

TESE DE DOUTORAMENTO

**GENERACIÓN DE ONDAS  
DE POLARIZACIÓN  
CRUZADA: ESTUDIO  
TEÓRICO, EXPERIMENTAL  
Y NUEVAS APLICACIONES**

Ferran Cambroneró López

ESCOLA DE DOUTORAMENTO INTERNACIONAL

PROGRAMA DE DOUTORAMENTO EN FOTÓNICA, LASER E VISIÓN

SANTIAGO DE COMPOSTELA

2017



# DECLARACIÓN DO AUTOR DA TESE

**Generación de ondas de polarización cruzada:  
Estudio teórico, experimental y nuevas  
aplicaciones**

D. Ferran Cambronerero López

Presento miña tese, seguindo o procedemento adecuado ao Regulamento, e declaro que:

- 1) A tese abarca os resultados da elaboración do meu traballo.
- 2) No seu caso, na tese se fai referencia as colaboracións que tivo este traballo.
- 3) A tese é a versión definitiva presentada para a súa defensa e coincide ca versión enviada en formato electrónico.
- 4) Confirmo que a tese non incorre en ningún tipo de plaxio de outros autores nin de traballos presentados por min para a obtención de outros títulos.

*En Santiago de Compostela, 27 de Setembro de 2017*

Asdo.



# AUTORIZACIÓN DO DIRECTOR / TITOR DA TESE

**Generación de ondas de polarización cruzada:  
Estudio teórico, experimental y nuevas  
aplicaciones**

Dna. M<sup>a</sup> del Carmen Bao Varela  
D. Camilo Ruiz Méndez

INFORMA/N:

*Que a presente tese, correspóndese co traballo realizado por D. Ferran Cambroneru López, baixo a nosa dirección, e autorizamos a súa presentación, considerando que reúne os requisitos esixidos no Regulamento de Estudos de Doutoramento da USC, e que como directores desta non incorre nas causas de abstención establecidas na Lei 40/2015.*

*En Santiago de Compostela, 27 de Setembro de 2017*

Asdo.



# LISTADO DE PUBLICACIONES

## DIRECTAMENTE RELACIONADAS CON LA TESIS

1. F. Cambronero-López, M. Blanco, C. Ruiz, M. T. Flores-Arias, C. Bao-Varela, “*Polarization gating using cross-polarized wave generation with multicycle lasers to produce isolated attosecond pulses in overdense media*”. J. Opt. Soc. Am. B, **34**, 843-849, (2017).
2. F. Cambronero-López, C. Bao-Varela, C. Ruiz, “*Spatiotemporal polarization pattern obtained by interference in a single cross-polarized wave-generation crystal*”. J. Opt. Soc. Am. B, **33**, 1740-1748, (2016).
3. F. Cambronero-López, A. I. Gómez-Varela, C. Bao-Varela, “*Designing an ultrafast laser virtual laboratory using MATLAB GUIDE*”. European Journal of Physics, **38**, 34006-34026, (2017).

## REALIZADAS DURANTE LA TESIS

4. J. Prieto-Pena, F. Gómez, D. M. González-Castaño, M. T. Flores-Arias, J. Arines, M. C. Bao-Varela, F. Cambronero-López, A. Martínez-Maqueira, “*Radiation Characterization and Dosimetric Measurements of a Femto-second Pulsed Laser Ablation System*”, Radiation Measurements. (Enviado para su publicación).
5. D. Nieto, F. Cambronero-López, M. T. Flores-Arias, N. Farid, G. M. O'Connor, “*Aluminum thin film enhanced IR nanosecond laser-induced frontside etching of transparent materials*”. Optics and Lasers in Engineering, **88**, 233-242, (2016).
6. A. Gargallo, A. I. Gómez-Varela, H. Nuñez, T. Delgado, C. Almaguer, F. Cambronero-López, A. Sánchez, D. Pallarés, M. Aymerich, A. L. Aragón-Beloso, M. T. Flores-Arias, “*Spreading Optics in the Primary School*”, Journal of Physics, **605**, 012040-012046, (2015).



## LISTADO DE COMUNICACIONES

1. F. Cambronero-López, J. Prieto-Pena, F. Gómez, D. M. Conzález-Castaño, A. Martínez-Maqueira, J. Arines, M. T. Flores-Arias, C. Bao-Varela, “Dosimetría de producción de rayos X durante la ablación de metales con un láser de femtosegundos”, 10ª Reunión Española de Optoelectrónica, 12-14 Julio de 2017, Santiago de Compostela (España).
2. M. T. Flores-Arias, C. Bao-Varela, J. Arines, M. Blanco, M. Aymerich, A. Aragón, F. Cambronero-López, “STELA (Santiago Terawatt Laser): instalación y características de sus líneas de baja y alta potencia”, 10ª Reunión Española de Optoelectrónica, 12-14 Julio de 2017, Santiago de Compostela (España).
3. A. Costa-Boquete, F. Cambronero-López, M. T. Flores-Arias, C. Bao-Varela, “Caracterización de un pulso láser ultracorto con un sistema de autocorrelación: análisis de la influencia de un incorrecto transporte del haz”, 10ª Reunión Española de Optoelectrónica 2017, 12-14 Julio de 2017, Santiago de Compostela (España).
4. A. Amorín-Vide, F. Cambronero-López, M. T. Flores-Arias, C. Bao-Varela, “Optimización de la amplitud y fase espectral del láser STELA mediante un filtro dispersivo acustoóptico programable”, 10ª Reunión Española de Optoelectrónica 2017, 12-14 Julio de 2017, Santiago de Compostela (España).
5. M. Aymerich, F. Cambronero-López, A. L. Aragón, T. Delgado, M. Blanco, A. I. Gómez-Varela, A. Gargallo, S. Williamson, A. Amorín, A. Sánchez-García, C. Bao-Varela, M. T. Flores-Arias, “La actividad del grupo USC-OSA-EPS Student Chapter en la divulgación de la Óptica”, 10ª Reunión Española de Optoelectrónica 2017, 12-14 Julio de 2017, Santiago de Compostela (España).

6. F. Cambroner-López, M. Blanco-Fraga, C. Bao-Varela, J. Arines, R. Romero, F. Silva, H. Crespo, M. T. Flores-Arias, “*D-scan real-time detection of fast spectral phase distortions imparted by dielectric mirrors in femtosecond laser pulses*”. 7<sup>th</sup> Conference of the international committee on ultrahigh intensity lasers. 11-16 Septiembre 2016. Montebello (Canadá).
7. F. Cambroner-López, M. Blanco-Fraga, C. Bao-Varela, M. T. Flores-Arias, C. Ruiz, “*Generation of interference patterns in a BaF<sub>2</sub> Crystal*”. 7<sup>th</sup> Conference of the international committee on ultrahigh intensity lasers. 11-16 Septiembre 2016. Montebello (Canadá).
8. M. Blanco-Fraga, F. Cambroner-López, C. Bao-Varela, M. T. Flores-Arias, C. Ruiz, “*High harmonic generation of elliptically polarized pulses*”. 7<sup>th</sup> Conference of the international committee on ultrahigh intensity lasers. 11-16 Septiembre 2016. Montebello (Canadá).
9. A. I. Gómez-Varela, C. Bao-Varela, A. Gargallo, F. Cambroner-López, M. Aymerich, T. Delgado, A. L. Aragón, A. Sánchez-García, S. Williamson, M. T. Flores-Arias, “*Talleres de Experimentación de Color para las Enseñanzas de Educación Primaria*”. XI Congreso Nacional del Color. 19-22 Julio 2016. Ourense (España).
10. F. Cambroner-López, C. Bao-Varela, C. Ruiz, “*Spatial-temporal model of propagation for nonlinear phenomena in BaF<sub>2</sub> Crystals*”. Workshop do Programa de Doutorado Interuniversitario en Láser, Fotónica e Visión. 25 Septiembre 2015. Santiago de Compostela (España).
11. A. I. Gómez-Varela, C. Bao-Varela, A. Gargallo, F. Cambroner-López, M. Aymerich, T. Delgado, A. L. Aragón, A. Sánchez-García, S. Williamson, M. T. Flores-Arias, “*Actividades divulgativas para el año internacional de la luz de la USC\_OSA y USC-EPS*”. XI Reunión Nacional de Óptica. 1-4 Septiembre 2015. Salamanca (España).
12. F. Cambroner-López, C. Ruiz, C. Bao-Varela, “*Spatial-temporal model of propagation for nonlinear phenomena in BaF<sub>2</sub> crystals*”. XI Reunión Nacional de Óptica. 1-4 Septiembre de 2015. Salamanca (España).

