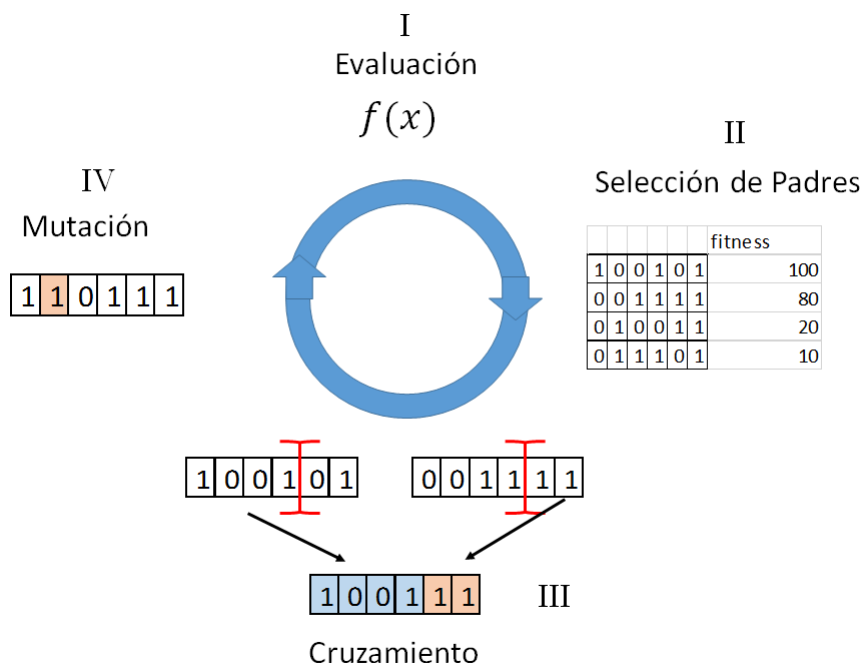
**Figura 4.1:** Lazo de control para la reconfiguración de polarización de pulsos ultracortos.

artillería. En 1948 Alan Turing describió el principio de las máquinas inteligentes, conocida como la máquina de Turing. Fue en este momento cuando se construyeron los primeros ordenadores electrónicos como el famoso ENIAC. Pero no fue hasta la década de los 80's que resurgieron los algoritmos inteligentes con mayor fuerza, desarrollándose algoritmos más complejos que son capaces de resolver problemas difusos, que no era posible resolver con algoritmos con lógica digital (solo dos valores posibles). Algunos algoritmos que fueron desarrollados a partir de esta época hasta la actualidad son: redes neuronales, algoritmos genéticos, computación evolutiva, sistemas borrosos (lógica difusa), por solo mencionar quizás los más relevantes.

Debido a la complejidad y número de píxeles de control involucrados en nuestro reconfigurador, en este trabajo empleamos y evaluamos tres algoritmos inteligentes distintos, los cuales presentaremos en las siguientes secciones.

#### 4.1.1. Soft Computing

En los últimos años se han aplicado los algoritmos genéticos como algoritmos de búsqueda logrando obtener buenos resultados, pero el proceso puede ser lento o poco preciso debido al ajuste azaroso que realiza la mutación de los parámetros en dicho algoritmo. Sin embargo, en las últimas décadas se han combinado algoritmos inteligentes consiguiendo mejorar las deficiencias de cada uno y potenciando su uso



**Figura 4.2:** Esquema de funcionamiento de los algoritmos genéticos.

en ciertas aplicaciones que comúnmente un solo algoritmo no puede resolver.

A esta combinación de dos o más algoritmos se le conoce como *soft computing* [21]. La base de este son los algoritmos genéticos, a los que se les incorporan otros algoritmos para compensar ciertas deficiencias de los primeros. Los algoritmos genéticos se basan en la recombinación genética de los cromosomas, este proceso se basa en el cruzamiento y mutación aleatoria de la información. En la Figura 4.2 se muestra un esquema del funcionamiento de los algoritmos genéticos [22, 23].

Los algoritmos genéticos inician con una población inicial de la cual cada individuo se evalúa para saber cual de estos se ajusta mejor al objetivo. Una vez que se determina quienes son los dos mejores individuos que pasarán a ser el padre y la madre de la nueva generación se hace el cruzamiento de genes. Cada individuo tiene un determinado número de genes que corresponden a los parámetros de control para lograr el objetivo deseado. Los genes se intercambian en un porcentaje definido, llamado *porcentaje de cruzamiento*. Una vez que se genera la nueva generación del mismo número de individuos que en la generación anterior se procede a realizar la mutación de los genes de cada individuo. De forma aleatoria se eligen los genes a

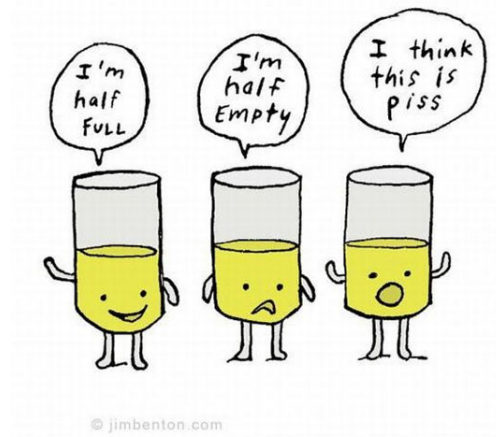


Figura 4.3: Ejemplo de lógica difusa.

mutar de acuerdo a cierto porcentaje de genes que serán modificados en cada individuo. A este factor se le llama *porcentaje de mutación*. Mientras que la cantidad máxima de mutación de cada gen se define por un factor conocido como *porcentaje de mutación del gen*. Al final el valor de cada gen seleccionado será mutado de forma aleatoria con un tope máximo definido por el porcentaje de mutación del gen. Ahora finalmente se tiene la nueva generación de individuos la cual será evaluada nuevamente repitiendo el ciclo hasta llegar a cumplir el objetivo.

La lógica difusa se basa en la toma de decisiones. Por ejemplo, cuando se le pregunta a una persona sobre el clima, es probable que nos conteste que hacer calor, frío, templado, mucho calor o mucho frío, lo que nos muestra que en ocasiones es necesario de más de dos opciones para identificar un estado. En otro ejemplo, una persona puede ver un vaso medio lleno medio vacío o a la mitad, cuando en este caso las tres observaciones se refieren al mismo estado (ver Figura 4.3). En la lógica binaria, que es la base de las computadoras, solo tenemos dos estados discretos para representar una elección pero, ¿qué pasa cuando tratamos de describir tres o más estados diferentes o intermedios. La lógica difusa trata de solucionar este tipo de problemas definiendo fronteras de estados que se traslapan generando una decisión con cierta tolerancia como lo haría una persona. Se debe destacar que no solo se mejora la tolerancia a la toma de decisiones sino que también se dota al algoritmo con cierto conocimiento para tomar dicha decisión, lo que lo convierte en un sistema experto en el tema.

La combinación de algoritmos genéticos y de lógica difusa vuelve al algoritmo aun más inteligente, ya que lo dota de cierto conocimiento para decidir qué elementos de la población se van a modificar y qué tanto, lo que lo convierte en un poderoso algoritmo de búsqueda. La información que se conozca sobre el sistema a controlar con dicho algoritmo va a influenciar en el desempeño del mismo. En la Figura 4.4 vemos la modificación que sufre el algoritmo genético con la incursión de la lógica difusa. En este caso se evaluará gen por gen para decidir cuáles son los ideales para modificar y cuáles se pueden mantener iguales.

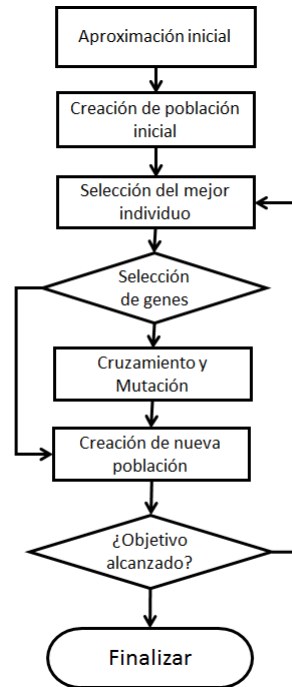
En nuestro caso la población consta de 10 individuos, cada individuo corresponde a un arreglo de voltajes (genotipo) que se aplicarán al modulador. Cada uno de estos voltajes corresponde a un gen del individuo (128 genes). Cada individuo se evaluará para determinar a los dos mejores individuos para crear la nueva generación a partir de estos. A partir de la evaluación de los padres se determinarán los genes que serán considerados como óptimos, y no tendrán una mutación (lógica difusa). Finalmente, una vez que se alcance el objetivo se detendrá el algoritmo entregando como resultado al mejor individuo (el más apto), que en nuestro caso corresponde al arreglo de voltajes óptimo.

-

#### 4.1.2. Algoritmo de Enjambre (Swarm Algorithm)

Como se ha ido mencionando estos algoritmos están basados en mecanismos biológicos. Los algoritmos de enjambre se basan en la relación o interacción que existe entre organismos que conforman una población. Por ejemplo, en una colmena todas las abejas (individuos) trabajan en conjunto por un objetivo en particular. Cuando una colmena busca dónde crear su panal, varias abejas exploradoras salen en busca del lugar ideal, se distribuyen homogéneamente para cubrir una mayor espacio de búsqueda. Una vez que una o más abejas encuentran una zona con alto potencial (mejor global) para poder crear el panal avisan a las demás exploradoras de tal forma que todas verifiquen que efectivamente es el lugar más indicado para construir el panal. Una vez que lo definen como el mejor sitio (solución óptima) avisan a las demás para que inicien la construcción del panal.

De esta forma, este algoritmo aprovecha la interacción entre los individuos que conforman la colonia o población. Esta interacción hace que todos los individuos



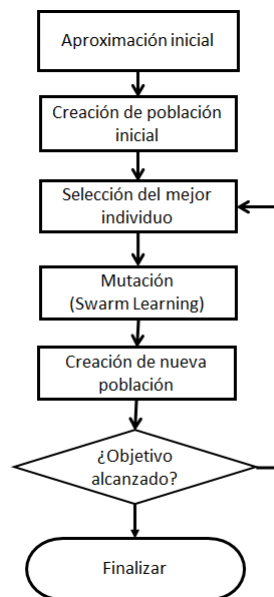
**Figura 4.4:** Diagrama de flujo para soft computing.

colaboren entre sí en la búsqueda de un objetivo, llegando más pronto a éste. Los algoritmos de enjambre se basan en los siguientes principios: *localidad*, *homogeneidad*, *comunicación y parquedad* [24]. En nuestro caso usamos un algoritmo llamado Particle Swarm Optimization (PSO), que esta basado en el principio de los algoritmos genéticos [24, 25]. Lo que caracteriza a este algoritmo es el porcentaje de mutación que va variando conforme se acerca al objetivo, de tal forma que el ajuste sea más suave. A su vez la búsqueda se realiza en coordinación entre todos los individuos, de tal forma que todos sigan al mejor individuo de cada época. En la Figura 4.5 mostramos el diagrama de flujo para el algoritmo PSO.

La mutación en este algoritmo esta definida por la siguiente ecuación [25]:

$$newAb = oldAb + c_1 * r_1 * \frac{1}{\beta} e^{-fitness} + c_2 * r_2 * (globalAb - oldAb), \quad (4.1)$$

donde newAb será el individuo de la siguiente generación, oldAb es el individuo de la actual generación,  $\beta$  es el factor de control de mutación, fitness corresponde al objetivo el cual es un valor que esta relacionado con el error del ajuste, globalAb



**Figura 4.5:** Diagrama de flujo para el algoritmo PSO.

es el mejor individuo de todas las generaciones,  $r_1$  y  $r_2$  son un número aleatorio, mientras que  $c_1$  y  $c_2$  son coeficientes de ajuste del PSO que deben cumplir la siguiente relación:

$$c_1 + c_2 = 1. \quad (4.2)$$

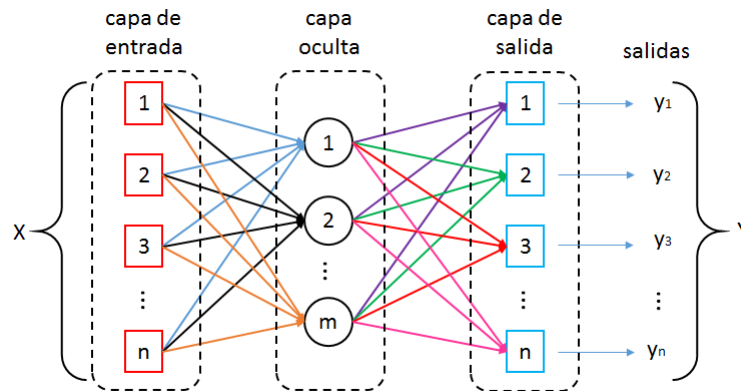
Estos coeficientes son importantes para el rendimiento del algoritmo. Cuando  $c_1 > c_2$  tendremos una exploración más amplia aumentando la probabilidad de no caer en un mínimo o máximo local, mientras que si  $c_1 < c_2$  la búsqueda será más rápida llegando en menor tiempo a una solución. Sin embargo, en este caso, podemos caer en algún mínimo o máximo local.

En nuestro caso el individuo  $Ab$  es un arreglo de 128 voltajes que corresponden a los 128 píxeles del modulador. Todos los coeficientes se mantienen constantes para todos los elementos del arreglo. Sin embargo, los números aleatorios  $r_1$  y  $r_2$  son distintos para cada elemento del arreglo.



### 4.1.3. Red Neuronal Artificial (RNA)

Las redes neuronales artificiales, como lo dice su nombre, están basadas en una red neuronal cerebral. Toman referencias sobre la estructura fisiológica de la neurona, así como la sinapsis (comunicación) que existe entre ellas. Una neurona tiene conexiones de entradas ubicadas alrededor del núcleo llamada dendritas, las cuales reciben los mensajes de entrada. La célula se encarga de transmitir el mensaje a sus terminales por medio del axón, donde se genera un potencial de acción que transmite la señal hasta las dendritas de salida. Estas dendritas se conectan a otra neurona o terminal nerviosa para ejecutar una acción. Las redes neuronales artificiales están estructuradas de manera similar. En la Figura 4.6 vemos que la red neuronal más básica esta formada por tres capas. La primera capa se nombra capa de entrada y es aquí donde la red se alimenta con los datos iniciales del sistema. Cada una de estas neuronas se conectan al resto de las neuronas de la siguiente capa. Cada color de las terminales representan la conexión de las neuronas de entrada con una neurona de la siguiente capa. A la capa de en medio se le nombra capa oculta, podemos definir un número de capas ocultas. Sin embargo, siempre debe existir al menos una capa oculta. Al final tenemos la capa de salida, la cual se comunica de forma directa o por medio de una etapa de ganancia al sistema.



**Figura 4.6:** Ejemplo de una red neuronal artificial sencilla de 3 capas.

Existe un sin número de tipos de redes neuronales. Sin embargo, en este trabajo se optó por utilizar una red ADELIN con retropropagación, la cual es una de las redes más utilizada para el control de sistemas. Desarrollado en 1986 por

Rumelharth, Hinton y Williams mejoraron las redes añadiendo multi-capas a la red lo que permitió resultados que serían imposibles de alcanzar con redes de dos capas. En la Figura 4.7 se muestra un esquema de una red neuronal con retropropagación donde cada conexión de cada neurona tiene un peso y cada neurona se tiene una función de activación. Explicaremos brevemente el modelo de funcionamiento de la red neuronal.

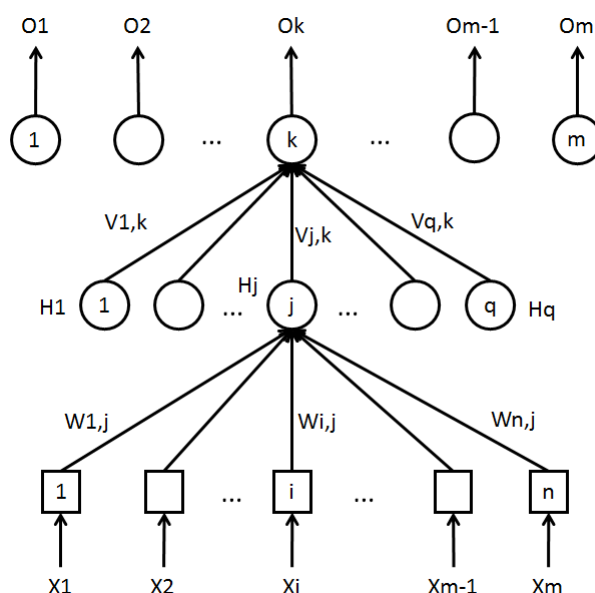


Figura 4.7: Esquema de una neuronal de 3 capas.

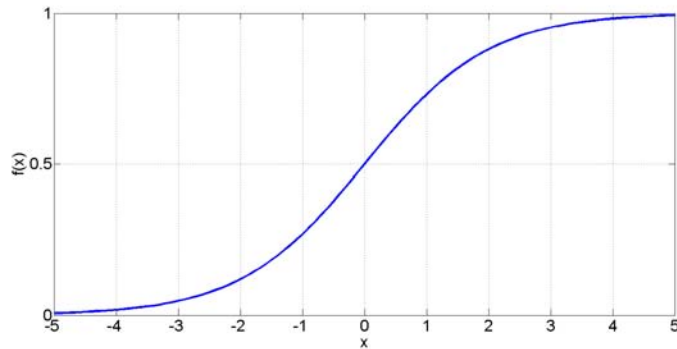
Cada entrada de la red multiplicada por un peso va a excitar a una neurona de la capa oculta ( $S_j^p$ ), de acuerdo con la siguiente expresión:

$$S_j^p = \sum_{i=1}^n (w_{ij}^p x_i^p) + w_{n+1,j}^p, \quad (4.3)$$

donde  $w_{ij}$  es el peso correspondiente para cada entrada  $x_i$  conectada a la neurona  $j$  de la capa oculta, y  $w_{n+1,j}$  es un parámetro que sirve para que la red pueda resolver sistemas en los que la salida pueda tener un sistema distinto que cero mientras todas las entradas son cero. A este parámetro lo llamaremos "*bias*".

La salida de la capa oculta dependerá de la función de activación de la neurona. De esta función dependerá la rapidez y ajuste de la RNA. La elección de esta función dependerá del sistema que deseemos controlar. Existen varias funciones como la tan-

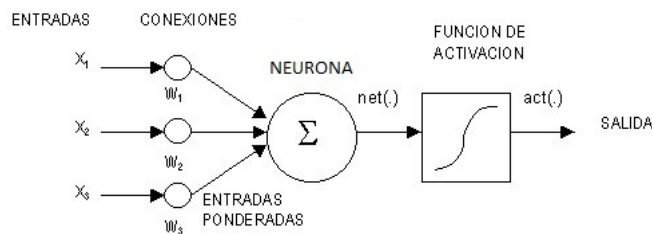
gente hiperbólica, función gaussiana, etc. En nuestro caso emplearemos una función sigma que tiene una pendiente ligeramente lineal y está suavizada en los extremos, lo que la hace ideal para sistemas con comportamiento suave y con rangos definidos (Figura 4.8).



**Figura 4.8:** Gráfica de la función sigma.

Por lo tanto la salida de la neurona  $j$  esta dada por:

$$h_j^p = f(S_j^p) = \frac{1}{1 + \exp(-S_j^p)} \quad (4.4)$$



**Figura 4.9:** Esquema de excitación y de propagación de una neurona.

En la Figura 4.9 se muestra el esquema del proceso completo de excitación y de respuesta de una neurona dentro de la red.

Posteriormente cada salida de cada neurona de la capa oculta por un factor de peso  $v_{jk}$  excitará a una neurona de la capa de salida de la RNA de forma similar que en el caso de la capa de entrada a la capa oculta:

$$R_k^p = \sum_{j=1}^l (v_{jk}^p h_j^p) + v_{l+1,k}^p, \quad (4.5)$$

donde  $v_{l+1,k}$  es un *bias* para la capa de salida.

$$O_k^p = f(R_k^p) = \frac{1}{1 + \exp(-R_k^p)}. \quad (4.6)$$

Por otro lado, la salida de la neurona de la capa de salida esta dada por otra función de activación  $O_k$  de forma similar que con la capa oculta.