13. A. I. Gómez-Varela, C. Bao-Varela, A. Gargallo, F. Cambronero-López, M. Aymerich, T. Delgado, A. L. Aragón, A. Sánchez-García, S. Williamson, M. T. Flores-Arias, "Spreading Optics in the society", 4<sup>th</sup> Young Minds Meeting, 29-30 Mayo de 2015. Castelldefels (España).
14. F. Rey-García, F. Cambronero-López, C. Bao Varela, L. C. Estepa, R. Lahoz, L. A. Angurel, G.F. De la Fuente, "Preparation of metallic coatings by Laser Ablation processes", Materials Science Engineering 2014, 23-25 Septiembre de 2014. Darmstadt (Alemania).
15. A I. Gómez-Varela, C. Bao-Varela, A. Gargallo, F. Cambronero-López, M. Aymerich, T. Delgado, A. L. Aragón, A. Sánchez-García, S. Williamson, M. T. Flores-Arias, "Optics activity for hospitalized children", II International Conference on Applications of Optics and Photonics, 26-30 Mayo de 2014, Aveiro (Portugal).
16. L.C. Estepa, F. Cambronero-López, F. Rey-García, C. Bao-Varela, R. Lahoz, L. A. Angurel, "Pulsed Laser Deposition of Cu/Zn coatings through a mobile prisms set-up", International Conference on Applications of Optics and Photonics 2014, 26-30 Mayo de 2014, Aveiro (Portugal).
17. F. Cambronero-López, F. Rey-García, C. Bao-Varela, G. F. De la Fuente, "Metallic coatings obtained by Pulsed Laser Deposition through a dynamic prisms system", SPIE Photonics Europe 2014, 14-17 Abril de 2014, Cardiff (Reino Unido).
18. F. Cambronero-López, A. Gargallo, A. I. Gómez-Varela, "Presentación del USC-OSA Student Chapter: objetivos y beneficios para la divulgación de la óptica", II Reunión de la Sociedad Gallega de Optometría Clínica, 23 Noviembre de 2013. Santiago de Compostela (España).





*Para Ana*



## RESUMEN

La tesis doctoral que se presenta en este libro se centra en el estudio teórico y experimental del efecto no lineal conocido como generación de ondas de polarización cruzada (*Cross Polarized Wave Generation*, XPWG).

El fenómeno no lineal que se produce en cristales cúbicos  $m3m$  consiste en la generación de un pulso de femtosegundo cuyo eje de polarización es ortogonal al del pulso incidente. Este fenómeno se utiliza habitualmente como método de mejora del contraste de pulsos de alta intensidad. En particular, la tesis doctoral muestra la construcción de un código numérico capaz de resolver la ecuación no lineal de Schrödinger (NLSE) y que se aplica a la propagación de pulsos de femtosegundo a través de materiales capaces de producir el efecto XPWG. A partir de este código de simulación se exploran nuevas aplicaciones. En particular se muestra la capacidad de construir pulsos cuya polarización varía localmente a lo largo del espacio y del tiempo. Además se realiza un estudio teórico de la capacidad del XPWG para producir pulsos aislados de attosegundo. Finalmente se presentan cálculos numéricos y medidas experimentales que muestran la posibilidad de utilizar este efecto no lineal en sistemas de caracterización de pulsos como el D-Scan.

**Palabras clave:** XPWG, pulsos ultracortos, Ecuación no lineal de Schrödinger, D-Scan, pulsos de attosegundos.

## RESUMO

A tese doutoral presentada neste libro céntrase no estudo teórico e experimental do efecto non lineal coñecido coma xeración de ondas de polarización cruzada (*Cross Polarized Wave Generation*, XPWG).

O fenómeno non lineal que se produce nos cristais cúbicos  $m3m$  consiste na xeración dun pulso de femtosegundo cuxo eixe de polarización é ortogonal ao do pulso incidente. Este fenómeno utilízase habitualmente coma método de mellora do contraste de pulsos de alta intensidade. En particular, a tese doutoral mostra a construción dun código numérico capaz de resolver a ecuación non lineal de Schrödinger (NLSE) e que se aplica á propagación de pulsos de femtosegundo a través de materiais capaces de producir o efecto XPWG. A partir do

código de simulación explóranse novas aplicacións. En particular amósase a capacidade de construír pulsos cuxa polarización varía localmente ao longo do espazo e do tempo. Ademais realízase un estudo teórico da capacidade do XPWG para producir pulsos illados de attosegundo. Finalmente presentaranse os cálculos numéricos e medidas experimentais que amosan a posibilidade de utilizar este efecto non lineal en sistemas de caracterización de pulsos coma o D-Scan.

**Palabras chave:** XPWG, pulsos ultracurtos, Ecuación non lineal de Schrödinger, D-Scan, pulsos de attosegundos.

## SUMMARY

The Phd presented in this book is focused on the theoretical and experimental study of the nonlinear effect known as Cross Polarized Wave Generation (XPWG).

This phenomenon takes place in  $m\bar{3}m$  cubic crystals; it consists in the generation of a new femtosecond pulse whose polarization axis is orthogonal to an input pulse. The XPWG is commonly used as a contrast filter in high intensity lasers. Particularly, this Phd shows the development of a numerical code that allows solving the Nonlinear Schrödinger equation (NLSE), which can be applied to pulse propagation throughout materials that produce the XPWG effect. From this simulation code we explore new possibilities for the nonlinear effect. First, we show the capability to produce local polarization in both time and space. Moreover, we perform a theoretical study about the production of isolated attosecond pulses. Finally, we show a theoretical and experimental study regarding the capabilities of the XPWG as a nonlinear effect to be implemented in a characterization device like the D-Scan.

**Keywords:** XPWG, ultrafast pulses, Nonlinear Schrödinger Equation, D-Scan, attosecond pulses.

## AGRADECIMIENTOS

La elaboración de la tesis doctoral no hubiera sido posible sin la colaboración de muchas personas a las que me siento en la obligación de agradecerles su ayuda en estas páginas.

Gracias a todos los estudiantes que conocí en el despacho de bolseiros cuando aparecí para ocupar una mesa al lado de la ventana, muchas gracias a Ana Gargallo, Héctor y Ana Gómez. Siempre estuvisteis dispuestos a ayudar y me permitiste formar parte de un grupo maravilloso como es el USC-OSA Student Chapter. También debo agradecerle a Paco por sus enseñanzas y ayudas con los distintos láseres que tiene el grupo.

Como no puede ser de otra forma, gracias a todos los miembros del Chapter con los que he tenido el placer de colaborar realizando actividades de divulgación. Gracias por esos momentos que se salen de la actividad habitual de estudiante y que fueron tan provechosas como las horas de laboratorio.

Gracias a Irene, Rafa y Ángel por formar parte de un grupo de estudiantes de master que ha perdurado más allá de ese año en el que compartimos estudios. Quién me diría que un viaje a Salamanca en coche, con una banda sonora inmejorable, permitiría que se forjara la amistad que tenemos entre todos.

Ana Gómez y María Montero. ¡Qué puedo escribir del tiempo que pudimos compartir en ese despacho de bolseiros! Mil gracias por los buenos ratos que compartí con vosotras. ¡Cómo disfruté de las predicciones familiares que me hacía María y de las conversaciones muy alternativas que teníamos los 3 durante la hora de comer!

Muchas gracias a los miembros del taboleiro electoral: Manuel, María Aymerich y Ángel (de nuevo). No sabéis lo que os agradezco ese café a media mañana para salir de mi cueva. Gracias Manuel por ser una fuente inagotable de información, por la sencillez en la que explicas tus movidas teóricas y por las “charletas” que hemos tenido... sin duda las fotónicas inclusivas son el futuro. Gracias María, siempre me has apoyado en la gestión del Chapter y he podido hacer recaer parte del

trabajo en tus hombros. ¡Cuánto echo de menos el flujo informativo cuando te vas fuera!... el resto no se enteran de nada. Mis dieces Ángel, es imposible no disfrutar de cualquier cosa contigo. Desde tus locuras como dirigir películas hasta los comentarios que descolocan a todo el mundo. Ya sabes que siempre serás un tipo elegante, todo un Pato Macho.

No puedo olvidar agradecer a todo el grupo de Óptica de Salamanca que me acogieron unas pocas semanas durante mi tesis doctoral. En particular, gracias a Íñigo por tus consejos y observaciones durante las medidas que realicé en las estancias.

Gracias a la Rede de Infraestructuras de Apoyo á Investigación e ao Desenvolvemento Tecnolóxico (RIAIDT) y, particularmente, a Raul Vieira. La confianza y el apoyo que me demuestras han permitido que finalice esta tesis doctoral. También debo agradecer a la Vicerrectoría de Investigación por apoyar mi posición y permitirme mantener mi labor en el láser de alta intensidad STELA. Además me gustaría agradecer la financiación parcial recibida a través del proyecto MAT2015-71119-R AEI/FEDER, UE, del Ministerio de Economía y Competitividad.

¡Merci Beaucoup Olivier et Allain! Nunca creí que se pudiera aprender tantísimo en tan poco tiempo. Muchas gracias por permitirme aprender del sistema láser de THALES, a pesar de que seguro que entorpecí en muchas ocasiones. Todo lo que sé de este tipo de dispositivos es gracias a las muchas horas que pasé junto a vosotros. Muchas gracias por enseñarme la forma de trabajar que me gustaría poder mantener a lo largo de toda mi carrera profesional.

La palabra agradecimiento se queda corta para las próximas personas. Muchas gracias por apostar por mí y por la confianza depositada en mí cuando era un recién llegado. Muchas gracias Justo, Maite y Carmen. Gracias a vosotros he aprendido muchas cosas, tanto de óptica como de la vida, y creo que mi actitud hacia el trabajo siempre tendrá una pequeña impronta de los buenos tiempos que he vivido con vosotros. Soy consciente de los dolores de cabeza que habéis tenido por apostar por mí. Muchas gracias por tratarme como un igual entre vosotros. Nunca podré olvidar la caracterización mediante el efecto no lineal “Popcorn”.

Como es obvio, quiero agradecer a mis directores de tesis el trabajo que tuvieron que dedicarle a esta tesis doctoral. Gracias Camilo por introducirme en la simulación numérica. Muchas gracias Carmen, fue una locura que hemos conseguido llevar a buen puerto gracias a tu esfuerzo y ayuda, creo que hemos aprendido mucho y que con este trabajo se abre una nueva línea de investigación para el grupo.

No puc oblidar-me d'on vinc. Gràcies a tots aquells que he deixat darrera. Als amics amb els que vaig compartir 25 anys de la meva vida (Dany, Gerard, Alguacil, Carlos, David i Martín) i als professors que hem van permetre veure lo meravellós que és la Física. Moltes gràcies a aquells professors de la Universitat de Barcelona que hem van fer veure l'òptica com una disciplina interessant, i que mostraven activament un interès per millorar dia a dia el seu treball. Gracias a Ion (Gigante verde), Manolo y Unai. Sin nuestras intensivas horas de estudio en la pecera no hubiera sido capaz de llegar hasta aquí. Siempre recordaré las matemáticas mexicanas y a los asiáticos alucinados cuando salíamos a comer. ¡Quiànyí!

No puedo finalizar estas páginas sin agradecer a mis padres todo el apoyo que me han dado a lo largo de toda mi vida. Cuando eres un niño no eres consciente de todo lo que hacen por uno, pero con algo de perspectiva no puedo evitar estar inmensamente agradecido a ellos y a la suerte que tuve al poder crecer en una familia que siempre me apoyó en todo. Gracias.

Finalmente, tengo que agradecerle a la vida por permitirme conocer a Ana. A ti tengo que agradecértelo todo: gracias por aguantarme cuando llego agobiado, gracias por hacerme reír y gracias por hacer que lo olvide todo una vez llego a casa. Gracias por compartir conmigo la locura de tener a ese terremoto peludo que llamamos Orejas. Y como no, voy a darte las gracias por compartir conmigo la aventura de vivir. Con esta tesis se cierra una etapa muy importante en mi vida que estuvo repleta de cambios. Gracias a ti comenzaremos una aventura mil veces más divertida que todo lo que hayamos vivido antes, solo tenemos que esperar por Lía unos meses más.



## INDICE

<b>Declaración del autor de la tesis</b>	<b>iii</b>
<b>Autorización del director/tutor de la tesis</b>	<b>v</b>
<b>Listado de publicaciones</b>	<b>vii</b>
<b>Listado de comunicaciones</b>	<b>ix</b>
<b>Resumen</b>	<b>xv</b>
<b>Agradecimientos</b>	<b>xvii</b>
<b>Introducción</b>	<b>xxv</b>
<b>1 Teoría de la propagación de pulsos ultracortos</b>	
<b>1.1 ÓPTICA LINEAL</b>	<b>2</b>
<b>1.1.1 Aproximación paraxial</b>	<b>5</b>
<b>1.2 ÓPTICA NO LINEAL</b>	<b>7</b>
<b>1.2.1 El efecto Kerr</b>	<b>8</b>
<b>1.2.2 Obtención de la NLSE para un haz continuo</b>	<b>11</b>
<b>1.2.3 Obtención de la NLSE para pulsos ultracortos</b>	<b>12</b>
<b>1.2.4 Validez física de la NLSE</b>	<b>18</b>
<b>1.2.5 Longitudes características</b>	<b>20</b>
<b>1.2.6 Solución de la NLSE</b>	<b>25</b>

1.2.6.1 El método Crank-Nicolson	26
1.2.6.2 El método Split-Step Fourier	30
1.2.6.3 Selección del método de resolución numérica	33
<b>Referencias</b>	<b>36</b>
<b>2 Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada</b>	
<b>2.1 SISTEMAS LÁSER ULTRAINTENSOS</b>	<b>40</b>
<b>2.1.1 Perspectiva general</b>	<b>40</b>
<b>2.1.2 THALES ALPHA 10XS/45 TW</b>	<b>44</b>
<b>2.2 SISTEMAS DE MEJORA DE CONTRASTE</b>	<b>46</b>
<b>2.2.1 Diseños de mejora de contraste mediante XPWG</b>	<b>49</b>
2.2.1.1 Sistemas de mejora de contraste de 1 cristal	51
2.2.1.2 Sistemas de mejora de contraste de 2 cristales	52
<b>2.3 INTRODUCCIÓN TEÓRICA A LA GENERACIÓN DE POLARIZACIÓN CRUZADA</b>	<b>57</b>
<b>2.4 ANÁLISIS NUMÉRICO</b>	<b>62</b>
<b>Referencias</b>	<b>72</b>

## **3 Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones**

<b>3.1 DISEÑO DEL SOFTWARE DE SIMULACIÓN</b>	<b>76</b>
<b>3.1.1 Estructura general del código</b>	<b>77</b>
<b>3.1.2 Simulaciones en C++</b>	<b>100</b>
<b>3.2 MODIFICACIONES ESPACIALES MEDIANTE XPWG</b>	<b>101</b>
<b>3.2.1 El modelo simplificado</b>	<b>102</b>
<b>3.3 MODIFICACIONES TEMPORALES MEDIANTE XPWG</b>	<b>138</b>
<b>3.3.1 Generación de pulsos de attosegundo</b>	<b>138</b>
<b>3.3.2 Puertas de polarización</b>	<b>141</b>
3.3.2.1 Puertas de polarización con láseres de pocos ciclos	142
3.3.2.2 Puertas de polarización con láseres multicyclo	144
<b>3.3.3 Puertas de polarización mediante XPWG</b>	<b>146</b>
<b>3.3.4 Generación de HHG: Esquema básico</b>	<b>150</b>
<b>3.4 CONCLUSIONES</b>	<b>174</b>
<b>Referencias</b>	<b>176</b>

## **4 Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones**

### **4.1 DINÁMICA ESPACIAL DEL EFECTO XPWG 182**

#### **4.1.1 Generación de anillos de interferencia mediante el efecto XPWG 184**

### **4.2 DINÁMICA TEMPORAL DEL EFECTO XPWG 194**

#### **4.2.1 Sistemas de caracterización de pulsos 194**

#### **4.2.2 D-Scan 199**

#### **4.2.3 XPW D-Scan 202**

### **4.3 Conclusiones 229**

### **Referencias 231**

### **Conclusiones 233**

## INTRODUCCIÓN

Con la construcción del primer láser en 1960 [1] se abrió un nuevo campo de estudio de la luz. A partir de la década de los 60 los sistemas láser fueron ampliando sus aplicaciones [2]–[4] al mismo tiempo en que se estudiaban sus propiedades y se avanzaba en el control de sus características [5]. La primera generación de pulsos láser se hizo utilizando métodos activos como el *Q-switching* [6]. Estos métodos estaban limitados por la velocidad de los medios activos hasta que se logró un avance sustancial con la producción de pulsos cortos mediante la técnica del bloqueo de modos y el Kerr Lens Mode-Locking (KLM) [7].