Al final se calcula el error con respecto a una referencia "y", de la siguiente manera:

$$e_k^p = y_k^p - O_k^p, \quad (4.7)$$

mientras que  $E_p$  es el criterio a minimizar y esta definido por:

$$E_p = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^m (e_k^p)^2. \quad (4.8)$$

Para minimizar el criterio debemos obtener su gradiente con respecto a los pesos  $w_{ij}$  y  $v_{jk}$ . Este método consiste en recalcular los pesos en dirección negativa del gradiente de  $E_p$  y se le conoce con el nombre de "descenso más rápido". Los coeficientes  $\delta_k^p$  y  $\Delta_j^p$ , definidos de la siguiente manera:

$$\delta_k^p = (y_k^p - O_k^p) O_k^p (1 - O_k^p), \quad (4.9)$$

y

$$\Delta_j^p = \left( \sum_{k=1}^m \delta_k^p v_{jk}^p \right) h_j^p (1 - h_j^p) \quad (4.10)$$

son los coeficientes del gradientes los cuales serán necesarios para calcular el reajuste de los pesos. La relación para el recalcu de los pesos respecto al criterio de minimización es el siguiente, donde  $\eta$  es el coeficiente de aprendizaje de la red:

$$v_{jk}^p = v_{jk}^{p-1} + \eta \delta_k^p h_j^p, \quad (4.11)$$

y

$$w_{ij}^p = w_{ij}^{p-1} + \eta \Delta_j^p x_i^p. \quad (4.12)$$

Una vez calculados los nuevos pesos de la red se vuelve a ejecutar la red completa hasta lograr reducir el criterio de minimización. La suavidad del ajuste de la red dependerá en gran medida de la función de activación y del coeficiente de aprendizaje de la red.

En nuestro caso se implementó una red neuronal de 128 neuronas de entrada y de salida (correspondiente al voltaje aplicado a cada uno de los pixeles del modulador), con una capa oculta de 10 neuronas, una función de activación sigma y un coeficiente de aprendizaje bajo (0.4 - 0.1). A la salida de la red fue necesario aplicar una etapa de ganancia y offset para mantener un rango de modificación entre 700 - 1200.

## 4.2. Resultados

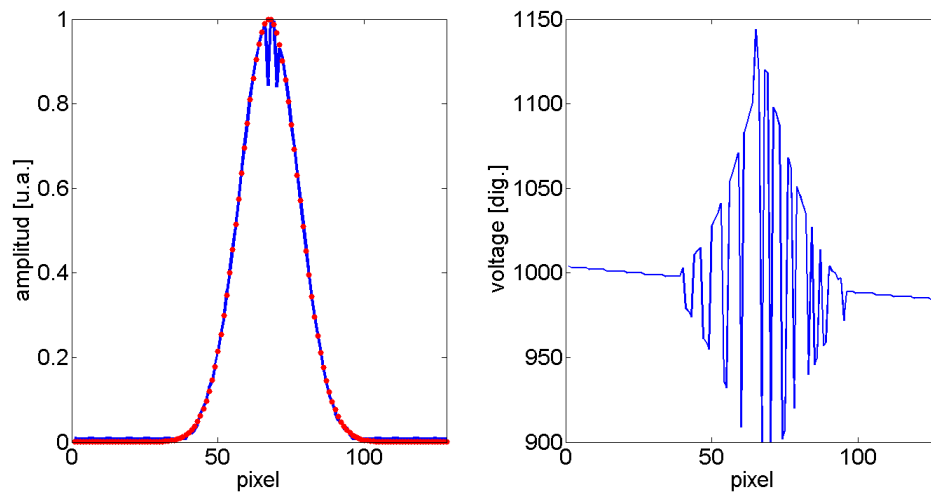
En esta sección se presentan resultados de cada uno de los algoritmos para el control del reconfigurador de pulsos. Evaluamos la capacidad de ajustar un perfil de intensidad espectral propuesto a partir de condiciones iniciales aleatorias. Para compara estos resultados, el proceso se limitó a solo 500 iteraciones (épocas). A partir de estos resultados podremos determinar las capacidades de un algoritmo con respecto a los demás y elegir qué algoritmo se implementará en cada aplicación.

### 4.2.1. Simulación

Antes de su implementación se programaron los tres algoritmos y se simularon utilizando la función general de retardancia (Apéndice A), con el fin de analizar posibles fallas que pudiesen presentarse al momento de implementar el algoritmo de control. Dos de los algoritmos (RNA y Swarm) se programaron en Matlab, mientras que el de soft computing se programó en Labview. Estos programas se pueden consultar en el Apéndice A. El objetivo del programa fue ajustar un perfil de intensidad espectral determinado a partir de condiciones iniciales aleatorias, que como primer ejemplo fue elegido un perfil Gaussiano. Posteriormente se realizó una evaluación del comportamiento de los diferentes algoritmos de control.

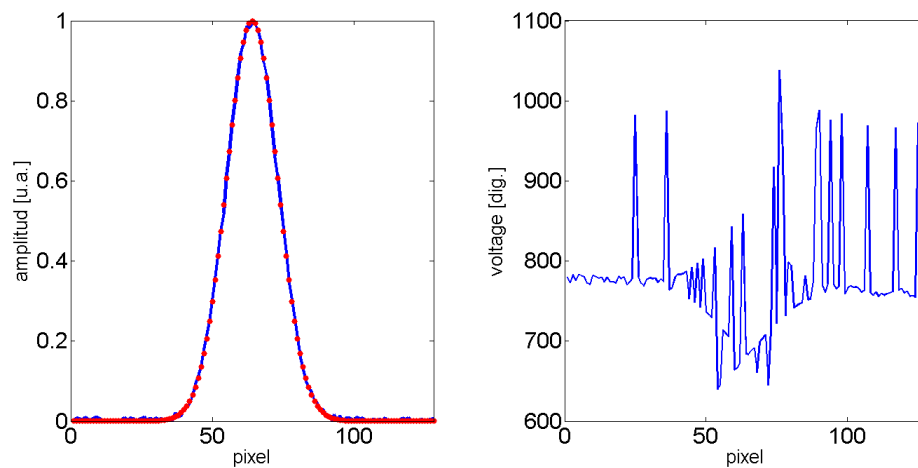
Primero analizamos los resultados para soft computing, para el cual se ajustaron los siguientes parámetros: num. de hijos=10, % de mutación del gen=30, % de

cruzamiento=10, % de mutación=40, fuzzy=0.01.



**Figura 4.10:** Ajuste a un perfil Gaussiano implementando soft computing con un error RMSE=0.019.

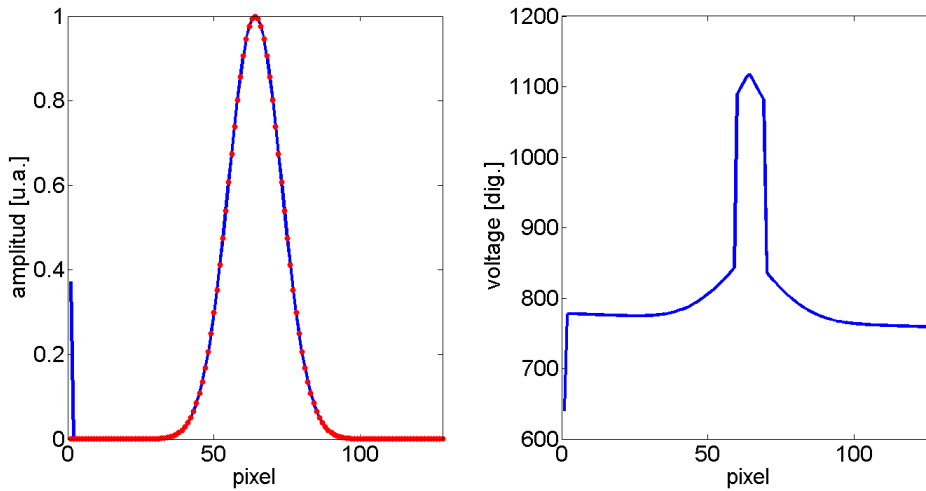
Los parámetros de simulación para el algoritmo de enjambre fueron: num. de hijos=10,  $c1=0.4$ ,  $c2=0.6$ ,  $\beta=0.8$ .



**Figura 4.11:** Ajuste a un perfil Gaussiano implementando algoritmos de enjambre con un error RMSE=0.006.

Mientras que los parámetros utilizados en las redes neuronales fueron: factor de

aprendizaje=0.4, bias=0, num. de neuronas=10, num. de capas ocultas=1.



**Figura 4.12:** Ajuste a un perfil Gaussiano implementando redes neuronales con un error RMSE=0.0329.

El error RMSE fue calculado de la siguiente forma:

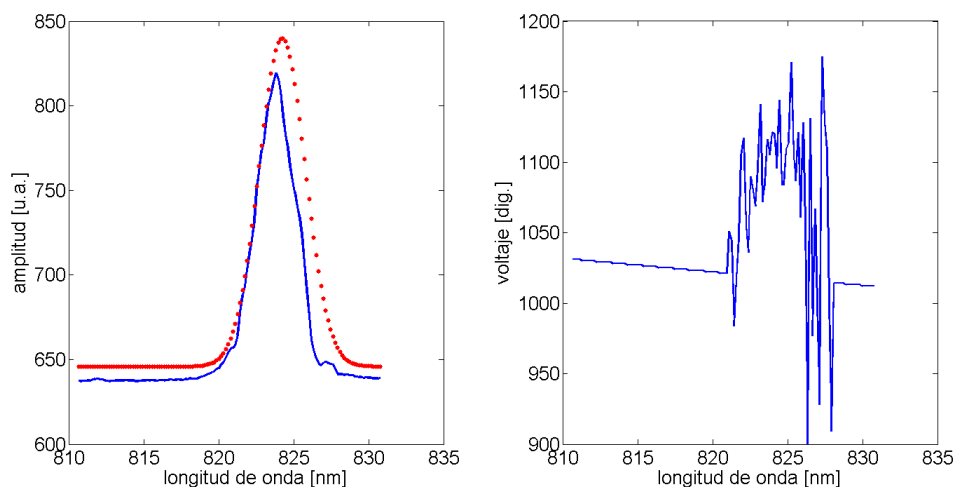
$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (goal_i - fit_i)^2}{n}}. \quad (4.13)$$

Donde  $n$  es el numero de pixels en nuestro caso 128,  $goal$  es el perfil objetivo a ajustar y  $fit$  es el perfil obtenido del reconfigurador empleando cierto algoritmo de control. Un error RMSE cercano a cero indica que el ajuste es bueno.

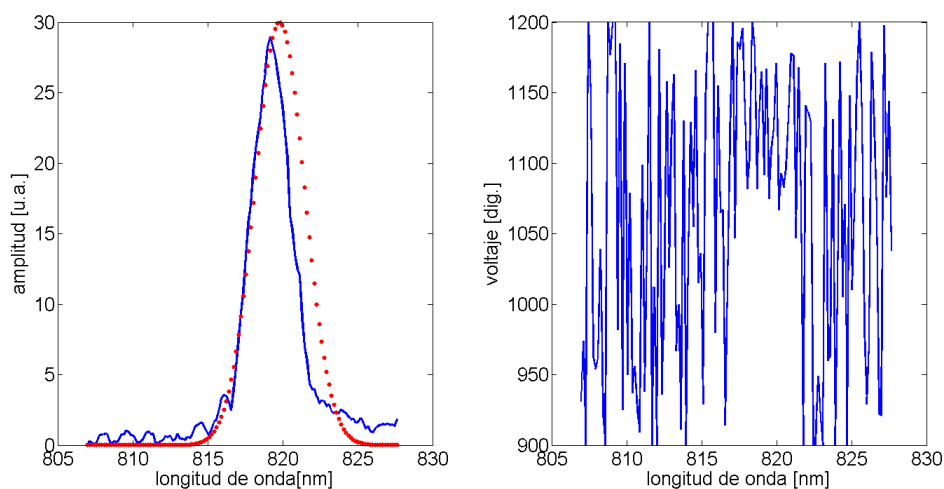
### 4.2.2. Experimental

Una vez que hemos simulado los algoritmos procedimos a implementarlos en el reconfigurador de pulsos que se construyó. El arreglo a utilizar es el mismo de la Figura 3.3 del Capítulo 3 donde el polarizador al final del arreglo servirá como filtro para atenuar las componentes espectrales con diferente polarización. Los resultados fueron muy similares a los obtenidos en la simulación. Primero el objetivo se enfocó en reconfigurar el espectro del pulso láser a un perfil espectral gaussiano con cierto ancho espectral. La programación de estos algoritmos se hizo en Labview y se pueden consultar en el Apéndice A.

Los parámetros utilizados para cada algoritmo fueron: *soft computing* ( num. de hijos=10, % de mutación del gen=25, % de cruzamiento=10, % de mutación=40, fuzzy=15.), *algoritmo de enjambre* (num. de hijos=10,  $c1=0.3$ ,  $c2=0.7$ ,  $\beta=0.8$ ), *redes neuronales* (factor de aprendizaje=0.2, bias=0, num. de neuronas=10, num. de capas ocultas=1).

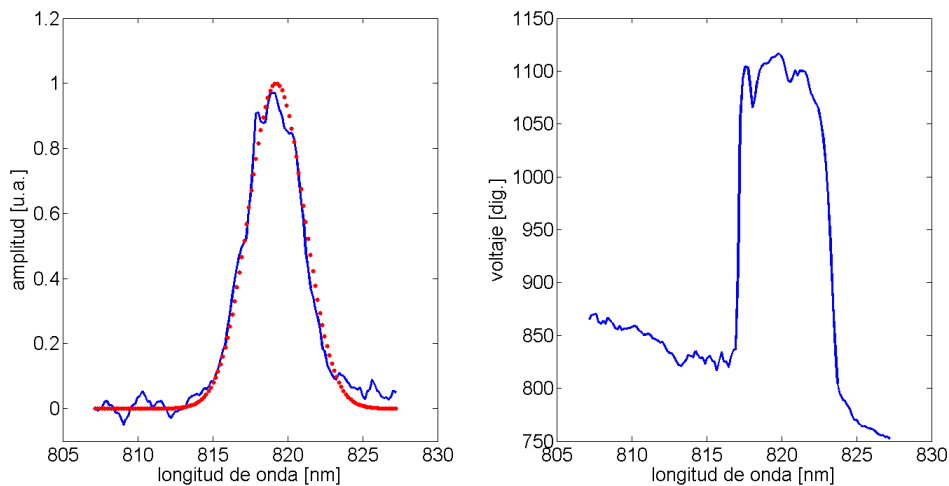


**Figura 4.13:** Ajuste a un perfil Gaussiano implementando soft computing con un error RMSE=0.1195.



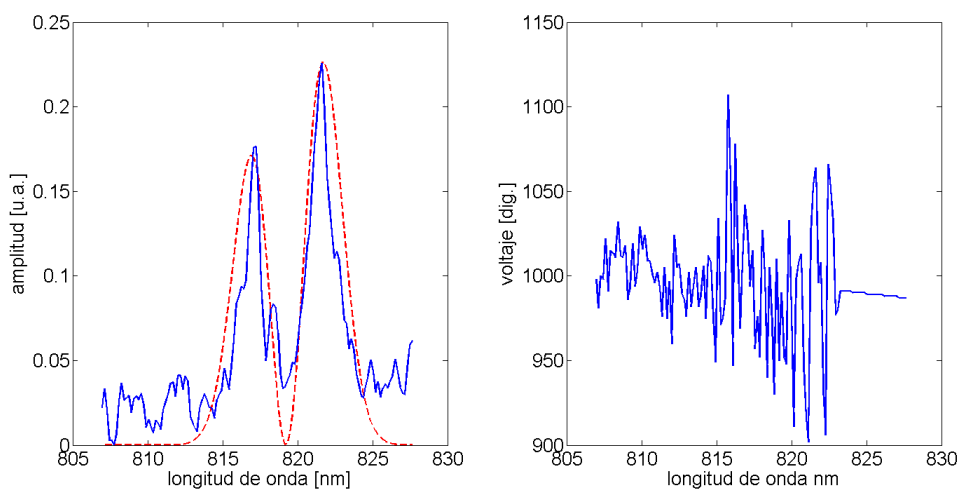
**Figura 4.14:** Ajuste a un perfil Gaussiano implementando algoritmos de enjambre con un error RMSE=0.1181.



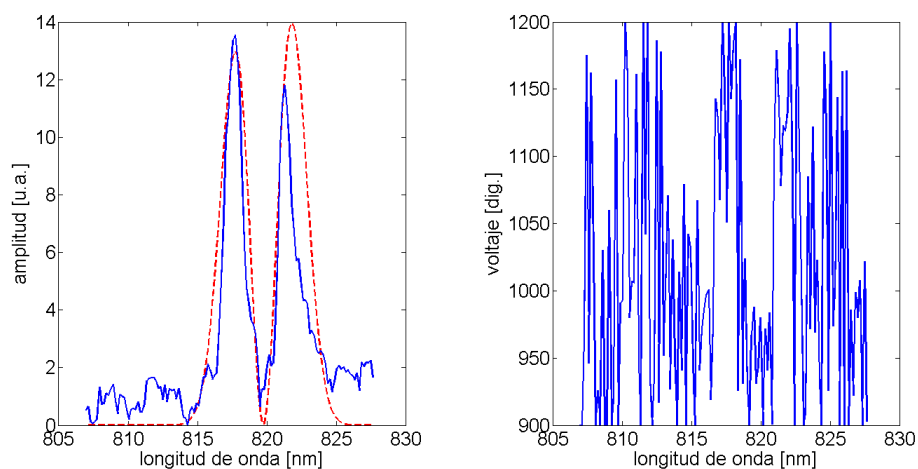


**Figura 4.15:** Ajuste a un perfil Gaussiano implementando redes neuronales con un error RMSE=0.043.

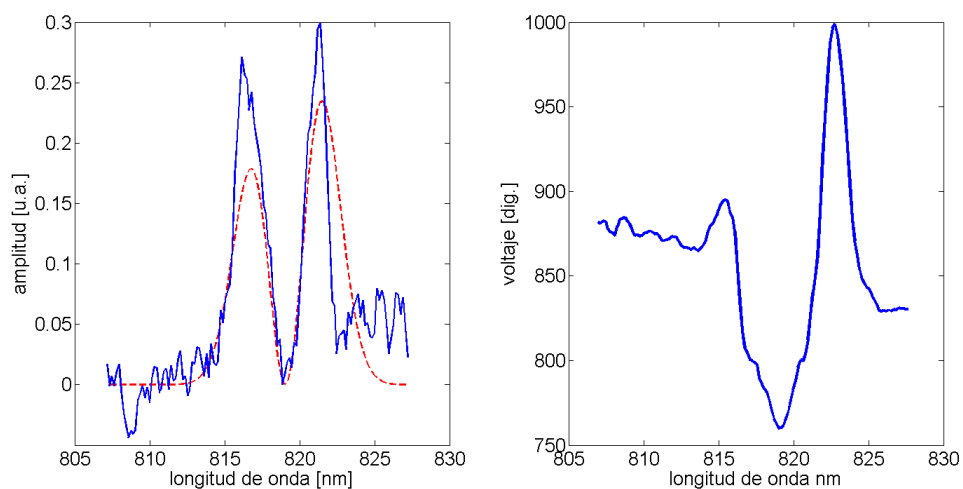
En un segundo ejemplo, el objetivo fue ajustar el espectro del pulso a un perfil propuesto con mayor estructura que el perfil gaussiano. Los resultados se muestran en las Figuras 4.16 - 4.18.



**Figura 4.16:** Ajuste a un perfil de intensidad implementando soft computing con un error RMSE=0.1511.



**Figura 4.17:** Ajuste a un perfil de intensidad implementando algoritmos de enjambre con un error RMSE=0.1575.



**Figura 4.18:** Ajuste a un perfil de intensidad implementando redes neuronales con un error RMSE=0.14.

### 4.3. Conclusiones

De esta comparación, tanto en la simulación como en la experimental, podemos concluir que el algoritmo de soft computing fue el que tuvo un mayor error de

ajuste, mientras que las redes neuronales tuvieron el menor error en el ajuste. Otro punto que debemos considerar es el arreglo de voltajes que entrega como resultado el algoritmo, ya que para procesarlos de forma más sencilla es necesario obtener los datos con el menor enredamiento de fase posible. En el caso de la redes neuronales el arreglo de voltajes que se aplicó al modulador representan una curva suave, mientras que con los algoritmos de soft computing y algoritmos de enjambre se obtuvo un arreglo de voltajes con bastante oscilación, lo que nos da una enredamiento de fase. Otro punto que hay que destacar es que al momento de implementar los algoritmos es importante reducir al máximo el ruido del propio reconfigurador. Esto puede afectar al funcionamiento del algoritmo ya que puede calcular errores que son incorrectos y por lo tanto no llegará a una solución óptima. En el caso de las redes neuronales se observó que es muy susceptible a variaciones en el sistema (fluctuaciones en el láser, cambios de los parámetros, etc). Mientras que los otros dos algoritmos son más robustos ante cualquier variación. En efecto cada algoritmo presenta ventajas con respecto a los otros, esta ventajas lo hacen un mejor candidato para cierto tipo de aplicaciones. En el siguiente Capítulo mencionaremos diversas aplicaciones del reconfigurador, por lo que destacaremos el funcionamiento de cierto algoritmo para determinada aplicación en específico.