En la década de los 80, aparecieron los primeros sistemas láser basados en cristales de Ti:Zafiro [8]. El enorme ancho de banda de este material le ha hecho el material preferido para producir y amplificar pulsos del orden del femtosegundo ( $1 \text{ fs} = 1 \times 10^{-15} \text{ s}$ ) que se usa en la actualidad.

Este tipo de cristales producen luz en el infrarrojo cercano (NIR) con longitudes de onda centradas alrededor de 800 nm. Se usan como cristales en osciladores y amplificadores ya que presentan un gran umbral de daño y un amplio ancho de banda espectral que les permite generar pulsos de una duración temporal muy corta con unas altas tasas de repetición.

Pese a las capacidades que muestra este cristal, durante la década de los 80 existía un factor limitante que lastraba la consecución de pulsos cada vez más intensos. El problema radicaba en la incapacidad de gestionar las altas intensidades sobre los distintos materiales

ópticos. Para superar esta barrera tecnológica, D. Strickland y G. Mourou idearon la técnica conocida como *Chirped Pulse Amplification* (CPA) [9].

La idea de la técnica CPA es muy simple, mediante un oscilador basado en un cristal de Ti:Zafiro se genera un pulso ultracorto con una energía muy baja, incapaz de dañar los materiales ópticos. El pulso se estira temporalmente mediante un estirador que consiste en un par de redes de difracción que aumentan temporalmente la duración del pulso láser modulando el camino óptico de cada longitud de onda asociada al mismo. El pulso estirado (~ps) puede entonces amplificarse en distintos cristales de Ti:Za sin llegar al umbral de daño. Finalmente el pulso estirado y amplificado se comprime en un par de redes de difracción, obteniendo un pulso con una energía y una duración temporal que de otro modo hubiera dañado los materiales ópticos que se atravesaran.

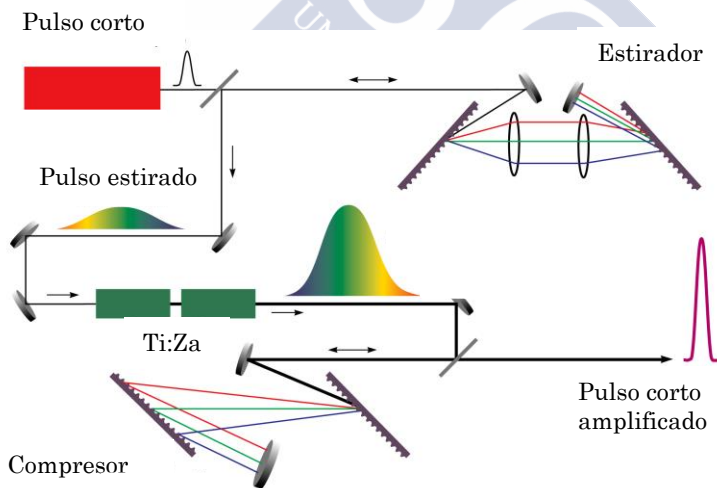


Figura 1. Ilustración de la técnica CPA: el pulso se estira mediante un par de redes de difracción, para posteriormente aumentar su energía a través de los cristales de Ti:Za, finalmente el pulso se comprime con dos redes de difracción para obtener un pulso corto amplificado. Imagen reimpressa de [10].

Gracias a esta técnica es posible sortear la limitación del umbral de daño y aumentar la potencia pico de los pulsos láser ultracortos. En la fecha de esta tesis, el estado del arte son sistemas que alcanzan potencias pico de hasta 10 PW (1 PW= $10^{15}$  W) [11].

Una de las principales aplicaciones de los láseres ultraintensos es la aceleración de partículas mediante los llamados *Laser Driven Plasma Accelerators* que se producen al incidir pulsos de alta intensidad en blancos gaseosos [12] o sólidos [13]. Los plasmas generados pueden producir campos longitudinales de aceleración muy superiores (100 veces mayores) a los aceleradores convencionales. Esto es debido a las altas intensidades que se pueden alcanzar en cortos espacios de tiempo.

En la aceleración de partículas en plasmas hay un parámetro fundamental que determina la eficacia del proceso de aceleración: el contraste del pulso [14]. El contraste de un pulso es la relación que presenta el pico principal del pulso láser de femtosegundo respecto al pedestal del pulso producido por la amplificación de la emisión espontánea y otros procesos, que suele encontrarse unos pocos picosegundos antes del pulso principal.

Teniendo en cuenta que en los láseres ultraintensos se alcanzan intensidades pico de  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> y que un contraste habitual puede ser de  $10^{-7}$ , la potencia del pedestal sería de  $10^{13}$  W/cm<sup>2</sup>. Este nivel de intensidad es suficiente para ionizar el material y producir un plasma que se expande antes de la llegada del pico principal modificando fuertemente la absorción del blanco y la eficiencia del proceso de aceleración.

Por esta razón, existen distintos métodos para mejorar el contraste de este tipo de pulsos. Uno de ellos es el conocido como *Cross Polarized Wave Generation* (XPWG). Este fenómeno no lineal produce, en presencia de un pulso incidente con suficiente energía, un segundo pulso (pulso XPW) cuyo eje de polarización es ortogonal al pulso incidente [15]. Puesto que el fenómeno no lineal solo sucede en

la zona de alta energía, el cristal puede usarse para generar pulso de alto contraste con 10 o 12 órdenes de magnitud.

Esta tesis doctoral estudia los fenómenos no lineales en cristales XPWG desde una perspectiva teórica y experimental. Durante la realización de esta tesis doctoral se desarrollan diferentes modelos de la propagación no lineal en este tipo de cristales así como programas que simulan numéricamente las propiedades espacio-temporales de los pulsos láser que se producen en sistemas basados en cristales XPWG.

El cristal XPWG se estudia también en esta tesis desde la perspectiva experimental. La tesis desarrolla experimentos que sirven para corroborar los modelos no lineales de propagación en este tipo de cristales y discutir las problemáticas relacionadas con la caracterización de los pulsos y las propiedades no lineales de estos cristales.

Además, se introducen nuevas aplicaciones de los cristales XPWG más allá su uso convencional como sistema de mejora del contraste del pulso. A lo largo de la tesis se desarrollan nuevas aplicaciones y técnicas basadas en dicho fenómeno desde un punto de vista teórico y experimental. Para ello se realizó un trabajo combinando de experimentos numéricos basados en simulaciones de la Ecuación No lineal de Schrödinger (NLSE) con resultados empíricos obtenidos en distintas estancias en la Universidad de Salamanca (USAL) y el Centro de Láseres Pulsados (CLPU) ubicado en Salamanca, así como en el sistema láser de alta intensidad (45 TW) instalado en la Universidad de Santiago de Compostela (USC), que forma parte de las Redes de Apoyo a Investigación e Desenvolvimento Tecnológico (RIAIDT).

La tesis doctoral que se presenta a continuación tiene la siguiente estructura: En el capítulo 1 se desarrollan los conceptos de óptica no lineal necesarios para derivar la Ecuación No lineal de Schrödinger (NLSE) partiendo de las ecuaciones de Maxwell así como la construcción modelos numéricos que permitan simular el comportamiento de un pulso ultracorto al interactuar con los cristales no lineales.

El capítulo 2 versa sobre el fenómeno no lineal XPWG y en él se realiza un estudio teórico de sus características y las principales diferencias entre los dos cortes cristalográficos más utilizados, así mismo se realiza una breve presentación del sistema láser ultraintenso STELA.

El capítulo 3 se dedica íntegramente a resultados de las simulaciones numéricas de la propagación no lineal en cristales XPWG. Primero se realizará una descripción pormenorizada del código de simulación construido y del esfuerzo realizado para dotarlo de una versatilidad que permita simular de forma eficiente distintas situaciones experimentales al tiempo que pueda crear simulaciones de gran demanda computacional. A continuación, se presenta el estudio de la dinámica espacio-temporal del pulso así como la aplicación del efecto XPWG para producir puertas de polarización que permitan aislar pulsos de attosegundos en experimentos de blancos sólidos.

El capítulo 4 presenta los resultados experimentales de la tesis doctoral. En primer lugar, se muestran los anillos de interferencia producidos por la compleja dinámica dentro de los cristales donde las distintas fases espaciales que se inducen en el pulso XPW se compensan. A continuación, se muestra una nueva aplicación de este fenómeno no lineal para realizar mapas de dispersión. Este estudio abre la puerta a la implementación del XPWG como sistema de caracterización temporal de pulsos ultracortos en 800 y 400 nm.

Finalmente se exponen las conclusiones obtenidas durante el desarrollo de la tesis doctoral.

**REFERENCIAS**

- [1] T. H. Maiman, “Stimulated Optical Radiation in Ruby,” *Nature*, **187**, pp. 493–494, 1960.
- [2] Y. Zaouter, L. P. Ramirez, D. N. Papadopoulos, C. Hönninger, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, “Temporal cleaning of a high-energy fiber-based ultrafast laser using cross-polarized wave generation,” *Opt. Lett.*, **36**, pp. 1830–1832, 2011.
- [3] D. Bäuerle, “Nanosecond-Laser Ablation,” in *Laser Processing and Chemistry*, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, pp. 237–278, 2011.
- [4] P. A. Norreys, “Laser-driven particle acceleration,” *Nat Phot.*, **3**, pp. 423–425, 2009.
- [5] A. Javan, W. R. Bennett, and D. R. Herriott, “Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture,” *Phys. Rev. Lett.*, **6**, pp. 106–110, 1961.
- [6] J. J. Zayhowski and C. Dill, “Diode-pumped passively Q-switched picosecondmicrochip lasers,” *Opt. Lett.*, **19**, pp. 1427–1429, 1994.
- [7] G. H. C. New, “Pulse Evolution in Mode-Locked Quasi-Continuous Lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **10**, pp. 115–124, 1974.
- [8] P. F. Moulton, “Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>,” *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, pp. 125–133, 1986.
- [9] D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses,” *Opt. Commun.*, **55**, pp. 447–449, 1985.
- [10] M. Perry, “Multilayer Dielectric Gratings: Increasing the Power of Light,” *Sci. Technol. Rev.*, pp. 25–33, 1995.
- [11] G. A. Mourou, “ELI Whitebook,” THOSS Media GmbH, Munich, 2011.
- [12] C. McGuffey, A. G. R. Thomas, W. Schumaker, T. Matsuoka, V. Chvykov, F. J. Dollar, G. Kalintchenko, V. Yanovsky, A. Maksimchuk, K. Krushelnick, “Ionization induced trapping in a

- laser wakefield accelerator,” *Phys. Rev. Lett.*, **104**, pp. 1–4, 2010.
- [13] F. Brandl, B. Hidding, J. Osterholz, D. Hemmers, A. Karmakar, A. Pukhov, G. Pretzer , “Directed acceleration of electrons from a solid surface by sub-10-fs laser pulses,” *Phys. Rev. Lett.*, **102**, pp. 1–4, 2009.
- [14] F. Quéré, C. Thauray, P. Monot, S. Dobosz, Ph. Martin, J. P. Geindre, P. Audebert , “Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas,” *Phys. Rev. Lett.*, **96**, pp. 125004-4, 2006.
- [15] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.P. Rousseau, J.P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. M. Saitiel, “ $10^{10}$  Temporal Contrast for Femtosecond Ultraintense Lasers By Cross-Polarized Wave Generation,” *Opt. Lett.*, **30**, pp. 920-920, 2005.





# 1. TEORÍA DE LA PROPAGACIÓN DE PULSOS ULTRACORTOS

Para caracterizar la propagación de un pulso láser de femtosegundo a través de un cristal de XPWG es necesario resolver la ecuación que rige dicha propagación. Bajo una serie de condiciones es posible convertir la ecuación de ondas en una ecuación No Lineal de Schrödinger (*Nonlinear Schrödinger Equation*, NLSE). Esta ecuación debe resolverse numéricamente para el caso general y para llevar a cabo dicha tarea existen una gran cantidad de métodos.

En este capítulo se mostrará de forma rigurosa la obtención de la ecuación NLSE partiendo de las ecuaciones de Maxwell. Para ello se introducirán, en primer lugar, conceptos básicos de óptica lineal y el principal efecto no lineal que se considerará en las simulaciones: el efecto Kerr. A continuación se obtendrá la NLSE y se presentarán dos longitudes características que nos ayudarán a determinar qué fenómeno dominará la propagación del pulso. Posteriormente se realizan una serie de consideraciones acerca de las limitaciones que tiene la ecuación NLSE. Seguidamente, se presentarán dos métodos para resolver la ecuación: el método de *Crank-Nicolson* y el *Split-Step Fourier Method* (SSFM). Para finalizar se muestran algunas de las diferencias de los dos métodos así como el criterio seguido para evitar problemas de *aliasing* y de conservación de la energía durante la resolución numérica.

## 1.1 ÓPTICA LINEAL

Un láser es una onda electromagnética, por lo tanto su propagación a través de un medio no conductor obedece las ecuaciones de Maxwell [1]

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E}(x, y, z, t) &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \nabla \times \vec{H}(x, y, z, t) &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \vec{D}(x, y, z, t) &= 0 & \nabla \cdot \vec{B}(x, y, z, t) &= 0\end{aligned}\tag{1.1}$$

Donde  $x, y, z$  son las coordenadas espaciales,  $t$  es el tiempo,  $\vec{E} = (E_1, E_2, E_3)$  es el campo eléctrico,  $\vec{H} = (H_1, H_2, H_3)$  el campo magnético,  $\vec{D} = (D_1, D_2, D_3)$  es el campo de inducción eléctrica y  $\vec{B} = (B_1, B_2, B_3)$  es el campo de inducción magnética en unidades del Sistema Internacional (SI). Además de estas ecuaciones hay que incluir las ecuaciones constitutivas

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} \quad \vec{B} = \mu_0 \vec{H}\tag{1.2}$$

Donde  $\varepsilon_0$  es la permitividad y  $\mu_0$  la permeabilidad del vacío. A partir de la ecuación (1.1) es posible obtener la conocida como *ecuación de ondas* [2]

$$\Delta \vec{E} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}\tag{1.3}$$

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

donde  $c = (\mu_0 \epsilon_0)^{-\frac{1}{2}}$  es la velocidad de la luz en el vacío.

La ecuación (1.3) es la *ecuación general del movimiento ondulatorio*, a partir de la cual se pueden obtener distintas soluciones, como por ejemplo: ondas planas, ondas esféricas, pulsos láser, etc. La solución más sencilla de esta ecuación es la onda plana, dada por

$$E(z, t) = E_c e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + E_c e^{-i(k_0 z - \omega_0 t)} = E_c \cos(k_0 z - \omega_0 t) \quad (1.4)$$

donde  $E_c$  es la amplitud de la onda plana (una constante real),  $k_0$  es el número de onda y  $\omega_0$  es la frecuencia central de la onda. Sustituyendo (1.4) en (1.3) se obtiene la relación de dispersión

$$k_0^2 = \frac{\omega_0^2}{c^2} \quad (1.5)$$

Se puede generalizar la propagación de la onda plana a 3 dimensiones considerando el número de onda como un vector tridimensional  $k = (k_1, k_2, k_3)$

$$E(x, y, z, t) = E_c e^{i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega_0 t)} + c. c. \quad (1.6)$$

donde c.c es el complejo conjugado. En este caso la onda plana se propagaría en la dirección del vector  $\vec{k}$ .

El concepto de polarización óptica será de gran importancia en el desarrollo de esta tesis doctoral, por lo tanto vamos a definir dicho concepto. Consideremos una onda plana dada por

$$E = (E_1, 0, 0), \quad E_1 = E_c e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + c. c \quad (1.7)$$

La ecuación anterior representa una onda plana que se propaga en la dirección z y cuyo campo eléctrico está contenido únicamente sobre el eje x. Esta onda plana se considera un pulso polarizado linealmente sobre el eje x.

Como definición general, se considera que un campo eléctrico estará polarizado linealmente si el extremo del módulo del vector campo eléctrico describe una recta perpendicular a la dirección de propagación de dicha onda.