# CAPÍTULO 5

## Resultados

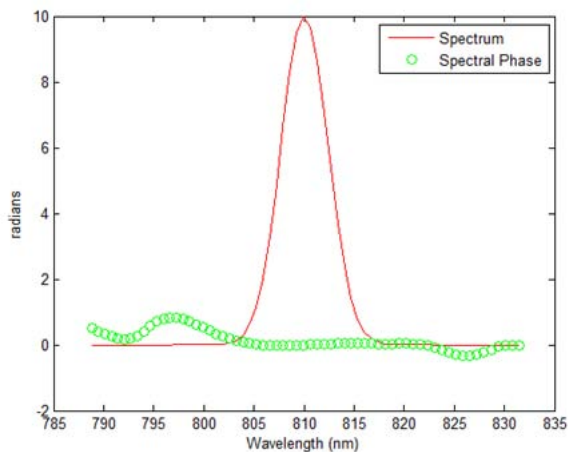
En el Capítulo anterior mencionamos que cada algoritmo presenta ciertas ventajas y desventajas en la resolución de determinados problemas. En este trabajo se trataron tres aplicaciones diferentes en los que había que resolver un problema en específico:

1. Encontrar un máximo de distribución espectral (Caracterización de los estados de polarización espectral del pulso).
2. Ajustar a un perfil de intensidad espectral deseado (Generación de pulsos con polarización estructurada).
3. Optimización de procesos no lineales a partir de solo un parámetro de medición (Empatamiento de fases en SHG).

Cada una de estas aplicaciones se resolvió utilizando un algoritmo en específico. Para el Caso 1 se implementó el algoritmo de Soft Computing debido que es un algoritmo robusto que ajusta los valores de mutación de acuerdo a cada parámetro de forma individual, lo que reduce mucho el tiempo de convergencia. En el Caso 2 se implementaron Redes Neuronales debido a que es el algoritmo que ajusta con el menor error a un determinado perfil de diseño. En el Caso 3 se implementó el algoritmo de Enjambre debido a que la variable de control que guía al algoritmo en esta aplicación nos proporciona un solo valor. Esta condición aumenta considerablemente la dificultad de resolución del problema ya que tenemos 128 parámetros a

modificar para encontrar la solución y solo podemos guiarnos a partir de una sola variable.

Para realizar estos experimentos se utilizaron los pulsos láser provenientes del láser Mira 900 los cuales fueron caracterizados con un sistema FROG. En la Figura 5.1 tenemos tanto el perfil como la fase espectral del pulso, el cual tiene un perfil gaussiano y una fase constante igual a cero.



**Figura 5.1:** Perfil y fase espectral medida mediante un sistema de caracterización FROG del pulso de entrada proveniente del láser Mira 900.

A continuación se darán más detalles sobre cada aplicación y cómo fue que se trató cada problema y también se muestran los resultados obtenidos en cada caso. Al final de este Capítulo daremos una conclusión general sobre el trabajo desarrollado en esta tesis.

## 5.1. Estados de Polarización de un Láser de Femto-segundos

Una de las primeras aplicaciones en las que se implementó el reconfigurador de pulsos fue en la caracterización de los estados de polarización de las componentes espectrales del pulso. Con el mismo arreglo de la Figura 3.3 se implementó el algoritmo de Soft Computing. Para poder medir la retardancia local espectral del pulso utilizando el reconfigurador, se busca encontrar un máximo de distribución espectral.

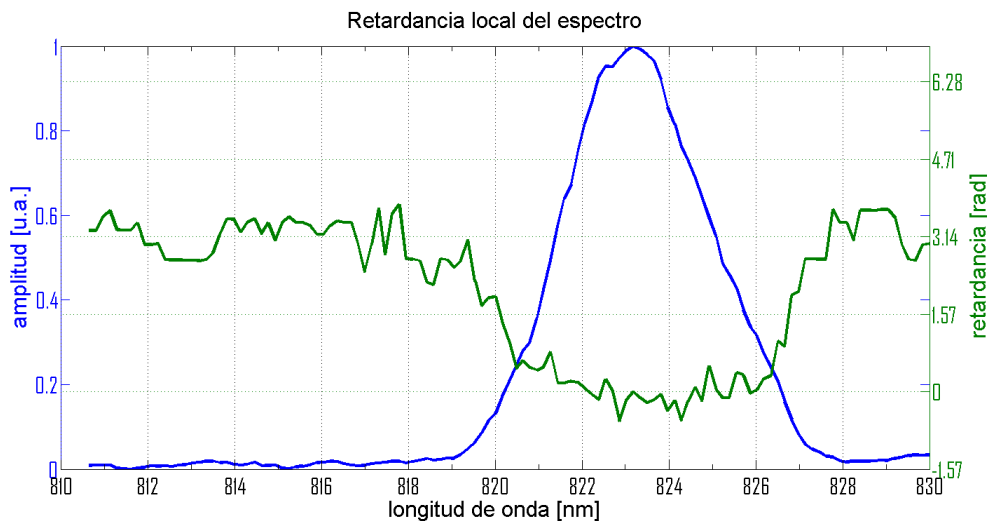
Nuestra variable observable es el perfil espectral del pulso el cual medimos con un espectrómetro HR2000+ de la empresa Ocean Optics. Como se aprecia en la Figura 3.3 se colocó un polarizador lineal para filtrar solo las componentes con polarización horizontal. Esto genera que obtengamos un máximo de distribución espectral cuando la polarización de las componentes espectrales (ó longitudes de onda) correspondan a dicha polarización. A este estado de polarización horizontal lo definiremos como una retardancia cero ( $\delta = 0$ ). Por lo tanto el reconfigurador junto con el algoritmo compensarán la retardancia para cada componente espectral (ó longitud de onda) y así obtener una máxima transmisión a través del polarizador lineal. Al final el voltaje aplicado a cada pixel del modulador equivaldrá a una retardancia relativa ( $\gamma$ ) para cada  $\lambda$ , por lo que la retardancia neta de cada  $\lambda$  será la diferencia entre la retardancia que corresponde a la máxima transmisión del polarizador ( $0^\circ$ ) y la retardancia aplicada por el modulador ( $\gamma$ ), es decir,

$$\delta = \gamma - 0. \quad (5.1)$$

Por la forma en la que se escogieron las referencias, la retardancia de cada  $\lambda$  será igual a la retardancia aplicada por el modulador.

La primera prueba que se realizó fue para caracterizar los estados de polarización de las componentes espectrales de un pulso proveniente de un láser Ti:zaf de 200 fs a una longitud de onda central sintonizable alrededor 810 nm. El láser es un MIRA 900 de la empresa Coherent con una configuración de cavidad lineal. Los pulsos provenientes del láser carecen de chirp, tienen una fase constante cero y una polarización horizontal.

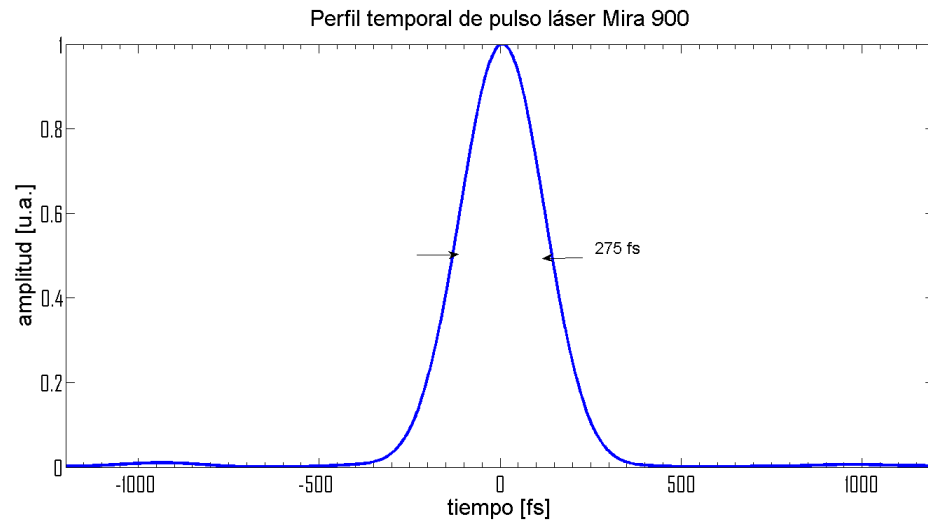
Debido a que el algoritmo de Soft Computing requiere de un perfil de intensidad de referencia para calcular el error local para cada pixel del SLM-LC, y sabemos que el perfil característico de un pulso proveniente de este láser es muy cercano a un perfil gaussiano, se aplicó también un perfil gaussiano con una  $\lambda$  central, un ancho espectral  $\Delta\lambda$  y una amplitud espectral  $S$ . Cada uno de estos parámetros se ajustaron de acuerdo a las mediciones realizadas del pulso de entrada al reconfigurador. Una vez ajustado el perfil propuesto se fueron cambiando poco a poco tanto la amplitud como el ancho espectral con la intención de que el algoritmo encontrara la máxima distribución espectral. Cuando el algoritmo ya no era capaz de reducir el error entre el perfil propuesto y el real finalizábamos el algoritmo recuperando los datos tanto del espectro como del arreglo de voltajes aplicados en el SLM-LC.



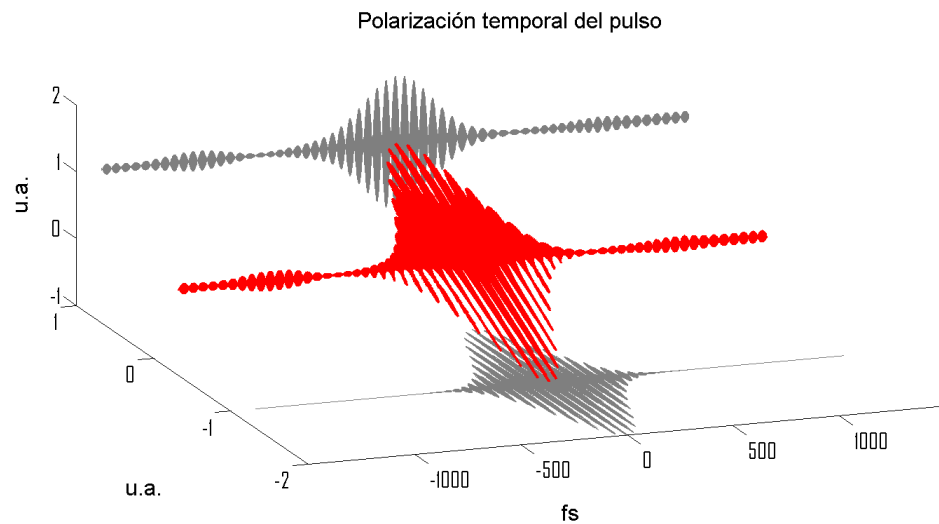
**Figura 5.2:** Perfil y retardancia local espectral del pulso de femtosegundos.

En la Figura 5.2 se muestran los resultados obtenidos. Podemos apreciar que el pulso tiene una retardancia espectral muy cercana a cero, en la región espectral de 820-826 nm correspondiente a  $1/e$  respecto al máximo de amplitud, lo que nos indica que el pulso tiene una polarización aproximadamente lineal horizontal. Las oscilaciones en la gráfica correspondiente a la retardancia pueden deberse al propio algoritmo, así como también a posibles fluctuaciones de intensidad en el láser. Sin embargo estos resultados son acertados con lo esperado, por lo que podemos decir que el sistema construido funciona bien como un instrumento de medición de la retardancia de las componentes espectrales de pulsos de femtosegundos.

A partir de los datos obtenidos y considerando una fase espectral cero del pulso de entrada, podemos reconstruir el pulso en tiempo (ver Figuras 5.3 y 5.4) [6].



**Figura 5.3:** Perfil temporal del pulso de femtosegundos.



**Figura 5.4:** Representación cuasi-tridimensional del pulso de femtosegundos (rojo). Las gráficas en color gris corresponden a las componentes  $E_x$  y  $E_y$  del pulso, donde  $E_x$  tiene una fase cero y mientras que  $E_y$  tiene la fase obtenida a partir del reconfigurador. Los ejes se encuentran rotados  $45^\circ$  por lo que la polarización del pulso corresponde a una polarización lineal horizontal.



## 5.2. Caracterización de Retardancia Inducida por Materiales Birrefringentes

Motivados por los resultados obtenidos con el reconfigurador de pulsos para la caracterización de los estados de polarización de las componentes espectrales, procedimos a realizar experimentos sensibles a los estados de polarización del pulso. En esta sección presentamos los resultados obtenidos de la caracterización de los pulsos al incidir en un material birrefringente el cual introduce una retardancia local en cada frecuencia que compone al pulso.

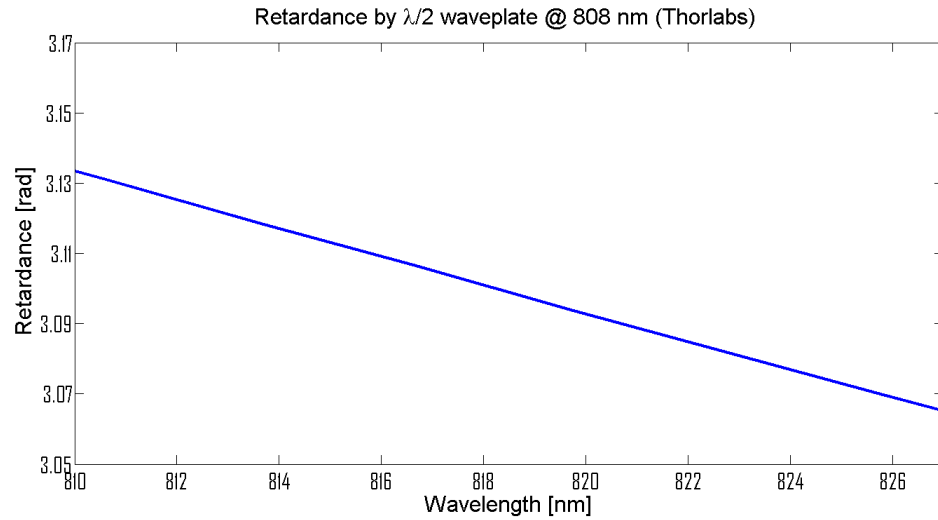
Primero caracterizamos la retardancia inducida por una placa retardadora  $\lambda/2$  de orden cero a 808 nm de la empresa Thorlabs (Figura 5.5), con el fin de comprobar el buen funcionamiento del reconfigurador a diferentes estados de polarización.



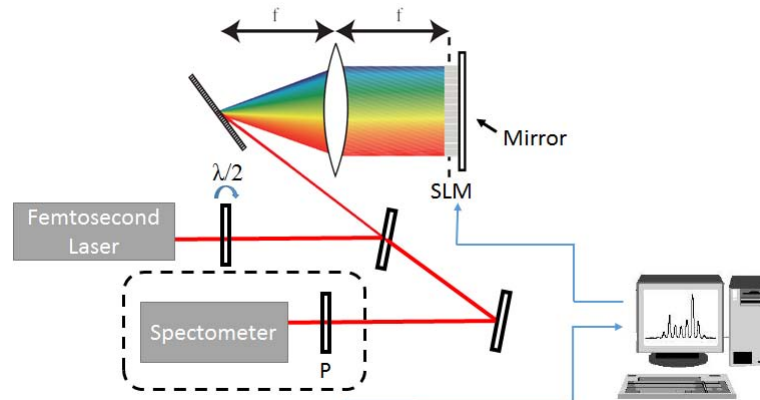
**Figura 5.5:** Placa retradadora  $\lambda/2$  de orden cero a 808 nm.

Un retardador de orden cero implica que esta diseñado para una región limitada espectral, es decir, no son muy apropiados para ser utilizados en pulsos de femtosegundos ya que el retardo no será el mismo a lo largo de todo el espectro (Figura 5.6). Lo que se espera es que el reconfigurador de pulsos se encargue de esta situación y compense las limitaciones del retardador de orden cero.

En la Figura 5.7 se muestra el arreglo experimental. El experimento consistió en colocar una placa retardadora para modificar la polarización del pulso de entrada en el reconfigurador. Se realizaron pruebas con tres diferentes orientaciones del eje rápido de la placa retardadora con respecto a la polarización lineal del láser de femtosegundos ( $0^\circ$ ,  $22.5^\circ$ ,  $45^\circ$ ).

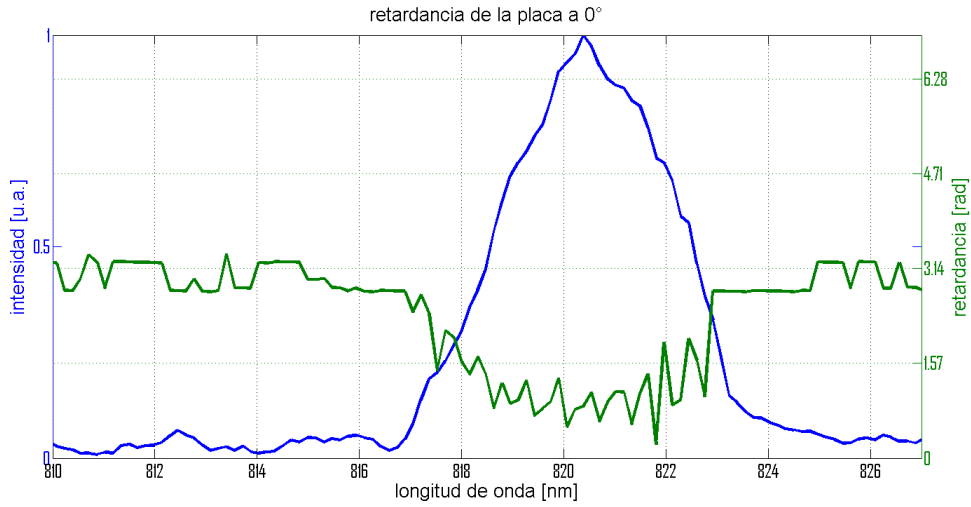


**Figura 5.6:** Retardancia reportada por el fabricante de una placa retradadora  $\lambda/2$  de orden cero a 808 nm (Thorlabs).



**Figura 5.7:** Arreglo experimental para la caracterización de la retardancia inducida por una placa retardadora  $\lambda/2$  de orden cero a 808 nm.

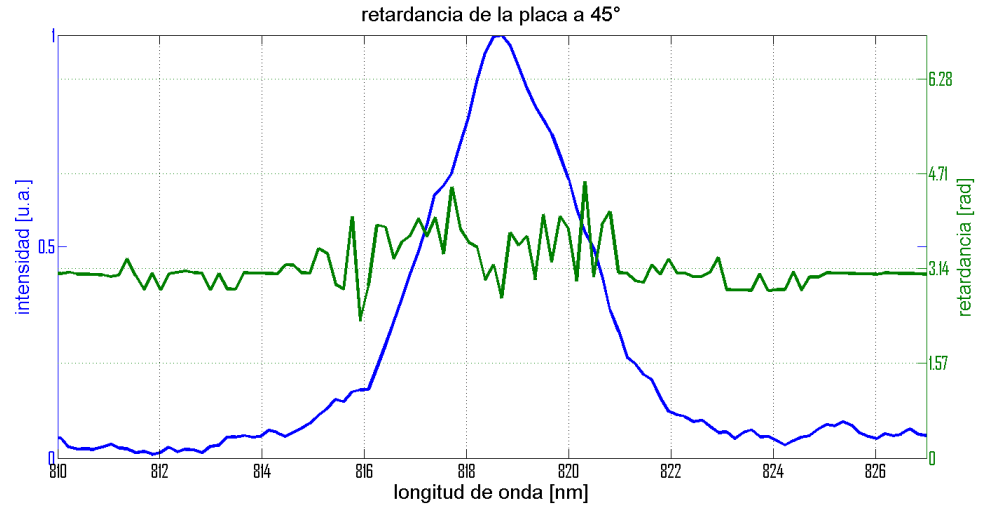
En las Figuras 5.8 a 5.10 se muestran los resultados obtenidos para cada orientación de la placa retardadora.



**Figura 5.8:** Retardancia del pulso al pasar por una placa retardadora de orden cero a un ángulo de  $0^\circ$ .

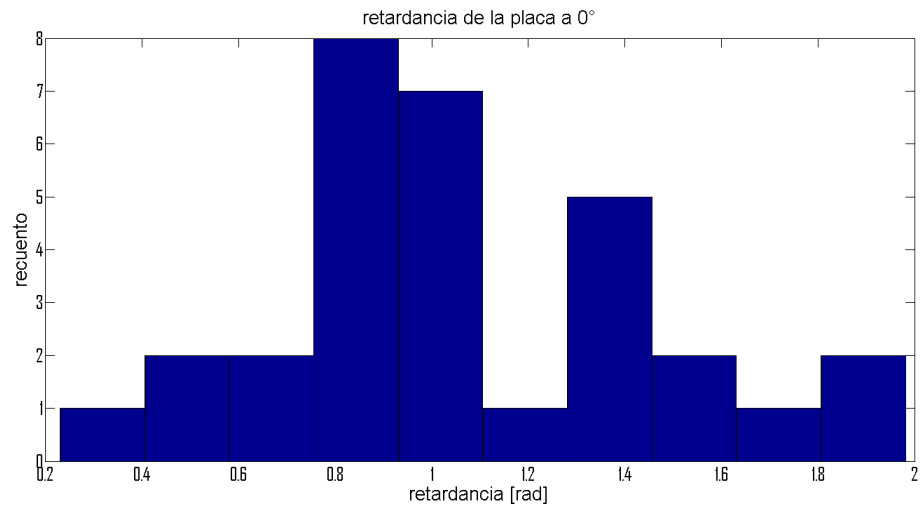


**Figura 5.9:** Retardancia del pulso al pasar por una placa retardadora de orden cero a un ángulo de  $22.5^\circ$ .



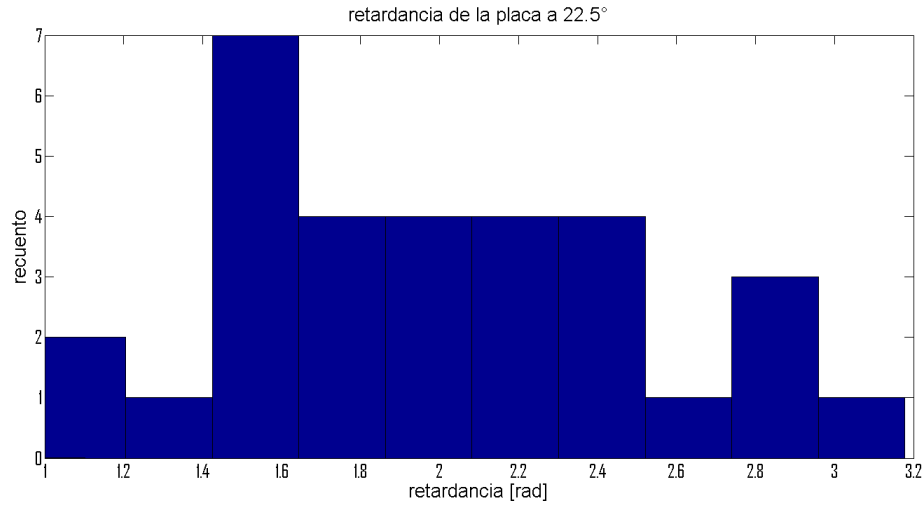
**Figura 5.10:** Retardancia del pulso al pasar por una placa retardadora de orden cero a un ángulo de  $45^\circ$ .

Otra manera de analizar la retardancia global que introduce la placa retardadora en el pulso es a partir de un histograma de los datos.



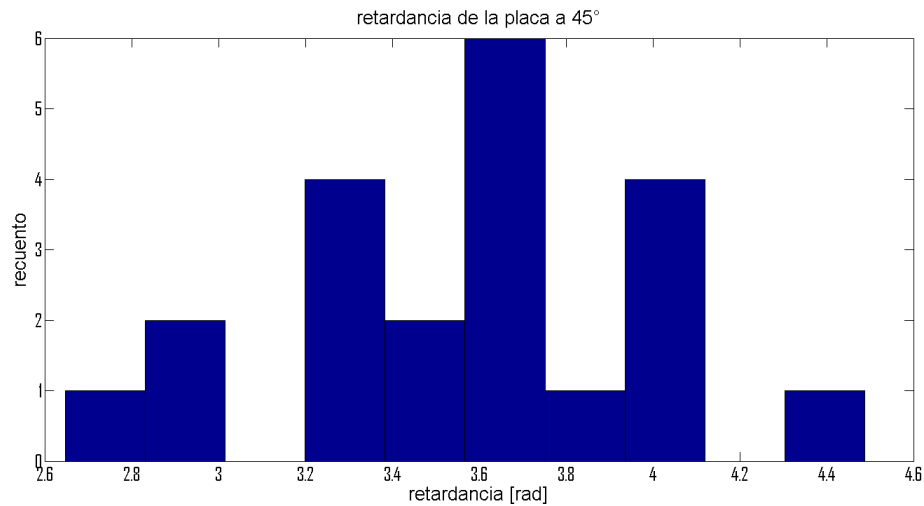
**Figura 5.11:** Histograma de la retardancia espectral generada por una placa retardadora de orden cero a un ángulo de  $0^\circ$ .

En la Figura 5.18 podemos ver que se tiene una media de 1.23 radianes y una desviación estándar de 0.548 rad en el histograma.



**Figura 5.12:** Histograma de la retardancia espectral generada por una placa retardadora de orden cero a un ángulo de 22.5°.

En la Figura 5.18 podemos ver que se tiene una media de 2.188 radianes y una desviación estándar de 0.598 rad en el histograma.



**Figura 5.13:** Histograma de la retardancia espectral generada por una placa retardadora de orden cero a un ángulo de 45°.

En la Figura 5.18 podemos ver que se tiene una media de 3.519 radianes y una desviación estándar de 0.485 rad en el histograma.

De los histogramas podemos darnos una idea de cuál es la mayor contribución de retardancia por la placa retardadora a diferentes posiciones. En la Figura 5.11 la mayor contribución es menor a 1 radian, mientras que en la Figura 5.12 esta cercana a  $\pi/2$  radianes y en la Figura 5.13 se tiene una retardancia ligeramente mayor a  $\pi$  radianes la cual corresponde a una retardancia de media lambda como especifica el fabricante.

Por otra parte se utilizó una mica birrefringente para generar una retardancia espectral desconocida en el pulso (Figura 5.14). Se colocó en dos posiciones diferentes: a cero grados, que corresponde a un máximo de transmisión al colocar un polarizador paralelo a la polarización del láser, y a 45 grados, que corresponde a un mínimo de transmisión, ósea a la máxima retardancia generada por la mica birrefringente.

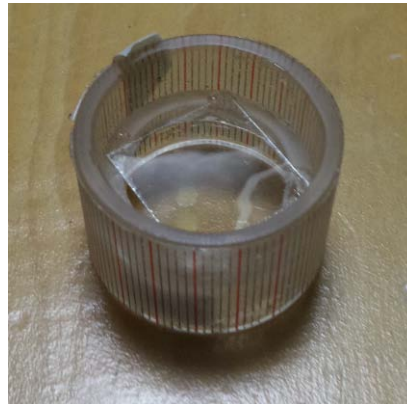


Figura 5.14: Mica birrefringente.

En las Figuras 5.15 - 5.18 se muestran los resultados obtenidos al emplear el algoritmo de soft computing para controlar el reconfigurador de pulsos. Tanto en la curva de retardancia como en el histograma podemos observa que para una orientación de 0 grados de la mica se induce una retardancia de cero radianes, mientras que a 45 grados se induce una retardancia de  $3/2 \pi$ .

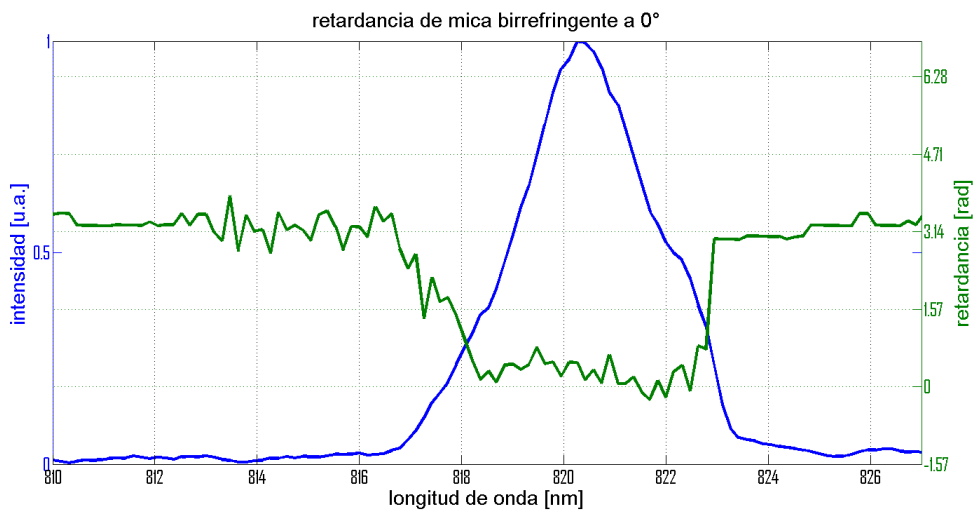


Figura 5.15: Retardancia del pulso al pasar por una mica birrefringente a un ángulo de  $0^\circ$ .

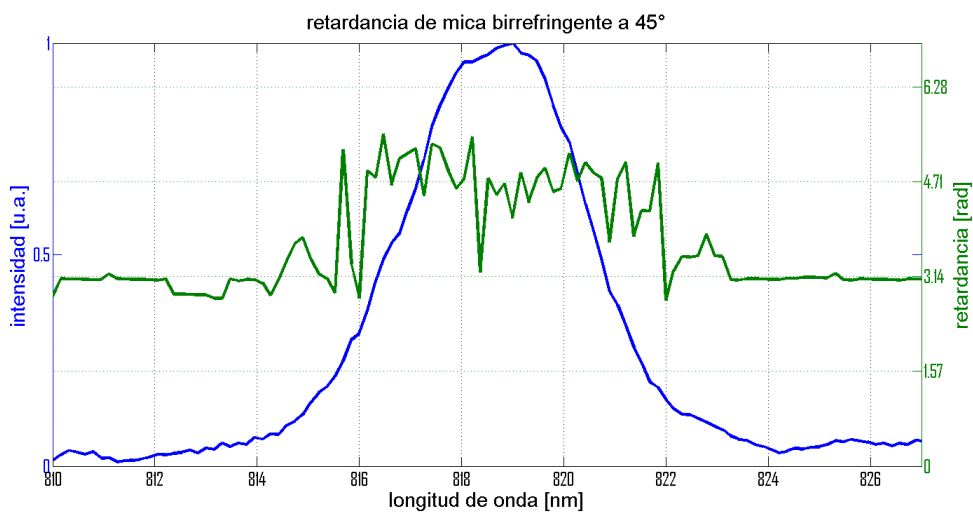
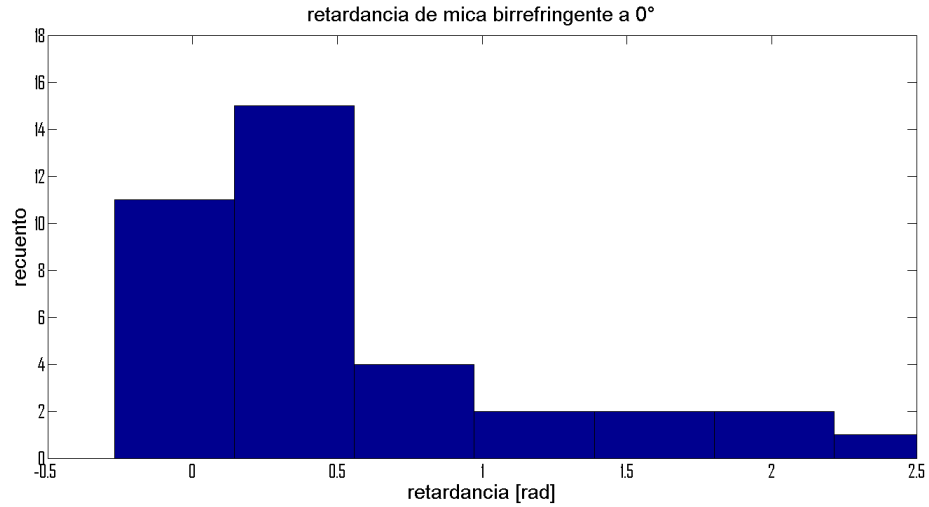
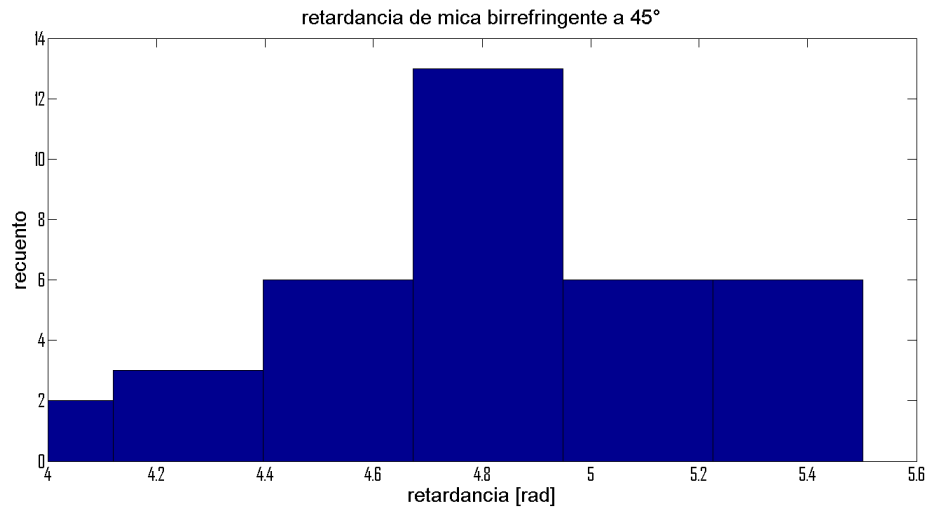


Figura 5.16: Retardancia del pulso al pasar por una mica birrefringente a un ángulo de  $45^\circ$ .



**Figura 5.17:** Histograma de la retardancia espectral generada por una mica birrefringente a un ángulo de 0°.

En la Figura 5.18 podemos ver que se tiene una media de 0.557 radianes y una desviación estándar de 0.821 rad en el histograma.



**Figura 5.18:** Histograma de la retardancia espectral generada por una mica birrefringente a un ángulo de 45°.

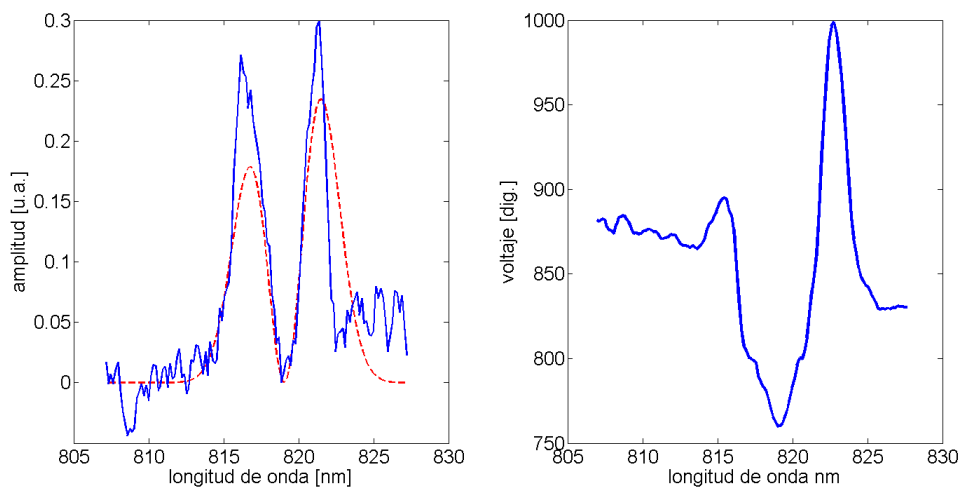
En la Figura 5.18 podemos ver que se tiene una media de 4.405 radianes y una desviación estándar de 0.761 rad. en el histograma.



### 5.3. Generación de Pulsos con Polarización Estructurada

En ocasiones se requieren de pulsos con cierto perfil para ciertas aplicaciones y, en consecuencia, es de gran importancia controlar el estado de polarización temporal del pulso[3]. En algunas aplicaciones se conoce la estructura que debe tener el pulso, por lo que solo se requiere reproducir el estado de polarización del pulso a partir de un diseño. En nuestro caso para generar pulsos con una polarización estructurada se implementó una red neuronal para el control del SLM-LC, debido a su ajuste inmediato y preciso al perfil deseado. En el Capítulo anterior se mostraron algunos resultados del ajuste a diferentes perfiles espectrales. Uno de estos resultados corresponde a un diseño para generar una especie de vórtice. En esta sección se analizará más a fondo este resultado.

Para la generación de este pulso con polarización estructurada se procedió a calcular la retardancia espectral necesaria para generar dicho estado de polarización. Posteriormente se calculó el perfil espectral correspondiente a la retardancia espectral del pulso al pasar por el sistema conformado por un polarizador lineal y un espectrómetro, considerando el perfil espectral original del pulso.

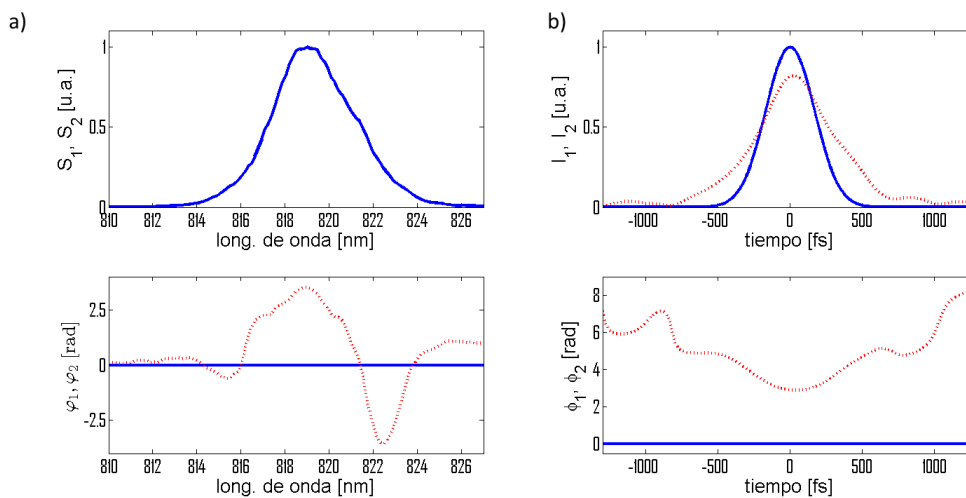


**Figura 5.19:** Ajuste al perfil espectral para generar un vórtice implementando redes neuronales.

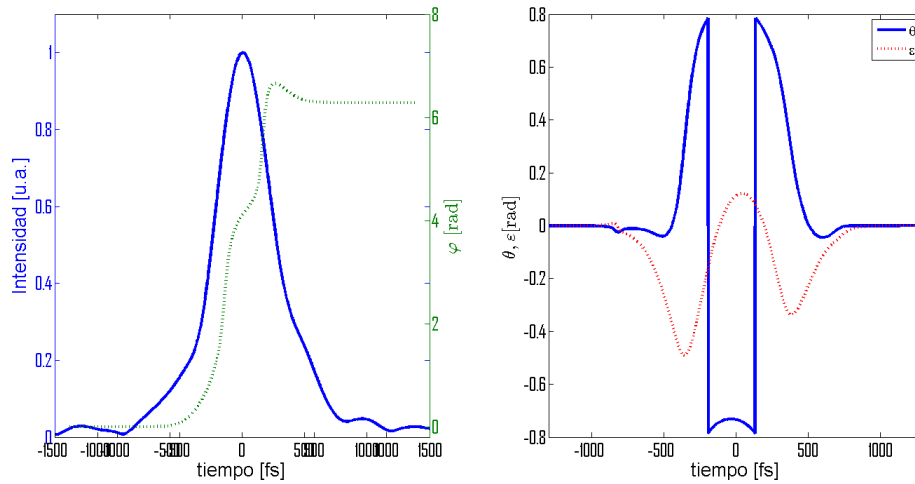
En la Figura 5.19 del lado izquierdo se muestra el ajuste realizado (línea azul) al perfil espectral diseñado (línea roja punteada), mientras que en la derecha es el

resultado del arreglo de voltajes para el ajuste.