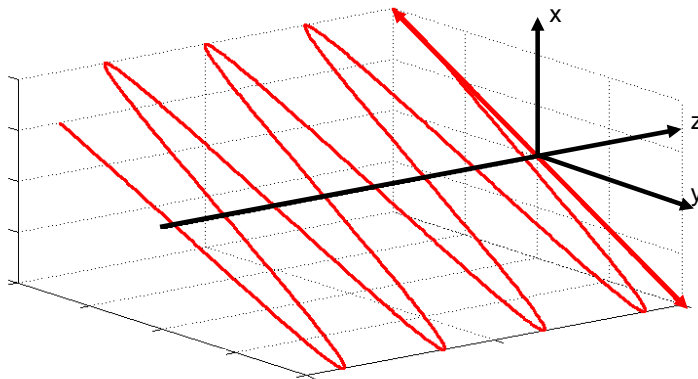


Figura 1.1. Ilustración de una onda con polarización lineal.

Es importante hacer notar que, de forma rigurosa, un campo linealmente polarizado no es una solución de las ecuaciones de

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

Maxwell, puesto que si consideramos el campo dado por la ecuación (1.7), y sustituimos en las ecuaciones de Maxwell, se obtiene

$$0 = \nabla \cdot \vec{D} = \epsilon_0 \nabla \cdot \vec{\epsilon E} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial x} \quad (1.8)$$

Sin embargo, esta contradicción se resuelve considerando que el valor del campo no es estrictamente cero en las otras dos componentes, si no que a primer orden se considera que  $E_2, E_3 \ll E_1$ .

### 1.1.1 Aproximación paraxial

El campo eléctrico de un láser se puede escribir como [3]

$$E(x, y, z, t) = e^{-i\omega_0 t} E(x, y, z) + c.c. \quad (1.9)$$

Esta solución representa un láser continuo, dado que no existe ningún término temporal real que module la oscilación producida por el término  $i\omega_0 t$ . Sustituyendo la ecuación anterior en la ecuación de ondas se obtiene la *Ecuación de Helmholtz*

$$\Delta E(x, y, z) + k_0^2 E = 0 \quad (1.10)$$

Dado que esta ecuación es una representación diferente de la solución general de la ecuación de ondas, podemos escribir una onda plana de la siguiente forma

$$E = E_c e^{i(k_x x + k_y y + k_z z)} \quad (1.11)$$

donde  $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k_0^2$ .

Si consideramos un haz láser continuo que se propaga en la dirección positiva del eje  $z$ , podemos escribir el campo eléctrico inicial del haz como una superposición lineal de ondas planas. De este modo podemos expresar el campo eléctrico del haz láser como una expansión en series de Fourier

$$E(x, y, z) = \frac{1}{2\pi} \int E_c e^{i(k_x x + k_y y + \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} z)} dk_x dk_y \quad (1.12)$$

Para proseguir con la obtención de la NLSE, es necesario realizar la *aproximación paraxial* que consiste en considerar que las ondas planas que conforman el haz se propagan paralelas al eje  $z$ . Matemáticamente esto implica que

$$k_{\perp}^2 \ll k_z^2, \quad k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad (1.13)$$

En consecuencia, bajo aproximación paraxial podemos considerar que  $k_z \approx k_0$  lo que nos lleva a poder buscar soluciones de la ecuación (1.10) del tipo

$$E(x, y, z) = e^{ik_0 z} \psi(x, y, z) \quad (1.14)$$

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

donde  $\psi(x, y, z)$  es la envolvente del campo eléctrico. La ecuación de Helmholtz de esta envolvente se escribe como

$$\psi_{zz}(x, y, z) + 2ik_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} + \Delta_{\perp} \psi = 0, \quad \Delta_{\perp} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad (1.15)$$

Siendo  $\psi_{zz} = \partial^2 \psi / \partial z^2$ .

Teniendo en cuenta la aproximación paraxial podemos suprimir el primer término de la ecuación (1.15). Así, el campo eléctrico de un haz láser se puede describir por la siguiente *ecuación lineal de Schrödinger* [4]

$$2ik_0 \frac{\partial \psi(x, y, z)}{\partial z} + \Delta_{\perp} \psi = 0 \quad (1.16)$$

Es decir, la ecuación (1.16) define la propagación de un haz láser continuo bajo la aproximación paraxial. Este problema puede resolverse bajo una condición inicial del campo definido en el plano  $(x, y)$  para  $z = 0$ , sujeto a la difracción del medio definida por el laplaciano en la dirección transversal.

### 1.2 ÓPTICA NO LINEAL

La ecuación (1.16) no considera la posibilidad de que el haz se propague en un medio no lineal, por lo tanto, es necesario obtener la ecuación que rige la propagación de un haz láser en dichos medios.

### 1.2.1 El efecto Kerr

Para el desarrollo de esta sección es necesario que consideremos el campo de polarización  $\vec{P}$  como la suma de los efectos de los términos de polarización lineales y no lineales.

$$P = P_{lin} + P_{nl} \quad (1.17)$$

Donde  $P_{lin}$  es el campo eléctrico generado por el desplazamiento de los centros de los electrones y es, por tanto, linealmente proporcional al campo eléctrico que genera dicho desplazamiento  $P_{lin} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \epsilon$ . Por otro lado,  $P_{nl}$  es la componente no lineal del campo de polarización.

Considerando una situación donde el campo eléctrico de nuestro haz láser es lo suficientemente intenso como para que  $P_{nl}$  no sea despreciable, pero que sin embargo  $P_{lin} \gg P_{nl}$ , podremos realizar una expansión en series de Taylor del campo  $P_{nl}$  de la forma

$$P_{nl} = \chi^{(2)}(\omega_0) \mathcal{E}^2 + \chi^{(3)}(\omega_0) \mathcal{E}^3 + \dots \quad (1.18)$$

donde  $\chi^{(n)}$  es el enésimo orden de la susceptibilidad óptica. En esta tesis nos centraremos en materiales como el Fluoruro de Bario ( $\text{BaF}_2$ ) o el Fluoruro de Calcio ( $\text{CaF}_2$ ), los cuales son isótropos. Este tipo de materiales presentan un valor de susceptibilidad óptica igual a cero para los órdenes pares. De esta forma, en materiales isótropos como los anteriormente mencionados se puede aproximar el campo de polarización no lineal como

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

$$P_{nl} \approx \chi^{(3)}(\omega_0)\mathcal{E}^3 \quad (1.19)$$

De este modo, el campo no lineal inducido por un haz láser vendrá dado por

$$P_{nl} \approx \chi^{(3)}(\omega_0)\mathcal{E}^3 = \chi^{(3)}(3|E|^2 E e^{-i\omega_0 t} + E^3 e^{-3i\omega_0 t} + c. c.) \quad (1.20)$$

Se observa la aparición de dos campos eléctricos, uno con la misma frecuencia que el propio haz láser y otro con frecuencia  $3\omega_0$ . Este último efecto se conoce como generación del tercer armónico y es posible despreciarlo debido a que aporta un efecto muy pequeño en la propagación ya que está desfasado respecto a la frecuencia principal  $\omega_0$ . En definitiva, el campo de polarización no lineal inducido por un haz láser es

$$P_{nl} = 3\chi^{(3)}|E|^2 E e^{-i\omega_0 t} + c. c. = 3\chi^{(3)}|E|^2 \mathcal{E} \quad (1.21)$$

A partir de la ecuación anterior se define el coeficiente Kerr como

$$n_2 = \frac{3\chi^{(3)}}{4\epsilon_0 n_0} \quad (1.22)$$

De modo que es posible reescribir la ecuación (1.21) de la forma

$$P_{nl} = 4\epsilon_0 n_0 n_2 |E|^2 \mathcal{E} \quad (1.23)$$

La inducción eléctrica vendrá dada por

$$D = \epsilon_0 \mathcal{E} + P_{lin} + P_{nl} = \epsilon_0 n^2 \mathcal{E} \quad (1.24)$$

donde el índice de refracción  $n^2$  se define

$$n^2 = n_0^2 \left( 1 + \frac{4n_2}{n_0} |E|^2 \right) \quad (1.25)$$

Los materiales que presentan una dependencia con el cuadrado del campo eléctrico se conocen como materiales Kerr. Es importante remarcar las siguientes consideraciones:

1. Todo material isótropo es un material Kerr y presentará, en mayor o menor medida, los efectos derivados de este efecto no lineal
2. El valor de  $n_2$  tiende a ser pequeño si lo comparamos con el valor del índice de refracción lineal  $n_0$ . En la siguiente tabla se observan ejemplos de distintos materiales [5]–[7]

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

Material	$n_0$	$n_2 (10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-2})$
BaF <sub>2</sub>	1.475	2.85
CaF <sub>2</sub>	1.434	1.90
PbF <sub>2</sub>	1.769	11.7
Aire	1	0.00032
Vidrio BK7	1.5168	3.625

Tabla 1.1. Valores del índice de refracción lineal y no lineal de distintos materiales para un láser de 800 nm.