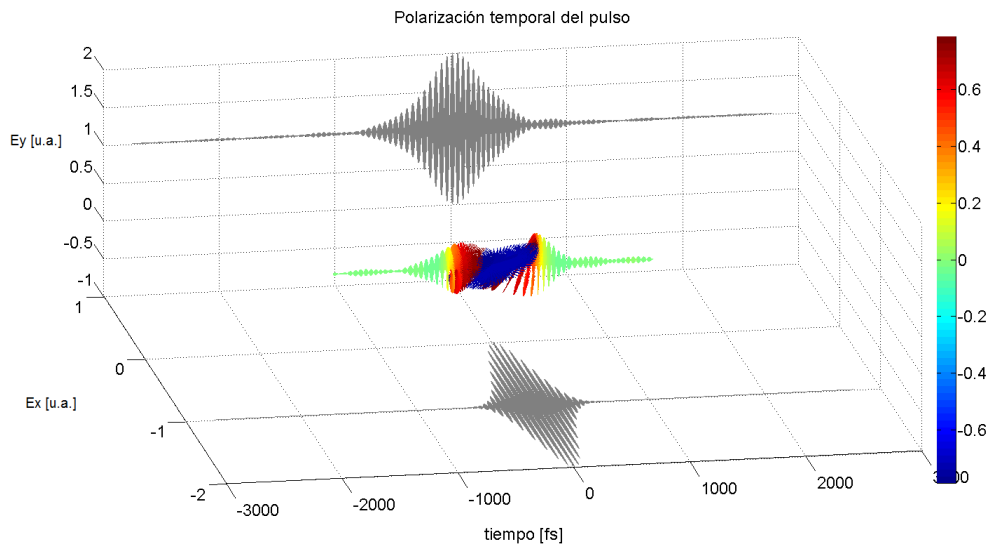
De este arreglo de voltajes es posible determinar la retardancia espectral del pulso que junto con el perfil espectral permiten reconstruir el pulso en tiempo y obtener su perfil y fase temporal (Figura 5.20). De igual manera también se puede recuperar información sobre la elipticidad ( $\varepsilon$ ) y la orientación ( $\theta$ ) del estado de polarización temporal del pulso (Figura 5.21), recordando que estamos considerando que el pulso de entrada tiene una fase espectral igual a cero. Finalmente en la Figura 5.22 se grafica una representación cuasi-tridimensional del pulso. En el Apéndice A se puede encontrar el programa para el calculo de la información temporal del pulso.



**Figura 5.20:** Reconstrucción de las componentes espectrales y temporales del pulso. a) parte superior: perfil espectral, parte inferior: fase espectral. b) parte superior: perfil temporal, parte inferior: fase temporal. Cada color representa una de las componentes del pulso: la línea azul punteada corresponde a la componente 1, mientras que la línea roja corresponde a la componente 2.



**Figura 5.21:** Izquierda: perfil de intensidad temporal (azul) y la fase temporal del pulso (verde). Derecha: evolución temporal del ángulo de orientación (azul) y del ángulo de elipticidad (rojo) de la polarización del pulso.

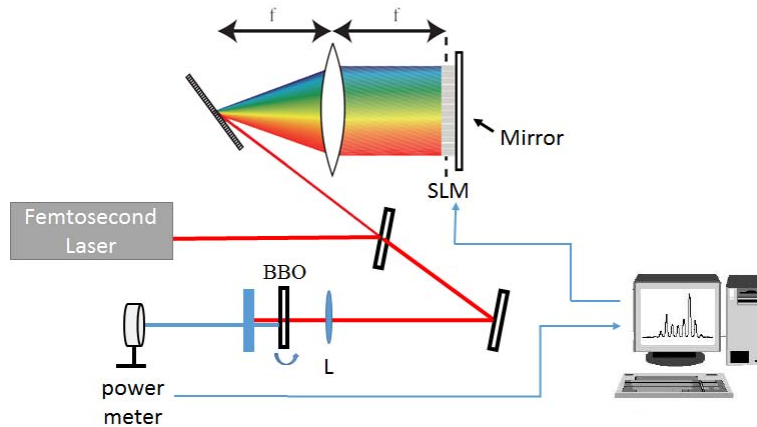


**Figura 5.22:** Representación cuasi-tridimensional del pulso de femtosegundos con polarización estructurada (tipo vórtice). Los colores representan la orientación de la elipse de polarización.

## 5.4. Optimización de la Generación de Segundo Armónico (Empatamiento de fases)

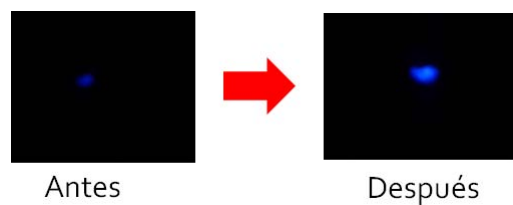
Una de las aplicaciones más interesantes del reconfigurador de pulsos es la optimización de la condición de empatamiento de fases (phase matching) para la generación de segundo armónico. Debido a que la intensidad de la señal producto de la Generación de Segundo Armónico (SHG) es muy sensible al estado de polarización del pulso que la produce y la orientación del cristal (empatamiento de fase), es una buena manera de probar el sistema de reconfiguración. El arreglo experimental consistió en utilizar el pulso de salida del reconfigurador enfocandolo con una lente ( $f=5\text{cm}$ ) en un cristal no lineal para la generación de segundo armónico. Se utilizó un cristal de Beta Borato de Bario (BBO) tipo II. Para medir los cambios en la generación de segundo armónico se colocó un filtro azul en la entrada de un detector de potencia modelo LM-2 VIS de la compañía Coherent. En la Figura 5.23 se muestra el arreglo experimental. Este experimento consiste en modificar los estados de polarización espectral del pulso utilizando el reconfigurador, con el fin de obtener un máximo de potencia en la generación del segundo armónico en el cristal BBO tipo II, el cual se puede orientar de diferentes maneras (condición de empatamiento de fase diferentes). El sistema de reconfiguración se encargará de encontrar la condición de empatamiento de fase óptima, de manera automática, guiándose a través de su algoritmo y este a su vez por la intensidad del SHG.

Para este problema se utilizó el algoritmo de enjambre, ya que se puede optimizar el arreglo de voltajes en el SLM-LC a partir de monitorear solamente el valor de la potencia. De la función de mutación 4.1, tendremos que la función fitness en este caso será la potencia medida de la generación del segundo armónico (SHG).



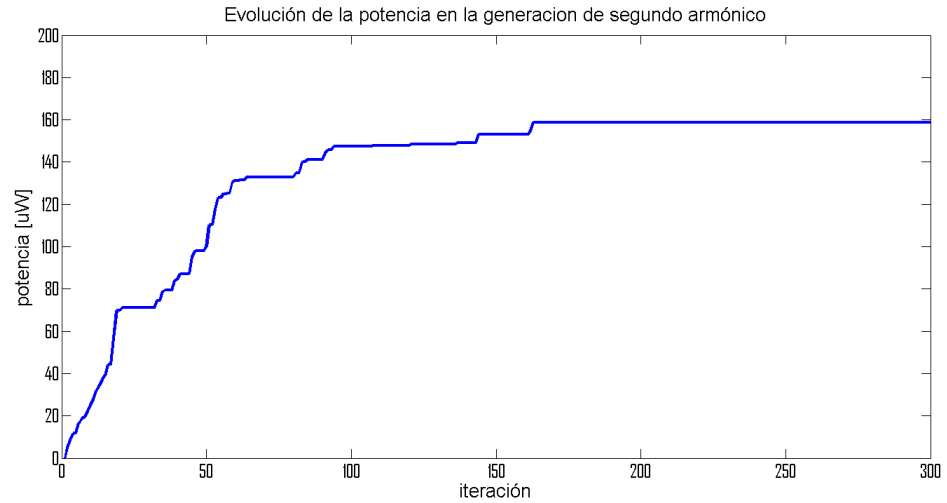
**Figura 5.23:** Arreglo experimental para la optimización del emparejamiento de fases en la generación de segundo armónico.

En la Figura 5.24 se aprecia el cambio de intensidad de la generación del segundo armónico al optimizar la condición de emparejamiento de frecuencias utilizando el reconfigurador de pulsos y los algoritmos de enjambre. Del lado izquierdo tenemos la imagen que corresponde a la generación de segundo armónico con retardancia espectral cero y con una orientación del cristal en la cual obtuviéramos un máximo en la señal de segundo armónico, la cual definimos como una orientación de 0 grados. Al derecha de la Figura corresponde a la señal de segundo armónico optimizada añadiendo una retardancia espectral al pulso.

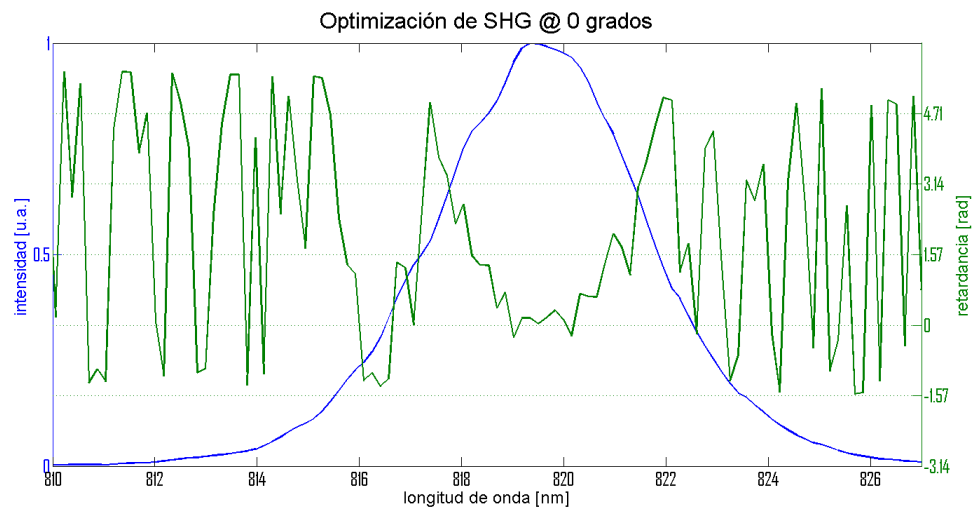


**Figura 5.24:** Cambio de la intensidad en la generación de segundo armónico al optimizar la condición del emparejamiento de fase (phase matching).

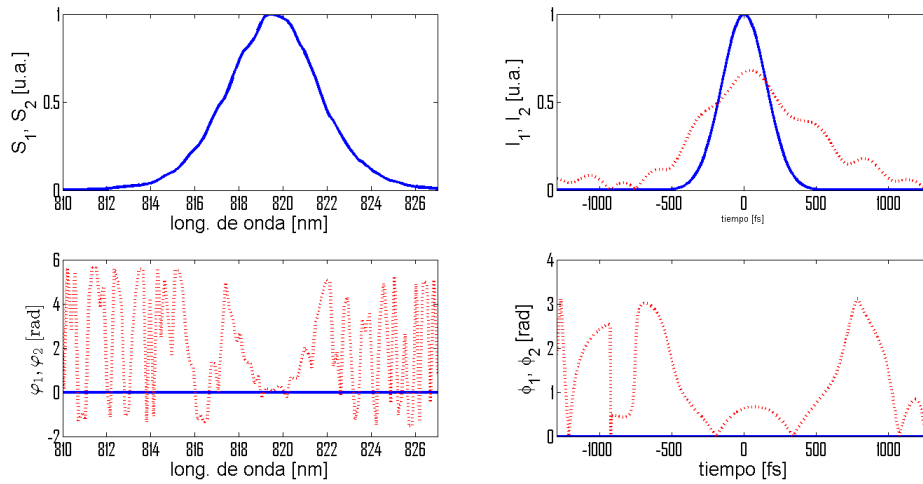
En las siguientes Figuras se muestran los resultados obtenidos de la optimización del emparejamiento de fases a dos diferentes orientaciones del cristal. Las Figuras 5.25 - 5.29 corresponden a una orientación de 0 grados, mientras que las Figuras 5.30 - 5.34 corresponden a una orientación de 45 grados. La reconstrucción del pulso se calculó considerando un pulso de entrada con fase espectral cero.



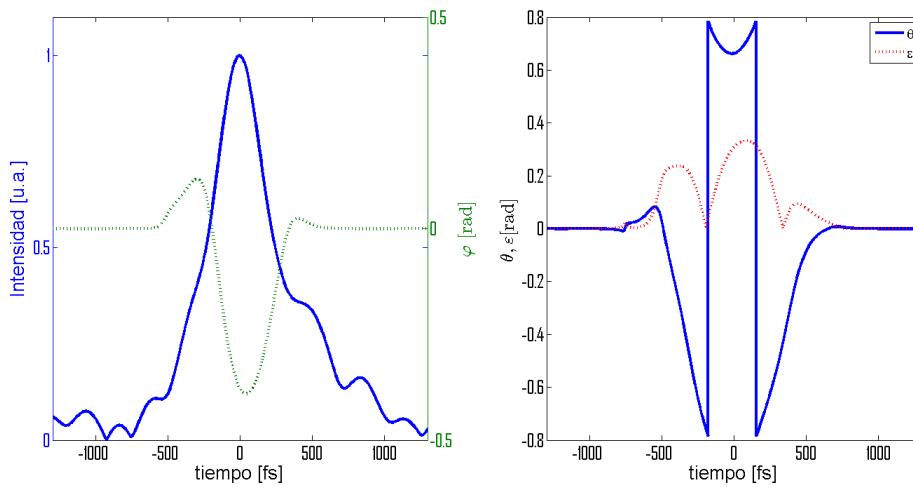
**Figura 5.25:** Evolución de la potencia en la optimización del segundo armónico implementando el algoritmo de enjambre.



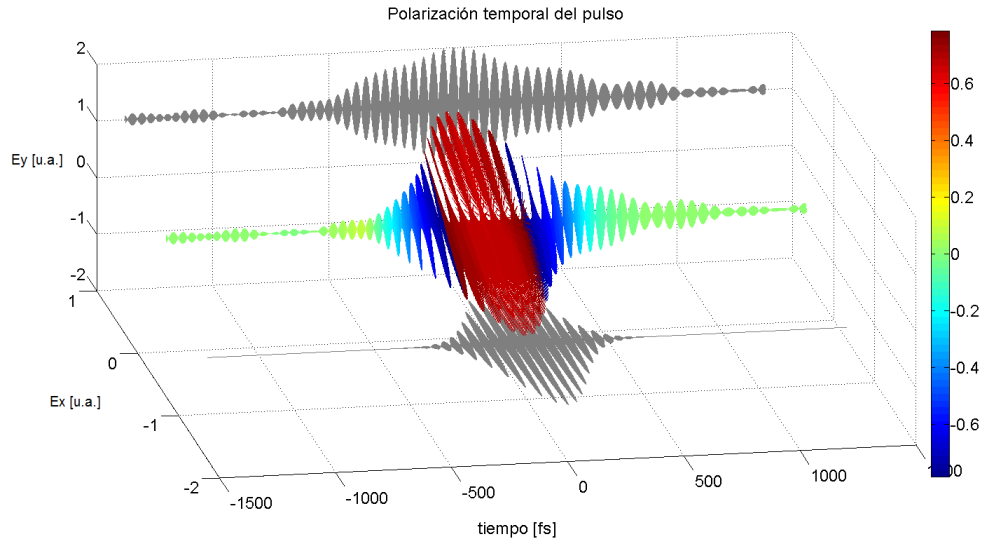
**Figura 5.26:** Retardancia e intensidad espectral del pulso para la optimización de la generación de segundo armónico con una orientación del cristal BBO a 0 grados.



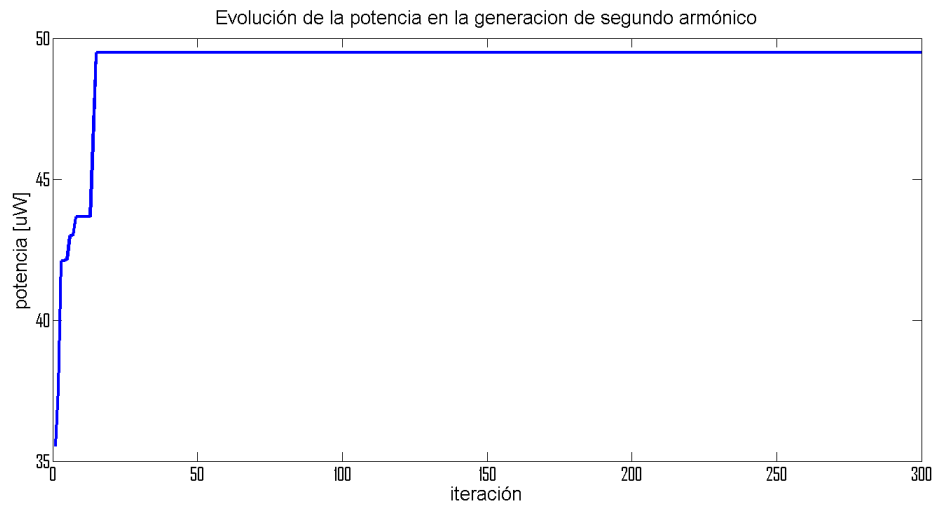
**Figura 5.27:** Reconstrucción de las componentes espectrales y temporales del pulso. a) parte superior: perfil espectral, parte inferior: fase espectral. b) parte superior: perfil temporal, parte inferior: fase temporal. Cada color representa una de las componentes del pulso: la línea azul punteada corresponde a la componente 1, mientras que la línea roja corresponde a la componente 2.



**Figura 5.28:** Izquierda: perfil de intensidad temporal (azul) y la fase temporal del pulso (verde). Derecha: evolución temporal del ángulo de orientación (azul) y del ángulo de elipticidad (rojo) de la polarización del pulso.

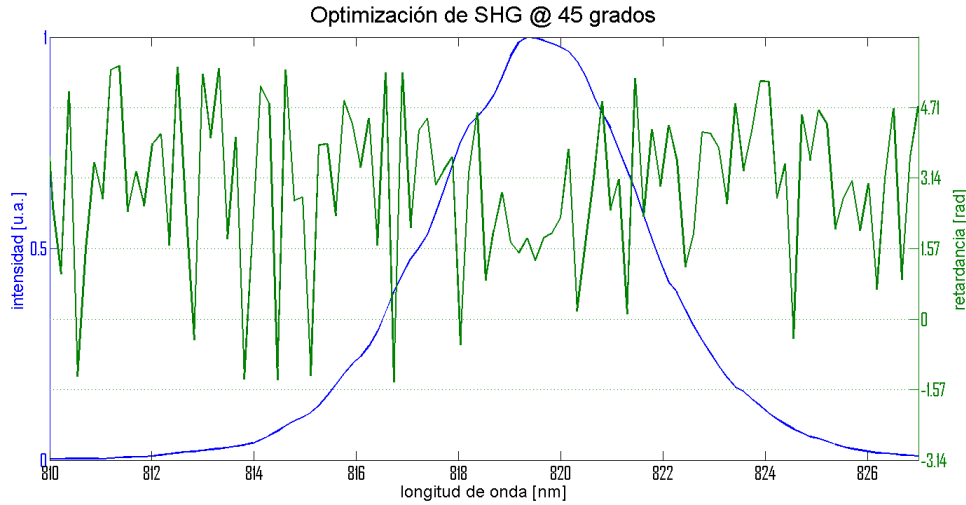


**Figura 5.29:** Representación cuasi-tridimensional del pulso de femtosegundos con polarización estructurada. Los colores representan la orientación de la elipse de polarización.