### 1.2.2 Obtención de la NLSE para un haz continuo

Una vez obtenida la expresión para el índice de refracción no lineal podemos conseguir una expresión que contenga información sobre la propagación de un haz láser en un material isótropo.

Substituyendo  $n_0^2$  por  $n^2$  en la ecuación (1.10) obtendremos la propagación de un haz polarizado linealmente a través de un material Kerr. Esta ecuación se conoce como *ecuación escalar no lineal de Helmholtz* y se escribe como

$$\Delta E(x, y, z) + k^2 E = 0, \quad k^2 = k_0^2 \left( 1 + \frac{4n_2}{n_0} |E|^2 \right) \quad (1.26)$$

La ecuación (1.26) no deja de ser la ecuación de ondas reformulada. Una solución de la ecuación anterior es el campo eléctrico dado por  $E = e^{k_0 z} \psi$ . Sustituyendo este campo y teniendo en cuenta la aproximación paraxial,  $\psi_{zz} \ll k_0 \psi_z$ , se obtienen la siguiente *ecuación no lineal de Schrödinger* (NLSE)

$$2ik_0 \psi(x, y, z) + \Delta_{\perp} \psi + k_0^2 \frac{4n_2}{n_0} |\psi|^2 \psi \quad (1.27)$$

La ecuación (1.27) representa la propagación paraxial de la envolvente de un haz láser continuo linealmente polarizado a través de un material Kerr homogéneo, donde  $\psi$  es la amplitud del campo eléctrico y  $z$  es la dirección de propagación. La solución anteriormente obtenida solo tiene en cuenta el carácter espacial durante la propagación del pulso. Es por ello necesario generalizar la ecuación (1.27) para que ésta de información de la evolución temporal del pulso. En el próximo apartado vamos a ver cómo se obtiene formalmente la NLSE generalizada.

### 1.2.3 Obtención de la NLSE para pulsos ultracortos

Dada la naturaleza de los estudios que se presentarán en esta tesis doctoral, resulta necesario realizar una generalización de la ecuación

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

(1.27). Para ello comenzaremos por recuperar la *ecuación de ondas* (1.3)

$$-\nabla^2 \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{D}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (1.28)$$

Donde los vectores  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{D}$  y  $\mathbf{P}$  se corresponden con el campo eléctrico, el campo de inducción magnética y el campo de polarización, respectivamente. De la relación entre el espacio de tiempos y el de frecuencias es posible reescribir la ecuación de ondas (1.28) en el dominio de las frecuencias.

$$\nabla^2 \vec{E} + \epsilon_0 \epsilon^{(1)}(\omega) \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right) \vec{E} = -\left(\frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2}\right) \vec{P} \quad (1.29)$$

A partir de la ecuación (1.29) se busca resolver para la parte del campo eléctrico cuya variación es lenta, es decir, el vector  $\mathbf{A}$  de la siguiente ecuación

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{A}(x, y, z, t) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + c. c. \quad (1.30)$$

La ecuación (1.30) deja claro que la relación entre el campo eléctrico  $\mathbf{E}$  y el campo lentamente variable  $\mathbf{A}$  es

$$\vec{E}(x, y, z, \omega) \simeq \vec{A}(x, y, z, \omega - \omega_0) e^{ik_0 z} \quad (1.31)$$

Podemos reescribir la ecuación (1.28) para el campo  $\mathbf{A}$

$$\nabla_{\perp}^2 A + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + 2ik_0 \frac{\partial A}{\partial z} + [k^2(\omega) - k_0^2]A = -\frac{\omega^2}{\epsilon_0 c^2} \vec{P} e^{-ik_0 z} \quad (1.32)$$

donde

$$k^2(\omega) = \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \quad (1.33)$$

Aproximando  $k(\omega)$  mediante una serie de Taylor

$$k(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n}{n!} (\omega - \omega_0)^n \quad (1.34)$$

Como en todas las expansiones en series, los términos de mayor orden son menos determinantes para la evolución de la función. En este caso particular es conveniente incluir hasta el tercer orden. Una vez sustituida la expansión (1.34) en la ecuación de ondas para la envolvente lentamente variable (1.32) será necesario volver al espacio de tiempos, para lo que será necesario hacer una nueva transformada de Fourier.

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

$$\begin{aligned} & \left( \nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2ik_0 \left( \frac{\partial}{\partial z} + k_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) + 2ik_1 \tilde{D} \frac{\partial}{\partial t} + 2k_0 \tilde{D} - k_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A \\ & = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} e^{-i(k_0 z - \omega_0 t)} \end{aligned} \quad (1.35)$$

donde  $\tilde{D}$  es el operador que tiene en cuenta los órdenes de  $k(t)$  superiores a 2, siendo

$$\tilde{D} = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{k_n}{n} \left( i \frac{\partial}{\partial t} \right)^n \quad (1.36)$$

Para finalizar, es necesario expresar el campo de polarización  $\vec{P}$  en términos del campo lentamente variable. De esta forma se obtiene la siguiente expresión para el campo vectorial  $\vec{P}$

$$\frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} = -\omega_0^2 \left[ \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \vec{P} \right] e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + c. c. \quad (1.37)$$

Sustituyendo la expresión (1.37) en la ecuación de ondas (1.35) se obtiene la generalización de la NLSE en la cual se tiene en cuenta la evolución temporal del pulso, incluidos los órdenes superiores mediante el operador  $\tilde{D}$

$$\begin{aligned} & \left( \nabla_{\perp}^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + 2ik_0 \left( \frac{\partial}{\partial z} + k_1 \frac{\partial}{\partial t} \right) + 2ik_1 \tilde{D} \frac{\partial}{\partial t} + 2k_0 \tilde{D} - k_1 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A \\ & = -\frac{4\pi\omega_0^2}{c^2} \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \vec{P} \end{aligned} \quad (1.38)$$

Por conveniencia en la resolución de la NLSE se realiza el siguiente cambio de coordenadas

$$z' = z \quad y \quad \tau = t - k_1 z \quad (1.39)$$

Mediante este cambio de coordenadas el nuevo sistema de coordenadas viaja con el pulso, por lo que la envolvente se encontrará centrada en  $\tau = 0$ . Además, dado que estamos trabajando sobre un campo lentamente variable (*slowly varying envelope*) [3] podemos suprimir el término  $\partial^2/\partial z^2$ . Aplicando la aproximación mencionada y este cambio de coordenadas, la NLSE generalizada se escribirá de la forma

$$\begin{aligned} & \left( \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^{-1} \nabla_{\perp}^2 + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z'} + 2k_0 \tilde{D} \right) \vec{A} \\ & = -\frac{\omega_0^2}{\epsilon_0 c^2} \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \vec{P} \end{aligned} \quad (1.40)$$

La ecuación (1.40) incluye la evolución espacio-temporal del pulso ultracorto, los efectos de dispersión debidos a órdenes elevados (operador  $\tilde{D}$ ) así como efectos no lineales producidos por el vector de polarización  $\vec{P}$ .

Una vez obtenida la NLSE generalizada es necesario considerar el tipo de materiales que resultarán interesantes para el desarrollo de esta tesis doctoral. Por tanto, de la misma forma que en la sección anterior nos centraremos en materiales no lineales dispersivos. En este tipo de materiales el vector de polarización se puede expresar como

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

$$P(\omega) = 3\epsilon_0 \left( \chi^{(3)}(\omega_0) + (\omega - \omega_0) \frac{d\chi^{(3)}}{d\omega} \right) |A(\omega)|^2 A(\omega) \quad (1.41)$$

Realizando una transformada de Fourier sobre la ecuación (1.41) y sustituyendo en (1.40) se obtiene

$$\begin{aligned} & \nabla_{\perp}^2 + 2ik_0 \frac{\partial}{\partial z'} \left[ \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) + 2k_0 \tilde{D} \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \right] A \\ &= -\frac{3}{c^2} \omega_0^2 \chi^{(3)}(\omega_0) \left[ 1 + \left( 2 + \frac{\omega_0}{\chi^{(3)}(\omega_0)} \frac{d\chi^{(3)}}{d\omega} \right) \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] |A|^2 A \end{aligned} \quad (1.42)$$

A pesar de que el estudio de la evolución de un pulso ultracorto en materiales no lineales dispersivos está descrito mediante la anterior ecuación, es posible ignorar una serie de términos sin que ésta pierda validez para pulsos cortos (~25 fs) pero no en el límite de un solo ciclo (~2.5 fs). Por ello aproximaremos el término  $[1 + (i/\omega_0)\partial/\partial\tau]$  a la unidad, lo que es una buena aproximación para los pulsos considerados en este trabajo.