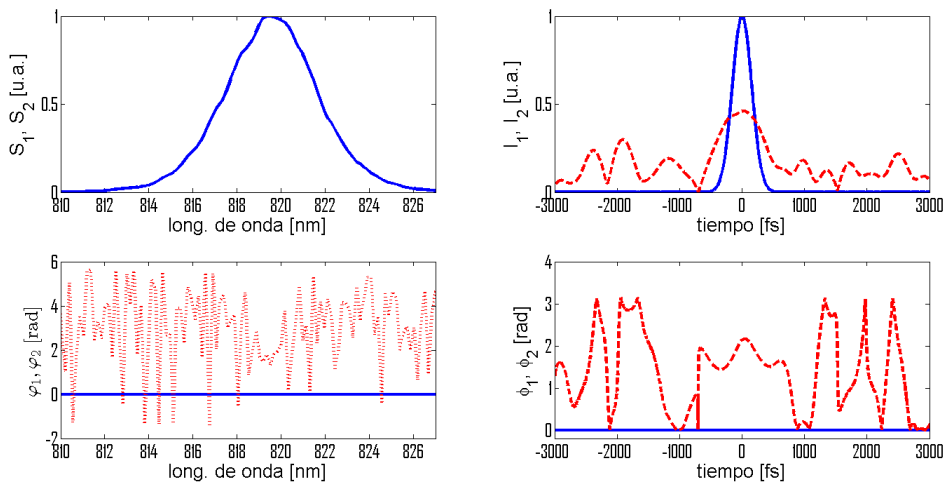


**Figura 5.30:** Evolución de la potencia en la optimización del segundo armónico implementando el algoritmo de enjambre.

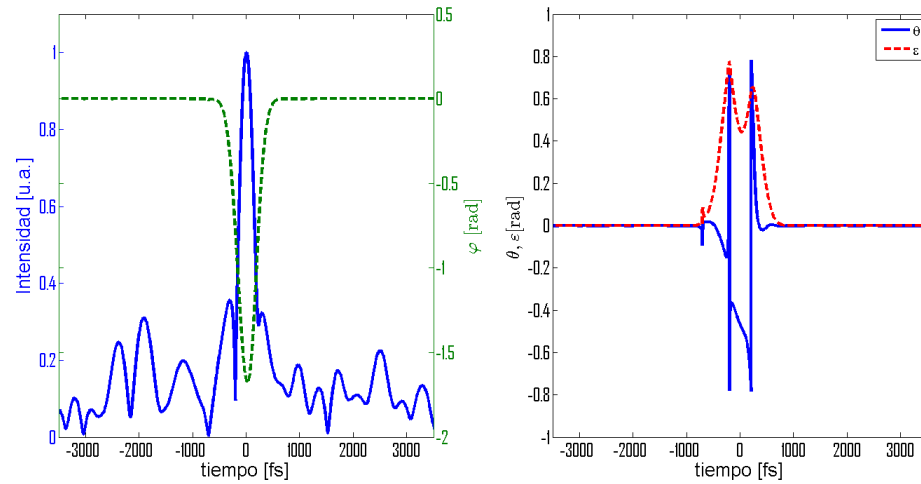




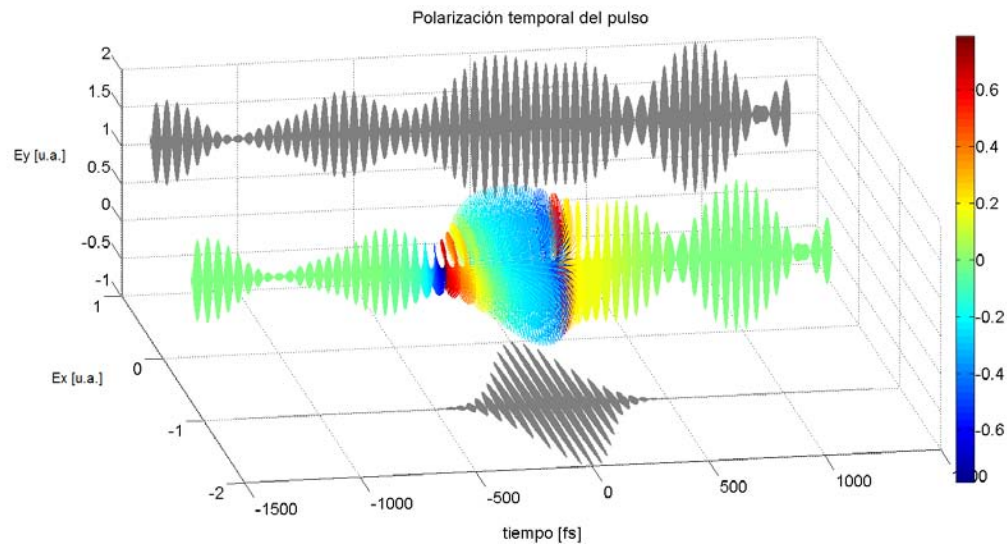
**Figura 5.31:** Retardancia e intensidad espectral del pulso para la optimización de la generación de segundo armónico a una con una orientación del cristal BBO a 45 grados.



**Figura 5.32:** Reconstrucción de las componentes espectrales y temporales del pulso. a) parte superior: perfil espectral, parte inferior: fase espectral. b) parte superior: perfil temporal, parte inferior: fase temporal. Cada color representa una de las componentes del pulso: la línea azul punteada corresponde a la componente 1, mientras que la línea roja corresponde a la componente 2.



**Figura 5.33:** Izquierda: perfil de intensidad temporal (azul) y la fase temporal del pulso (verde). Derecha: evolución temporal del ángulo de orientación (azul) y del ángulo de elipticidad (rojo) de la polarización del pulso.



**Figura 5.34:** Representación cuasi-tridimensional del pulso de femtosegundos con polarización estructurada. Los colores representan la orientación de la elipse de polarización

## 5.5. Conclusiones

En este trabajo se reporta la construcción de un sistema de control activo del estado de polarización de las componentes espectrales de pulsos de femtosegundos, así como también la implementación y evaluación de tres algoritmos inteligentes (soft computing, algoritmos de enjambre, redes neuronales), y finalmente se muestran tres diferentes aplicaciones del sistema de reconfiguración de pulsos desarrollado en este trabajo.

Se cumplieron los objetivos satisfactoriamente, logrando implementar tanto en simulación como experimentalmente cada algoritmo, posteriormente se implementaron en aplicaciones específicas.

- Para la búsqueda del arreglo de voltajes con el objetivo de recuperar la retardancia espectral desconocida de un pulso se utilizó el algoritmo de soft computing ya que la combinación de los algoritmos genéticos y lógica difusa hacen de este algoritmo óptimo para solucionar problemas de los cuales se desconoce por completo cualquier información sobre la retardancia del pulso, a parte de obtener un resultado en pocas iteraciones debido a la mutación focalizada que depende del parámetro "*fuzzy*" del algoritmo. Esto podemos apreciarlo en los resultados presentados en la Sección 5.1 y 5.2
- Para el ajuste a perfiles de intensidad se utilizaron redes neuronales debido a su gran precisión y su ajuste suave a la curva lo que es realmente conveniente para este tipo de aplicaciones. En la Sección 5.3 se muestran resultados de esta aplicación.
- En la optimización del empataamiento de fases en la generación de segundo armónico se utilizó algoritmos de enjambre. En esta aplicación en específico solo nos era posible monitorear la generación de segundo armónico a partir de la potencia de dicha señal. El algoritmo de enjambre saca provecho de esta limitante ya que en primera busca un mejor individuo en colaboración con cada individuo de la población y la mutación de los genes depende de un solo valor de optimización (fitness) aparte de que la función de mutación se ajusta de acuerdo al valor fitness lo que hace que conforme converja al objetivo se realice un ajuste cada vez más fino. Esto define a este algoritmo de enjambre

como un algoritmo de rápida convergencia y también precisa. En la Sección 5.4 se muestran resultados de la implementación de este algoritmo.

Una de las aplicaciones que debemos destacar es la optimización del empatamiento de fases en la generación de segundo armónico. Es de gran dificultad optimizar mediante algoritmos iterativos en pocas iteraciones este tipo de procesos en los cuales se tiene simplemente una variable como guía y en este caso 128 parámetros a modificar. Los resultados obtenidos son satisfactorios. Sin embargo, se pueden observar algunos detalles que se pueden mejorar. Uno de estos es la obtención de una curva de retardancia más suave, la cual se puede lograr eliminando el ruido en la medición del espectro o de la potencia y por otra parte modificar los algoritmos para que la mutación se realice más suave y no dé saltos abruptos, lo que genera esos picos en la curva de retardancia. Otro punto a mejorar es la resolución del reconfigurador. También falta realizar una caracterización de los pulsos generados con el reconfigurador, como la construcción de un sistema POLLIWOG para medir los estados de polarización del pulso, y así corroborar la información recabada con el reconfigurador de pulsos que se desarrolló en este trabajo.



# Algoritmos de Programación

## A.1. Programación en LabVIEW<sup>®</sup>

LabVIEW<sup>®</sup> es un entorno de programación gráfico desarrollado y comercializado por National Instruments desde 1986. Ofrece el desarrollo de programas de medición y control en tiempo real, llamados instrumentos virtuales o VI's (por sus siglas en inglés)[26]. Cada VI consta de dos partes:

- Panel frontal: es una interfaz de usuario gráfica (GUI), por medio de esta interfaz el usuario puede observar o actualizar datos del programa en tiempo real.
- Diagrama de bloques: es la sección de programación gráfica, aquí es donde se realiza la conexión de bloques, controles e indicadores para que ejecute una tarea.

## A.2. Programación en Matlab<sup>®</sup>

Matlab<sup>®</sup> es un lenguaje de programación de alto nivel, que provee un soporte nativo para manejo de vectores y matrices, lo que habilita una rápida ejecución de códigos para resolución de problemas con variables de este tipo. Es un lenguaje que permite ejecutar algoritmos de control, análisis, adquisición y cálculo numérico

entre otros [27]. Su código se guarda en un archivo con su propia extensión mex-file (filename.m). Su sintaxis es muy similar a la empleada en lenguajes como C y C++, lo que permite una rápida introducción al lenguaje de programación. A continuación se presentan los códigos empleados para el control, simulación y análisis de los datos obtenidos en este trabajo.

### A.2.1. Simulación de redes neuronales para el ajuste de un perfil de intensidad

```

1  %programa de red neuronal para controlar el SLM-LCD
2  %en la region (640 - 1150).
3  %usaremos la funcion retardo_lcd.m y
4  % I=I0/2*(1+cos(2*R))
5  %Jesus Delgado Aguillon. Enero 2015.
6
7  %nota considerar que la funcion de ret tiene un offset de -2pi
8  clear all
9  clc
10 %
    %%%%%%%%%%%
11
12 %Red Neuronal Artificial De Retroprogración hacia atras, con salidas
13 %supervisadas
14
15 lim_max=1150;
16 lim_min=640;
17 dG=lim_max-lim_min;
18 %datos con la relacion de lambda y pixel en el modulador
19 pixel=importdata('pixel_calib.txt');
20
21 %Vector de entrada aleatorio
22 input=650*ones(128,1)+80*rand(128,1);
23
24 %Vector de salida u objetivo
25 t=1:128;
26 A=exp(-2*log(2)*((t-64)/15).^2);
27 SD=A;
28
29 nn=0.4; %Factor de aprendizaje entre 0-1
30 bias=0;
31
32 %numero de entradas
33 n=length(input);
34
35 %neuronas en la capa escondida
36 j=10;

```

```

37
38 %criterio a minimizar (no tiene aplicacion)
39 CM=1;
40 %Pesos de entrada a capa oculta aleatorios
41 W=zeros(j,n);
42 for i=1:(n*j)
43     W(i)=0;
44 end
45 %Pesos de salida capa oculta aleatorios
46 V=zeros(n,j);
47 for i=1:(n*j)
48     V(i)=0;
49 end
50
51 %contador para el ciclo
52 I=0;
53
54 while I<500 %CM >0.00001
55
56
57 %Excitación capa oculta
58 for k=1:j
59     for i=1:n
60         S(k,i)=(W(k,i)*input(i));
61     end
62     P(k)=sum(S(k,:))+bias;
63 end
64
65 %función de activación capa oculta, esta es la que se
66 %puede modificar por otra funcion de activacion
67
68 for l=1:j
69     h(l)=1/(1+(exp(-P(l))));
70 end
71
72 %Exitación capa salida
73 for k=1:n
74     for i=1:j
75         E(k,i)=(V(k,i)*h(i));
76     end
77     R(k)=sum(E(k,:))+bias;
78 end
79
80
81 %salida de la capa de salida ,
82
83     O=1./(1+(exp(-R)));
84
85 %ganancia y offset
86 u=O*dG+lim_min;
87
88 %simulacion del sistema del lcd

```



```

89
90 ret=retardo_lcd(u,pixel);
91 y=(1+cos(2*ret))/2;
92
93
94 %error en la salida del sistema y red
95 E=SD-y;
96
97
98 %Criterio a minimizar, definiciones no generales
99 CM=(1/2)*(E.^2);
100
101 delta=((E).*O.*(1-O))';
102
103 for k=1:j
104 T(k,:)=sum(delta.*V(:,k))*h(k)*(1-h(k));
105 end
106
107
108 for i=1:j
109 V(:,i)=V(:,i)+nn*(delta*h(i));
110 end
111
112 for i=1:j
113     W(i,:)=W(i,)+(nn*T(i,:).*input');
114 end
115
116 %contador de epoca y almacenamiento de las salidas en un vector para poder
117 %graficar
118 I=I+1;
119 epoch(I)=I;
120 salida(I,:)=y;
121
122 figure(1)
123 plot(t,y,t,SD,'r')
124 end
125
126 EE=length(epoch)
127 figure(1)
128 plot(t,salida(EE,:),t,SD,'r')
129 title('Simulacion de RNA para el control de intensidad espectral ')
130 xlabel('pixel')
131 ylabel('amplitud [u.a.]')

```

### A.2.2. Simulación del algoritmo de enjambre para el ajuste de un perfil de intensidad

```

1 %programa de simulacion de algoritmo de swarm learning
2 %newAb es la nueva generacion de poblacion
3 %oldAb es la vieja generacion de poblacion

```

```

4  %globalAb es el mejor individuo de la generacion pasada
5
6  %para incrementar la velocidad de convergencia debemos aumentar
7  %el valor de c2 manteniendo la relacion entre ambos coef de
8  %c1+c2=1
9
10 %Jesus Delgado Aguillon. Diciembre 2014.
11
12
13 clear all
14 clc
15
16 %limites y caracterizacion de pixel vs lambda
17 lim_max=1150;
18 lim_min=640;
19 dG=150;%(lim_max-lim_min)/2;
20 pixel=importdata('pixel_calib.txt');
21
22 c2=0.6;
23 c1=1-c2;
24 B=0.8; %parametro de mutacion
25 %error=.01; %tolerancia del error
26 N=10; %numero de hijos
27
28 %primera generacion con valores al azar
29
30 H=dG*(rand(N,128)-0.5)*2+lim_min;
31 y=zeros(N,128);
32 %contador de iteraciones
33 I=0;
34
35
36 %Vector de salida u objetivo
37 t=1:128;
38 A=exp(-2*log(2)*((t-64)/15).^2);
39
40 while I<500 %CM >0.00001
41
42 for i=1:N
43 %calculo del perfil intensidad de la poblacion
44 ret=retardo_lcd(H(i,:),pixel);
45 y(i,:)=(1+cos(2*ret))/2;
46 end
47
48
49 error=zeros(N,128);
50 SE=zeros(1,N);
51
52 %calculo del error
53 %se normaliza y se invierte
54 for i=1:N
55 E=abs(A-y(i,:));

```

```

56 error(i,:) = 20*(max(E)-E)/max(E);
57 SE(i) = sum(E);
58 end
59
60 %busqueda del mejor candidato de esa epoca
61 [a,b] = min(SE);
62
63 if I == 0
64     BH = H(b,:);
65     e_BH = a;
66 else
67     if e_BH >= a
68         BH = H(b,:);
69         e_BH = a;
70     end
71 end
72
73 %mutacion de cada individuo
74
75 for i = 1:N
76     for k = 1:128
77         r1 = (rand - 0.5) * 2 * dG;
78         r2 = (rand - 0.5) * 5;
79         H(i,k) = (H(b,k) + c1 * r1 * exp(-error(b,k)) / B) + (c2 * r2 * (BH(k) - H(b,k)));
80         if H(i,k) < lim_min
81             H(i,k) = lim_min;
82         elseif H(i,k) > lim_max
83             H(i,k) = lim_max;
84         end
85     end
86 end
87
88 I = I + 1;
89 epoch(I) = I;
90 salida(I,:) = y(b,:);
91 figure(1)
92 plot(t, y(b,:), t, A, 'r')
93 end
94
95
96 EE = length(epoch)
97
98 plot(t, salida(EE,:), t, A, 'r')

```

### A.2.3. Programa del cálculo de la retardancia a partir de la función generalizada de retardancia para el SLM-LC

```

1 % Programa del calculo de la retardancia general
2 % parametrizado por voltaje y lambda normalizado a region de interes 3pi -
3 % 2pi

```

```

4 % ajuste a voltajes de 600 – 1500
5 % Realizado por jesús delgado aguillón en 2012.
6 % [retardancia[rad.]]=retardo_lcd(voltaje(600–1500),long. de onda de luz)
7
8
9
10 function [R]=retardo_lcd(v,l)
11
12 p1=4.072e–11;
13 p2=–7.313e–8;
14 p3=4.21e–5;
15 m1=–1.142e–7;
16 m2=0.0002162;
17 m3=–0.1319;
18 b1=8.767e–5;
19 b2=–0.1783;
20 b3=116.8;
21
22
23 p=p1*l.^2+ p2*l +p3;
24
25 m=m1*l.^2+ m2*l +m3;
26
27 b=b1*l.^2+ b2*l +b3;
28
29
30 R=p.*v.^2 + m.*v + b–2*pi;

```

#### A.2.4. Programa del cálculo de voltajes a partir de la función generalizada de retardancia para el SLM-LC

```

1 % programa para el calculo de voltajes apartir de
2 % un perfil de intensidad para una region empleando la ecuacion
3 % CUADRATICA 1 parametrizada por voltaje y lambda
4 % volts digital
5 % Realizado por jesús delgado aguillón en 2012.
6
7 % [Volt]=volt_lcd2(perfil de intensidad, lintensidad max,long. de onda)
8
9 function [V]=volt_lcd2(I,Imax,l)
10
11 p1=4.072e–11;
12 p2=–7.313e–8;
13 p3=4.21e–5;
14 m1=–1.142e–7;
15 m2=0.0002162;
16 m3=–0.1319;
17 b1=8.767e–5;
18 b2=–0.1783;
19 b3=116.8;

```

```

20
21 n=length(I);
22 z=length(l);
23 V=zeros(n,1);
24 j=1;
25
26 v=acos((2*I./Imax) - 1);
27
28 p=p1*l.^2+ p2*l +p3;
29
30 m=m1*l.^2+ m2*l +m3;
31
32 b=b1*l.^2+ b2*l +b3-2*pi;
33
34 for i=1:n
35     if z==n
36         j=i;
37     end
38     V(i)=min(round(roots([p(j) m(j) b(j)-v(i)])));
39 end

```

### A.2.5. Programa para la reconstrucción temporal y de los estados de polarización del pulso

```

1 %programa de recuperacion del pulso a partir
2 %de la retardancia local del pulso usando la fft
3
4 function [A,beta]=forma_pulso4(S,fase,pixel)
5 cla
6 clf
7 % S=S1;
8 % fase=R1;
9 % lambda=pixel;
10 c=3e8;
11 N=2^12;
12 lc=820;
13 %lambda=linspace(pixel(1),pixel(128),N);
14 %N=length(S);
15 fcero=zeros(1,128);
16 w=2*pi*3e17./pixel;
17 w2=linspace(0,2*max(w),N); %10 o 2
18 Ts=abs(2*pi/(w2(2)-w2(1)));
19 t = 1e15*(Ts*linspace(-.5,.5,N))/2;
20 Sa=S.*pixel.^2/(2*pi*c);
21
22 c2=fit(w,Sa,'gauss1');
23 F=feval(c2,w2);
24
25 teta=spline(w,fase,w2);
26

```

```

27 Ey=F.*exp(li*teta)/max(F);
28 Ex=F.*exp(li*0)/max(F);
29 Sy=(fftshift(fft(Ey)));
30 Sx=(fftshift(fft(Ex)));
31 SSx=real(Sx);
32 SSy=real(Sy);
33 SSy=SSy/max(SSy);
34 SSx=SSx/max(SSx);
35 A(:,1)=SSy;
36 A(:,2)=SSx;
37 A(:,3)=t;
38 SS=sqrt(Sx.^2+Sy.^2);
39 SS=SS/max(SS);
40 ph1=unwrap(angle(Sx));
41 ph2=unwrap(angle(Sy));
42 delta=acos(cos(ph2-ph1));
43
44 Ix=abs(Sx);
45 a=max(Ix);
46 Iy=abs(Sy);
47
48 figure(1)
49 subplot(2,2,1)
50 plot(pixel,S)
51 xlabel('long. de onda [nm]')
52 ylabel('S_1, S_2 [u.a.]')
53 subplot(2,2,3)
54 plot(pixel,fcero)
55 hold on
56 plot(pixel,fase,'r') % -2*pi
57 xlabel('long. de onda [nm]')
58 ylabel('$\varphi_1, \varphi_2$ [rad]','Interpreter','latex')
59 subplot(2,2,2)
60 plot(t,Ix/a)
61 hold on
62 plot(t,Iy/a,'r')
63 xlabel('tiempo [fs]')
64 ylabel('I_1, I_2 [u.a.]')
65 %axis([t(1) t(N) min(SS) max(SS)])
66 subplot(2,2,4)
67 plot(t,ph1-ph1)
68 hold on
69 plot(t,delta,'r') % +4*pi
70 xlabel('tiempo [fs]')
71 ylabel('\phi_1, \phi_2 [rad]')
72
73 %%%%%%%%%%%%% perfil y fase temporal
74
75 %fase total
76 hh=unwrap(angle(Sy+Sx))-ph2;
77
78

```

```

79 figure(2)
80 subplot(1,2,1)
81 [AX,H1,H2]=plotyy(t,abs(SS),t,hh);
82 % hold on
83 % plot(t,hh,'r')
84 set(get(AX(1),'Ylabel'),'String','Intensidad [u.a.]')
85 set(get(AX(2),'Ylabel'),'String',' $\varphi$  [rad]','Interpreter','latex')
86 xlabel('tiempo [fs]')
87
88
89 %elipticidad
90
91 xi=atan(SSy./SSx);
92 elliph=asin(2*sqrt(Ix.*Iy)./(Ix+Iy).*sin(delta))/2;
93
94
95 %orientacion
96
97 beta=atan(2*sqrt(Ix.*Iy)./(Ix-Iy).*cos(delta))/2;
98 subplot(1,2,2)
99 plot(t,beta)
100 hold on
101 plot(t,elliph,'r')
102 xlabel('tiempo [fs]')
103 ylabel('theta, \varepsilon [rad]','Interpreter','latex')
104
105
106
107 figure(3)
108 plot3(t,SSx,SSy,'r')
109 hold on
110 plot3(t,SSx-1,-1*ones(1,N),'color',[0.5 0.5 0.5])
111 plot3(t,ones(1,N),SSy+1,'color',[0.5 0.5 0.5])
112 % figure(3)
113 % plot(w2,abs(Ey))
114
115
116
117
118
119 hold off

```

# APÉNDICE **B**

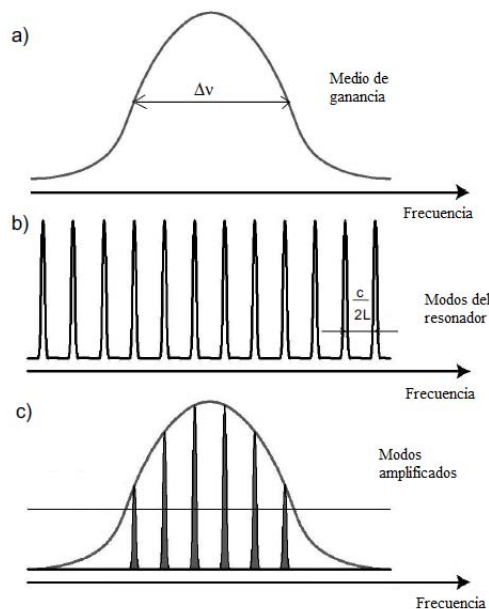
## Generación de Pulsos Láser de Femtosegundos

En 1953 Charles Hard Townes construyó el máser, el cual sentó las bases para el desarrollo del láser en 1960 por Theodore H. Maiman [11]. El primer láser construido fue un láser de rubí, capaz de generar pulsos del orden de milisegundos ( $10^{-3}$  seg) con energías de 50J hasta 100J por pulso. Pronto comenzó una línea de investigación que se enfocó en diseñar cavidades con diferentes medios activos y mecanismos para la generación de pulsos cada vez más cortos. A esta línea de investigación se le conoce actualmete como óptica ultrarrápida.

### B.1. Amarre de Modos

Para la generación de pulsos ultracortos se emplea una técnica llamada *amarre de modos* (*mode locking*), que consiste en tener un medio activo con ensanchamiento inhomogéneo, con el propósito de obtener un medio amplificador con un gran ancho de banda. Esto va a permitir que dentro de la cavidad oscilen varios modos con cierta frecuencia, amplitud y fase. Finalmente, la fase de cada modo es crucial para obtener el amarre de modos, ya que consiste en obtener la superposición de ondas en fase de diferentes frecuencias igualmente espaciadas  $\Delta\nu = c/2L$  (para una cavidad lineal), donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $L$  es la longitud de la cavidad, condición



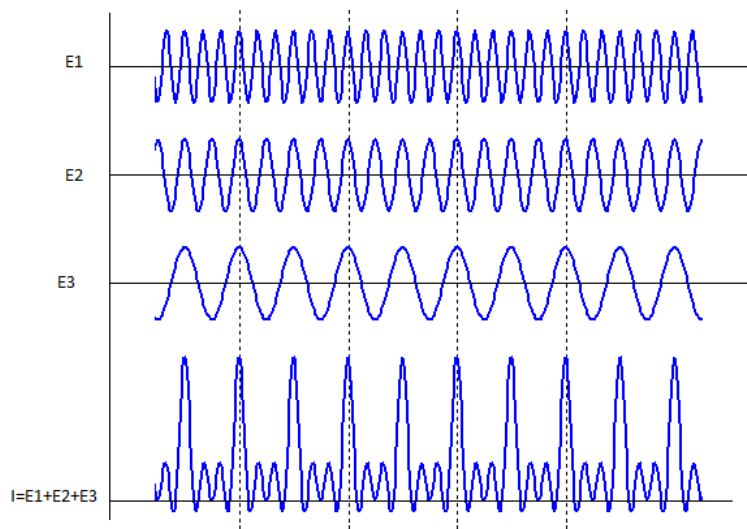


**Figura B.1:** a) ancho de banda de ganancia, b) modos oscilantes en la cavidad láser, c) modos modulados por el medio activo.

que es necesaria para la generación de los pulsos (figura B.2)[28]. Existen dos clases de métodos para lograr el amarre de modos: activos y pasivos.

El amarre de modos activo consiste en utilizar moduladores acústico-ópticos o electro-ópticos. Estos moduladores toman la función de una especie de compuerta que deben ser sincronizados con la frecuencia de repetición de la cavidad, de tal forma que se favorezca solo la amplificación de los modos que se encuentran en fase con el modulador. La duración de los pulsos estará determinada por la velocidad de modulación. La idea es compensar la ganancia del medio activo con pérdidas generadas por el modulador. Sin embargo con estas técnicas solo podemos generar pulsos en el rango de picosegundos ( $10^{-12}$  seg) debido a que los moduladores son dispositivos electrónicos. Para generar pulsos con duración más corta se recurre a técnicas puramente ópticas como es el caso del amarre de modos pasivo.

El amarre de modos pasivo consiste en colocar, por ejemplo, un absorbedor saturable dentro de la cavidad de tal forma que se generen pérdidas para bajas intensidades y el medio sea transparente para altas intensidades. Es decir, solo serán favorecidos los pulsos y será filtrada la operación continua. Un ejemplo de estos absorbedores es: SEmiconductor Saturable Absorber Mirror (SESAM). Otro tipo

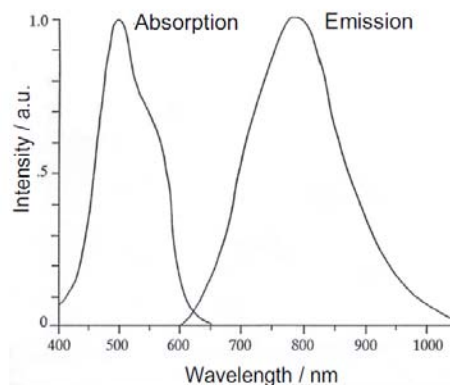


**Figura B.2:** Representación del amarre de modos, se aprecia la formación de pulsos a partir de la suma de senos en fase con diferente frecuencias, los pulsos que se forman están igualmente espaciados  $T = 2L/c$  en tiempo.

de modulación pasiva totalmente óptica, se obtienen con las técnicas de: Kerr Lens Mode Locking (KLML) y Additive Pulse Mode Locking (APM). La mayoría de estos mecanismos se basan en efectos no lineales, con los cuales es posible alcanzar a generar pulsos del orden de femtosegundos ( $10^{-15}$  seg) o menos.

## B.2. Láser Titanio-Zafiro

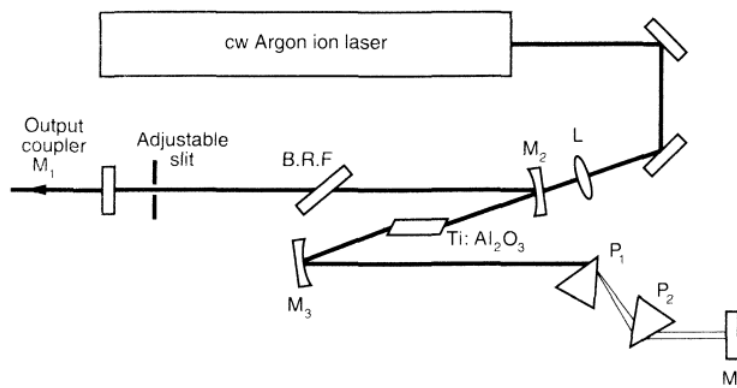
En nuestro caso se trabajo con un láser pulsado Ti:zaf, el cual trabaja bajo el regimen del amarre de modos por efecto de lente de Kerr. El cristal de  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  tiene una configuración electrónica con un solo electrón libre en la capa 3d. Asumiendo que el campo del cristal tiene una simetría octaédrica, los 5 niveles electrónicos de dicha capa quedan separados. Adicionalmente, la fuerte interacción del electrón 3d con el campo cristalino, genera que las bandas de absorción y de fluorescencia sean bastante grandes y separadas entre sí, como se puede ver en la Figura B.3. Dado que el ancho de banda de florescencia es bastante grande para el Ti:zaf podemos generar pulsos ultracortos con duración de solo unos femtosegundos. Para lograr esto es necesario mantener la mayor cantidad de modos en fase y compensar efectos de dispersion, correspondiente al pasar por medios materiales tales como el mismo medio activo.



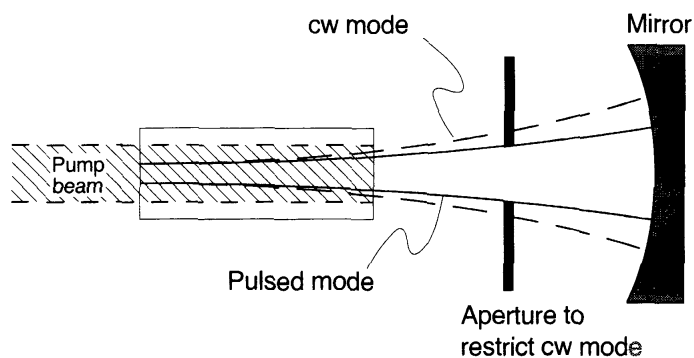
**Figura B.3:** Espectro de absorción y fluorescencia (normalizados) del Ti:Zaf.

En la Figura B.4 se muestra el diseño de la cavidad láser de Ti:zaf para la generación de pulsos de femtosegundos. Podemos percibir en el diagrama la presencia de un par de prismas para compensar efectos de dispersion dentro de la cavidad, así como también una rendija cerca del espejo de acople, la cual tiene que ver con el efecto de lente Kerr para el amarre de modos. Como se menciono anteriormente para lograr el amarre de modos es necesario de un modulador que en este caso es el efecto de lente Kerr, este efecto genera un cambio en el índice de refracción del medio de ganancia que depende de la intensidad del haz que lo atraviesa, produciendo a su vez un autoenfocamiento del haz gaussiano, además del proceso de automodulación de fase la que permite aumentar el número de modos oscilantes. Cuando el láser alcanza una intensidad suficientemente alta se favorece el efecto de lente Kerr, el cual al tener en fase todos los modos que pueden ser amplificados, se genera un pulso de luz intenso y de duración corta. Entonces debido a la superposición de frecuencias en fase y a la modulación de ganancia por el efecto de lente Kerr se obtiene un láser de pulsos de femtosegundos por amarre de modos [28, 29].

En la Figura B.5 se muestra el autoenfocamiento por efecto de lente Kerr, este efecto genera perdidas en la cavidad para el modo continuo, de tal forma que con la ayuda de una apertura física solo se favorece la emisión de pulsos láser de la cavidad.



**Figura B.4:** Arreglo óptico del láser Ti:Zaf. (L) lente de enfocamiento del haz de bombeo; (M<sub>2</sub>) Espejo de bombeo de entrada; (Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) Medio activo; (M<sub>3</sub>) Espejo de bombeo secundario; (P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub>) Prismas del compresor;;(M<sub>4</sub>) Espejo final; (B.R.F.) Plato birrefringente para sintonía de frecuencia; (M<sub>1</sub>) Espejo de acoplamiento [28].



**Figura B.5:** Efecto de lente de Kerr para el amarre de modos en un láser de femtosegundos.



## Generación de Segundo Armónico

Con el desarrollo de pulsos láser ultracortos se tuvo acceso a nuevos efectos que requieren de altas intensidades. Estos efectos se conocen como efectos no lineales ya que existe una dependencia no lineal con la intensidad del campo eléctrico aplicado al material que presenta dicha propiedad. A continuación se explicara brevemente estos efectos, en particular la generación de segundo armónico (SHG) y la condición de empatamiento de fases.

### C.1. Óptica No Lineal

Como se mencionó, los efectos no lineales se pueden presentar en materiales al aplicar un campo eléctrico con alta intensidad. Estos efectos tendrán una dependencia no lineal con el campo eléctrico aplicado. Algunos de los efectos que se pueden obtener son: generación de segundo y tercer armónico, suma y diferencia de frecuencias, conversión paramétrica y cambios en el índice de refracción como el auto enfocamiento (efecto Kerr) [30].

Para describir mejor estos efectos no lineales consideremos la polarización del medio o momento dipolar por unidad de volumen  $\mathcal{P}(t)$ .

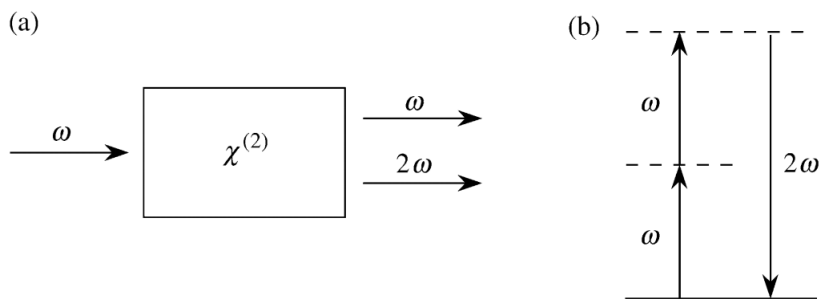
$$\mathcal{P}(t) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} E(t) + \chi^{(2)} E^2(t) + \chi^{(3)} E^3(t) + \dots]. \quad (\text{C.1})$$

Donde  $E(t)$  es el campo eléctrico aplicado,  $\varepsilon_0$  es la permitividad en el vacío,  $\chi^{(1)}$

es la susceptibilidad lineal del medio, y  $\chi^{(2)}$  y  $\chi^{(3)}$  son la susceptibilidad de segundo y tercer orden. Estos dos últimos términos corresponden a procesos de segundo y tercer orden, respectivamente. Cabe señalar que para tener interacciones de segundo orden es importante que el material presente una estructura cristalina no simétrica al centro. Por otro lado, podemos tener interacciones de tercer orden en estructuras cristalinas tanto simétrica al centro como no simétrica. También hay que considerar que la  $\chi$  de segundo orden y superiores son cantidades muy pequeñas, por lo que para poder observar alguna interacción no lineal se requieren campos eléctricos de altas intensidades como los que se obtienen en pulsos ultracortos.

## C.2. Segundo Armónico (SHG)

La generación de segundo armónico se da bajo la condición de que  $\chi^{(2)}$  no sea igual a cero. Este proceso está ilustrado en la Figura C.1, y consta de absorber dos fotones de una frecuencia  $\omega$  y generar un fotón del doble de frecuencia  $2\omega$  de forma simultánea en un solo proceso cuántico.



**Figura C.1:** Esquema del proceso de generación de segundo armónico

Algunos cristales que presentan efectos no lineales ( $\chi^{(2)} \neq 0$ ) son: niobato de litio ( $\text{LiNbO}_3$ ), titanil-fosfato de potasio ( $\text{KTiOPO}_4 = \text{KTP}$ ) y beta-borato de bario ( $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4 = \text{BBO}$ ), cuyo uso principal es para la generación de segundo armónico [29].

El proceso de generación de segundo armónico suele tener una gran eficiencia. Un ejemplo es convertir un láser de Nd:YAG de  $1.06 \mu\text{m}$  de longitud de onda a una emisión de  $0.53 \mu\text{m}$ . Con este proceso se obtienen en algunos casos eficiencias muy

altas convirtiendo toda la radiación incidente en radiación de segundo armónico. Sin embargo, se requiere ciertas condiciones para lograr altas eficiencias. En la siguiente sección explicaremos una de estas condiciones llamada condición de *empatamiento de fase*.

### C.3. Empatamiento de Fase (phase matching)

En la generación de segundo armónico existe un parámetro que llamamos el desfase del vector de onda ( $\Delta k$ ), que está relacionado con la intensidad del campo generado de la señal de segundo armónico. El desfase del vector de onda está dado por la siguiente expresión:

$$\Delta k = 2k_1 - k_2. \quad (\text{C.2})$$

Donde la intensidad de la señal de segundo armónico se describe de la siguiente forma:

$$I_3 = I_3^{max} \left[ \frac{\sin(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)} \right]^2, \quad (\text{C.3})$$

donde  $k_1$  es el vector de onda del haz incidente y  $k_2$  es el vector de onda de la señal de segundo armónico. De la ecuación C.3 podemos deducir que encontraremos un máximo en la intensidad de la señal de segundo armónico cuando se cumpla la condición de empatamiento de frecuencias (phase matching), lo que significa que se alcanzó la máxima eficiencia del proceso bajo esta condición. El empatamiento de fases se obtiene cuando:

$$\Delta k = 0. \quad (\text{C.4})$$

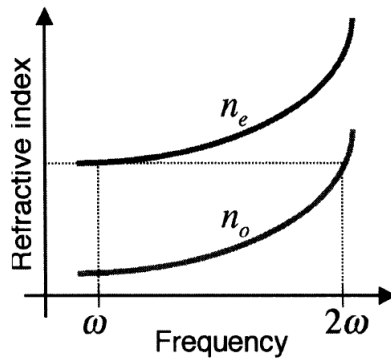
Esto significa que hay que empatar los caminos ópticos para la onda incidente ( $\omega_1$ ) y para la onda del segundo armónico ( $2\omega_1$ ). Por lo que el índice de refracción del medio tendría que ser igual para ambas frecuencias, es decir,

$$n(\omega_1) = n(2\omega_1). \quad (\text{C.5})$$

Lograr esta condición pareciera imposible ya que el índice de refracción varía con respecto a la frecuencia de la onda. Sin embargo, podemos lograrlo haciendo uso de



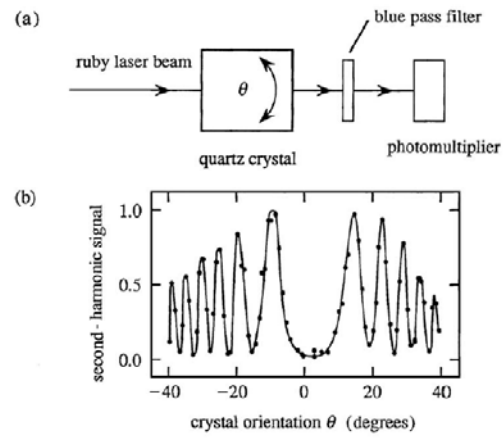
la dispersión anómala, es decir, el decremento del índice de refracción al incrementar la frecuencia. Pero existe una forma más sencilla de lograr esta condición, y es por medio de la birrefringencia que presentan este tipo de cristales no lineales (Figura C.2).



**Figura C.2:** Cambio del índice de refracción extraordinario y ordinario en función de la frecuencia en un típico material birrefringente. Ambas componentes de polarización (horizontal y vertical) ven diferentes índices de refracción, existiendo un punto (condición de empatamiento de fases) en el que ambas polarizaciones tienen el mismo valor del índice de refracción [9].

Existen dos tipos de cristales no lineales y, por lo tanto, dos formas de lograr la condición de empatamiento de fases. Para cristales de tipo I la condición se alcanza cuando ambas ondas de menor frecuencia ( $\omega_1$ ) tienen la misma polarización. Para el tipo II la condición se alcanza cuando ambas ondas de menor frecuencia ( $\omega_1$ ) tienen polarizaciones ortogonales [30]. Por lo tanto, para poder lograr esta condición primero debemos generar la polarización requerida para cada tipo de cristal y después encontrar la orientación adecuada de la oscilación del campo con respecto al eje del cristal (Figura C.3).

También existen otras condiciones para el empatamiento de fases como el ángulo de la superficie del cristal con respecto a la dirección de propagación del haz incidente y la temperatura del cristal mismo que también influyen en la eficiencia de la generación del segundo armónico. Sin embargo, en este trabajo solo nos enfocamos en la condición del empatamiento de fases ( $\Delta k = 0$ ).



**Figura C.3:** Arreglo experimental y resultados para la condición de empatamiento de fases en la generación de segundo armónico [30].



# APÉNDICE **D**

## Hojas de Datos

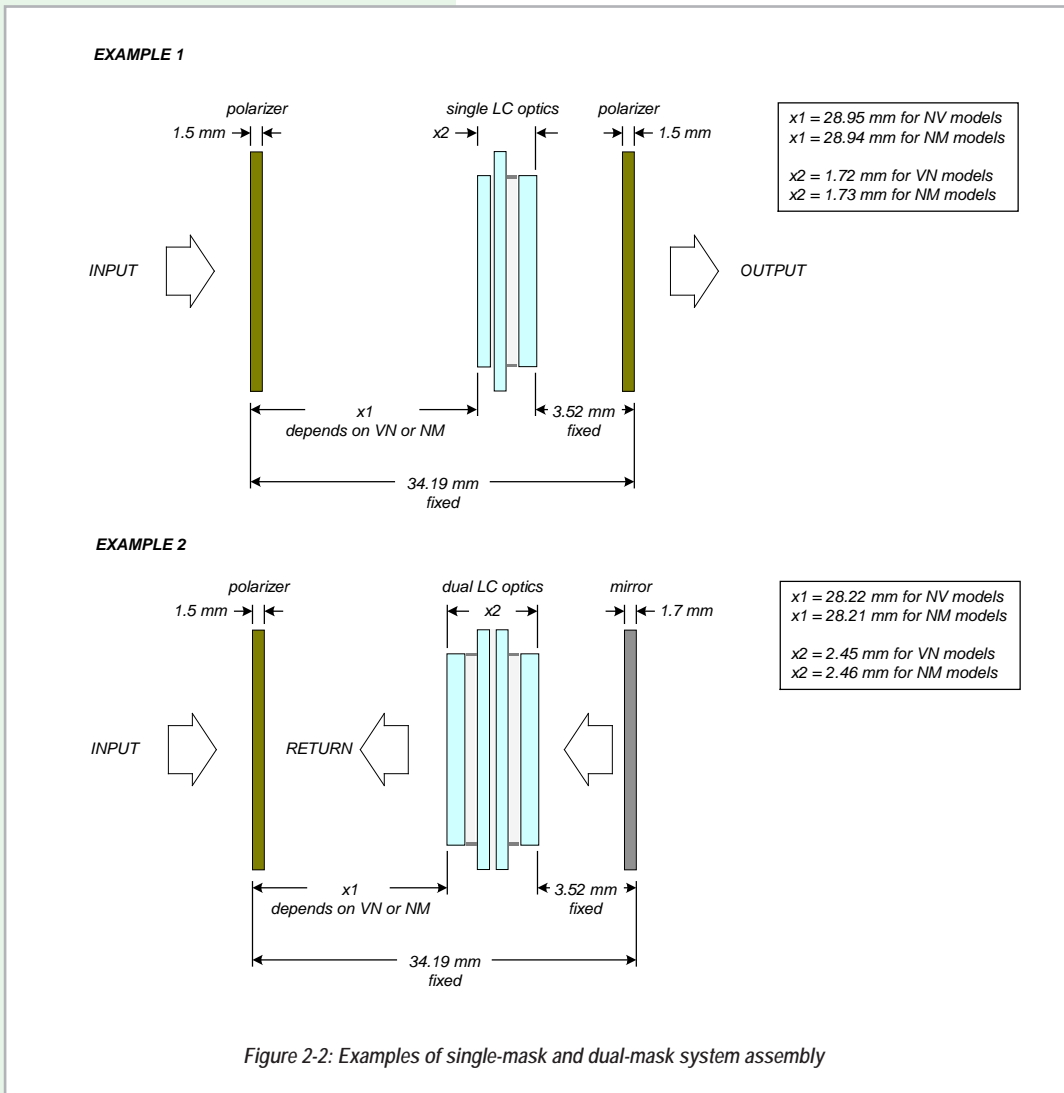
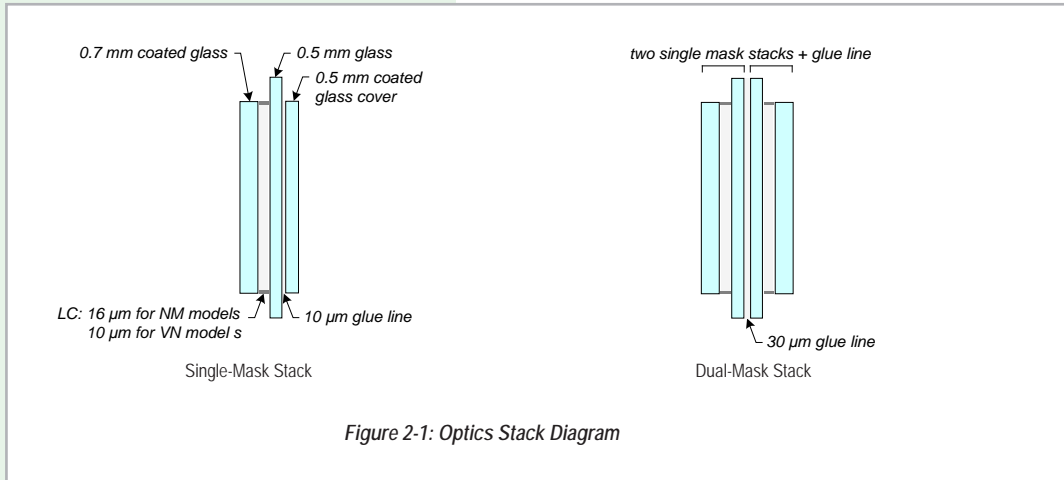
### D.1. Manual de SLM-128-A-VN

# Chapter 2: Specifications

	SLM-128	SLM-128-D	SLM-640	SLM-640-D
<b>Optics</b>				
Number of Masks	1	2	1	2
Pixels per Mask	128	128	640	640
Pixel Height	5000 $\mu\text{m}$ (5 mm)			
Pixel Pitch	100 $\pm$ 0.005 $\mu\text{m}$			
Inter-Pixel Gap <sup>1</sup>	2.0 $\mu\text{m}$			
Inter-Mask Alignment <sup>2,3</sup>	-	$\pm$ 2.0 $\mu\text{m}$	-	$\pm$ 2.0 $\mu\text{m}$
Inter-Mask Separation <sup>2,4</sup>	-	1.03 mm	-	1.03 mm
Spectral Range <sup>5</sup>	488 – 900 nm (VN models), 900 – 1620 nm (NM models)			
Transmission VN Model <sup>13</sup>	> 88%	> 85%	> 88%	> 85%
Transmission NM Model <sup>13</sup>	> 92%	> 90%	> 92%	> 90%
Pulse Damage Threshold	100 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ (490 nm, 50 fs, 1kHz), 200 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ (890 nm, 50 fs, 1kHz)			
Maximum Modulation <sup>6,7</sup>	3 $\pi$ radians at longest wavelength			
Modulation Temp. Coefficient <sup>8</sup>	-0.3% modulation per $^{\circ}\text{C}$			
Response Time <sup>9-12</sup>	35 ms (2 $\pi$ radians at 900 nm – VN model), 70 ms (2 $\pi$ radians at 1620 nm – NM model)			
<b>Electronics</b>				
Drive Waveform	Bipolar 3.3 kHz square wave			
Drive Resolution	12 bit, 2.44 mV per step			
Frame Buffers	128	128	32	32
Interfaces	USB 1.1, 5V / 3.3V logic trigger (TTL compatible)			
Power	+24V DC, via universal adapter (included)			
<b>Housing</b>				
Mechanical Mounting	3 x 1/4" – 20 and 2 x M6 threaded holes			
Overall Size	7.2" x 12.8" x 1.54"			
<b>Environmental</b>				
Operating Temperature	18 $^{\circ}\text{C}$ to 35 $^{\circ}\text{C}$			
Storage Temperature	-15 $^{\circ}\text{C}$ to 50 $^{\circ}\text{C}$			

**NOTES:**

- Median size of the photolithographic gap between adjacent pixel electrodes. Actual optical response within this gap and in the adjacent region is determined by electrostatics and the liquid crystal material properties.
- Applies to dual-mask models only.
- Lateral misalignment between pixel 0 of the first and second mask.
- Separation along the optical path between first and second mask, in medium (n=1.51).
- For standard models. Operation over the range of 400–1650 nm is possible with derated performance due to reduced coating and polarizer efficiency outside the optimal range.
- Used single-pass, (i.e. in transmission). Modulation is doubled when the SLM is used in reflection, since the light traverses the optics twice.
- Specified at the longest wavelength in the operating range. Maximum modulation is greater at shorter wavelengths.
- Properties of liquid crystal vary with temperature which, in turn changes the modulation response of the SLM. The temperature coefficient is typically decrease in 0.3 % modulation per increase in 1  $^{\circ}\text{C}$ .
- All response times are measured at 25  $^{\circ}\text{C}$ , and improve at higher temperatures.
- Settling time to 95% for step from minimum modulation to listed modulation.
- Settling is faster for transition in the opposite direction, (i.e., from stated modulation to minimum modulation).
- Includes the electronic circuitry response from trigger pulse or P (frame-select) command.
- Without polarizers.



## D.2. Manual de Espectrómetro Ocean Optics HR2000+

# Specifications

Specifications	Criteria
Absolute Maximum Ratings: $V_{CC}$ Voltage on any pin	+ 5.5 VDC $V_{CC}$
Physical Specifications: Physical Dimensions Weight	148.6 mm x 104.8 mm x 45.1 mm 570 g
Power: Power requirement (master) Supply voltage Power-up time	220 mA at +5 VDC 4.5 – 5.5 V ~5s depending on code size
Spectrometer: Design Focal length (input and output) Input Fiber Connector Gratings Entrance Slit Detector Filters	Asymmetric crossed Czerny-Turner F/4, 101 mm SMA 905 to single-strand optical fiber (0.22 NA) 14 different gratings 5, 10, 25, 50, 100, or 200 $\mu\text{m}$ slits. (Slits are optional. In the absence of a slit, the fiber acts as the entrance slit.) Sony ILX511B CCD 2nd & 3rd order rejection, long pass (optional)
Spectroscopic: Integration Time Dynamic Range Signal-to-Noise Readout Noise (single dark spectrum) Resolution Stray Light Spectrometer Channels	1 millisecond – 65 seconds $2 \times 10^8$ (system), 1300:1 (single acquisition) 250:1 (single acquisition) 12 counts RMS, 20 counts peak-to-peak ~0.035 to 6.8 nm (FWHM), varies by configuration (see <a href="http://www.oceanoptics.com">www.oceanoptics.com</a> for configuration options) <0.05% at 600 nm; <0.10% at 435 nm One
Environmental Conditions: Temperature Humidity	-30° to +70° C Storage & -10° to +50° C Operation 0% - 90% non-condensing
Interfaces: USB RS-232 I <sup>2</sup> C	USB 2.0, 480 Mbps 2-wire RS-232 Inter-Integrated Circuit 2-Wire serial BUS



# Mechanical Diagram

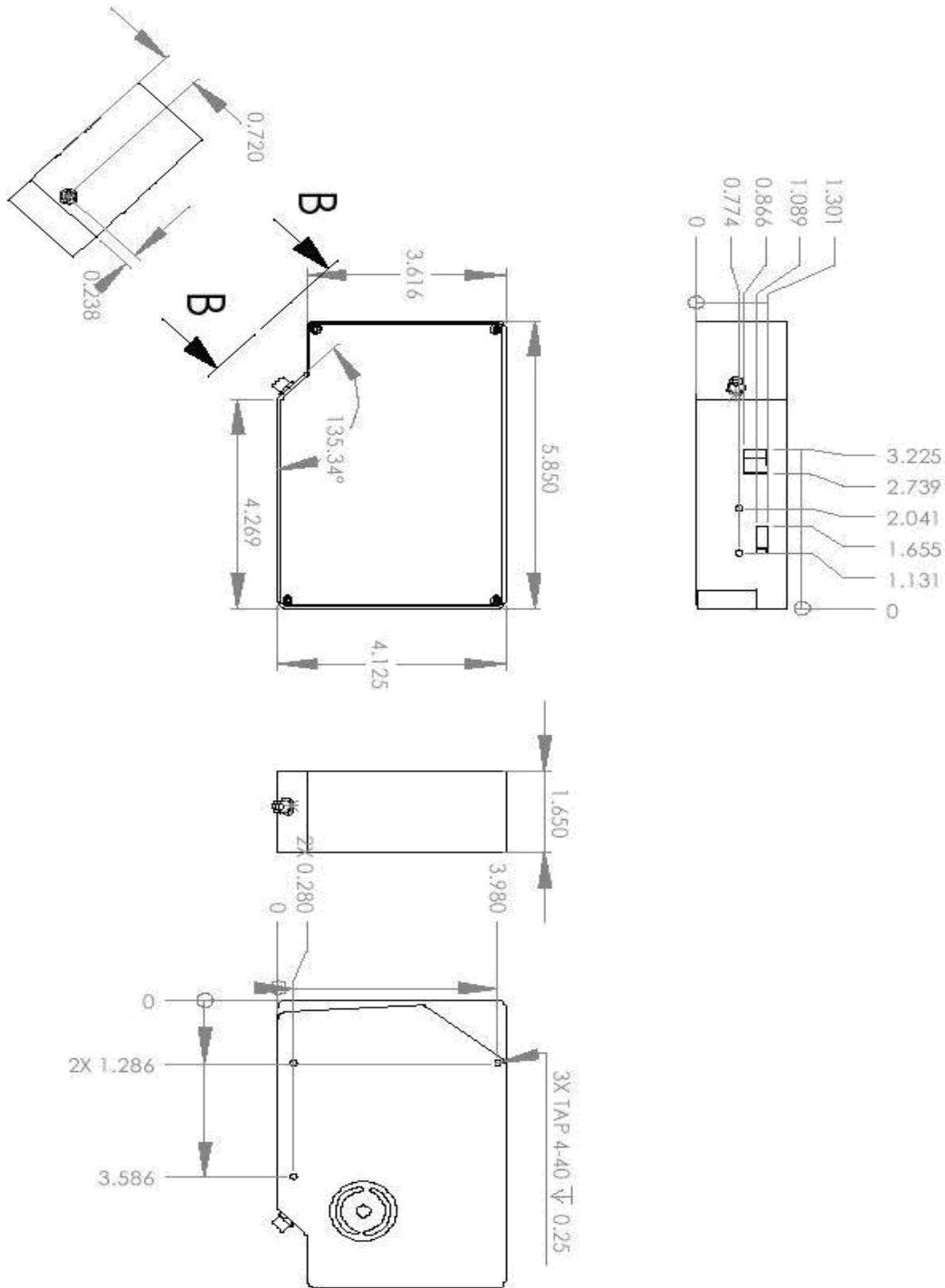


Figure 1. HR2000+ Outer Dimensions

# Bibliografia

- [1] A. M. Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Review of Scientific Instruments*, 71, 2000.
- [2] Fabian Weise et al. Application of phase, amplitude, and polarization shaped pulses for optimal control on molecules. *Chemical Physics*, 332, 2007.
- [3] G. Gerber et al. Quantum control by ultrafast polarization shaping. *Physical review letters*, 92, 2004.
- [4] A. Monmayrant et al. A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 43, 2010.
- [5] Matthias Wollenhaupt, Tim Bayer, and Thomas Baumert. *Control of ultrafast electron dynamics with shaped femtosecond laser pulses: from atoms to solids*, 2014.
- [6] T. Bixner et al. Generation and characterization of polarization-shaped femtosecond laser pulses. *Appl. Phys. B*, 74, 2002.
- [7] M. Bergt et al. Controlling the femtochemistry of  $\text{Fe}(\text{CO})_5$ . *J. Phys. Chem. A*, 103, 1999.
- [8] Jean-Claude Diels. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Elsevier, second edition, 2006.
- [9] Rick Trebino. *Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. Springer, first edition, 2000.

- [10] Cosmin Lupulescu. Femtosecond analysis and feedback control of molecular processes in organometallic and alkaline systems. Master's thesis, Freien Universität Berlin, Berlin, 2004.
- [11] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley, fourth edition, 2002.
- [12] W. J. Walecki et al. Characterization of the polarization state of weak ultrashort coherent signals by dual-channel spectral interferometry. *Optics Letters*, 22, 1997.
- [13] Jesus Aceituno Castro. Prototipo de un sistema de óptica adaptativa basado en un espejo deformable de membrana para aplicación astronómica. Master's thesis, Universidad de Granada, España, 2009.
- [14] Joseph W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics*. McGraw-Hill, USA, second edition, 1996.
- [15] Juan M. López-Téllez et al. Experimental method to characterize the retardance function of optical variable retarders. *American Journal of Physics*, 83, 2015.
- [16] Dennis Goldstein. *Polarized Light*. Marcel Dekker Inc., USA, second edition, 2007.
- [17] <http://www.perkinelmer.com/Catalog/Product/ID/SLMWEB>, 2015.
- [18] Jesús Delgado-Aguillón et al. Direct inversion methods for spectral amplitude modulation of femtosecond pulses. *Review of Scientific Instruments*, 85(043105), 2014.
- [19] Jesús Delgado Aguillón. Caracterización y aplicación de una pantalla de cristal líquido para la reconfiguración de pulsos láser de femtosegundos, 2013.
- [20] [http://www.coherent.com/products/?921/Mira Family](http://www.coherent.com/products/?921/Mira%20Family), 2015.
- [21] D. Zeidler et al. Evolutionary algorithms and their application to optimal control studies. *Physical Review A*, 64, 2001.

- 
- [22] Gustavo Castro Olvera. Optica adaptativa para el control del modo transversal electromagnetico (TEM) de pulsos láser de femtosegundos. Master's thesis, UNAM, México, 2014.
- [23] Castro-Olvera Gustavo et al. Soft computing for adaptive control of the polarization state with a liquid-crystal spatial light modulator. In *XXIII ICO conference*, 2014.
- [24] Crina G. and Ajith A. Swarm intelligence in data mining. *Studies in Computational Inteligence*, 34, 2006.
- [25] Jian Fu and Zhonghua Li. A hybrid artificial imune network with swarm learning. *Computers and Industrial Engineering*, 64, 2013.
- [26] <http://www.ni.com/labview/>, 2014.
- [27] <http://www.mathworks.com/products/matlab/>, 2014.
- [28] William T. Silfvast. *Laser Fundamentals*. Cambridge University Press, second edition, 2004.
- [29] Rüdiger Paschotta. *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. Wiley-VCH, 2008.
- [30] Robert W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, third edition, 2008.