De esta forma, y para finalizar la sección, la NLSE generalizada que se utilizará para estudiar la evolución de los pulsos ultracortos será la siguiente

$$\frac{\partial A(x,y,z,t)}{\partial z'} = \left[ \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 - \frac{i}{2} k_2 \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{i}{6} k_3 \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} + \frac{3i\omega_0}{2n_0 c} \chi^{(3)}(\omega_0) |A|^2 \right] A \quad (1.43)$$

La ecuación anterior se debe interpretar como la evolución de la envolvente lentamente variable de un pulso ultracorto ( $\vec{A}$ ) a lo largo del eje  $z$ , el cual se ve influenciado por 4 términos:

- 1er término: El laplaciano transversal que tiene en cuenta el efecto de la difracción
- 2º término: La segunda derivada respecto al tiempo contiene información del ensanchamiento temporal del pulso debido a la velocidad de grupo
- 3er término: Este término de orden superior tiene en cuenta la dispersión de tercer orden del pulso ultracorto
- 4º término: El término que depende del cuadrado del campo eléctrico tiene en cuenta la adquisición de fase no lineal

Llegar a la NLSE ha implicado una serie de suposiciones que hacen necesario un estudio pormenorizado de los límites de dicha ecuación. Por ello vamos a establecer una serie de controles y cantidades que darán cuenta si la solución es realista o si alcanzamos una singularidad.

#### **1.2.4 Validez física de la NLSE**

La NLSE describe la propagación de un pulso láser intenso a través de un medio no lineal. En algunos casos, la NLSE puede describir situaciones donde el pulso se enfoque indefinidamente lo que resulta en campos infinitamente grandes, a pesar de que físicamente no sea posible. Por lo tanto, es importante establecer los límites físicos de validez para saber hasta dónde podemos llegar con esta ecuación. Conocer las aproximaciones que se usan para derivar esta ecuación

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

nos ayuda a comprender el rango de aplicación de este modelo. Estas son

- Polarización lineal perfecta del pulso. Sin embargo, las ecuaciones de Maxwell no admiten campos polarizados en un solo eje
  - Se ha considerado exclusivamente el efecto Kerr escalar no retardado [8]
  - Se utiliza la aproximación paraxial y, en consecuencia, se obvia la componente  $\psi_{zz}$
  - Se suprime la generación de tercer orden cuando derivamos el efecto Kerr en el material
  - Se utiliza la aproximación de Envolvente Lentamente Variable lo que no permite describir pulsos ultracortos de muy pocos ciclos

Existen otros aspectos que no se tienen en cuenta, como por ejemplo, una intensidad excesiva que puede dar lugar a la ionización del medio y la producción de un plasma o la posibilidad de que se produzca un vaciado de energía si se atraviesa un material que pueda presentar ganancias (por ejemplo un cristal de Ti:Za). A pesar de las limitaciones que presenta la resolución de la NLSE, se ha demostrado en numerosos artículos científicos [8] su capacidad para predecir de forma correcta numerosos fenómenos cercanos al colapso del pulso láser como por ejemplo:

- La existencia de una potencia crítica
- La distancia de colapso
- La dinámica de haces ópticos acoplados

- La pérdida de fase en haces ópticos cercanos al colapso

Cabe destacar la existencia de numerosas modificaciones de la NLSE que permiten solventar las singularidades producidas por las aproximaciones que hemos realizado. Sin embargo, para el propósito de este trabajo no es necesario añadir más complejidad al modelo numérico. Teniendo en cuenta la posibilidad de un colapso del haz, es importante definir y cuantificar este tipo de efectos para trabajar de forma rigurosa con dicha ecuación. A continuación definiremos algunas cantidades que nos ayudarán en este propósito.

### **1.2.5 Longitudes características**

Desde el punto de vista de la óptica geométrica, un haz focalizado debería sobrepasar el límite del colapso llevándonos a una singularidad en la propagación del haz para una distancia finita de  $z$ . No obstante, si se considera la difracción del haz, esta singularidad se solventa en tanto que la difracción es capaz de contrarrestar las fases espaciales que confinan el haz en un espacio cada vez más pequeño (figura 1.2).

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

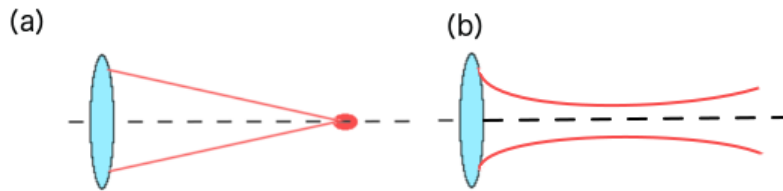


Figura 1.2. Ilustración de la propagación de un haz a través de una lente convergente; desde un punto de vista de la óptica geométrica (a) y teniendo en cuenta la difracción del pulso durante la propagación (b).

Los materiales Kerr se caracterizan por presentar un valor de  $n_2$  que depende del cuadrado del campo eléctrico  $|E(x, y)|^2$ . Esto implica que el índice de refracción dependerá de la intensidad que tome el campo eléctrico en cada punto. En consecuencia, un haz colimado presentará un índice de refracción mayor en las zonas más intensas generándose una autofocalización del haz conocido como *Efecto Kerr*.

Durante largo tiempo se consideró que, pese a esta autofocalización, la difracción en medios no lineales sería capaz de sobreponerse al *Efecto Kerr*. Hasta el trabajo de P.L Kelley [9] en 1965 no se barajó la posibilidad de que la autofocalización del haz fuera capaz de sobreponerse a la difracción, generando, por tanto, una intensidad anormalmente grande a una distancia de propagación finita.

En este trabajo, Kelley define una cantidad llamada distancia de autofocalización (en inglés *Self focusing distance*,  $L_{SF}$ ) cuyo valor define la distancia a partir de la cual la no linealidad será capaz de producir una autofocalización significativa. De esta forma, Kelley determina que si  $L_{SF}$  es menor que una distancia de difracción  $L_{Diff}$

(que definiremos más adelante), la propagación terminará por producir un colapso en el haz. La distancia de autofocalización se escribe como

$$L_{SF} = \frac{r_0}{2E_c} \sqrt{\frac{n_0}{n_2}} \quad (1.44)$$

Donde  $r_0$  es el radio del haz,  $E_c$  es la amplitud del haz,  $n_0$  y  $n_2$  son el índice de refracción lineal y no lineal del material, respectivamente.

Consideraremos la relación entre  $L_{SF}$  y  $L_{Diff}$  como el valor que determinará si nos encontramos en una situación donde la resolución de la NLSE dará soluciones realistas. Para ello definiremos  $L_{Diff}$  como

$$L_{Diff} = \frac{2r_0^2 n_0}{1.22\lambda} \quad (1.45)$$

La definición utilizada se ha extraído de la teoría de la difracción de Fraunhofer [10]. De esta forma establecemos el siguiente criterio:

- Si  $L_{Diff} < L_{SF}$  la difracción será capaz de sobreponerse a la autofocalización evitando la singularidad durante la propagación
- Si  $L_{Diff} > L_{SF}$  las fases que añade el efecto no lineal serán capaces de producir un colapso en el haz

Si utilizamos explícitamente la definición para ambas longitudes características podemos obtener la siguiente relación

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

$$r_0^2 E_c^2 > \frac{(1.22\lambda)^2}{16n_0n_2} \quad (1.46)$$

Siguiendo los pasos realizados por Chiao et al. [11] en su estudio de los experimentos de Hercher [12], podemos reescribir la anterior expresión de una forma más compacta y comprensible para el propósito de este trabajo. Considerando un perfil de intensidades circular uniforme tal que

$$E_c(r) = \begin{cases} E_c & \text{si } 0 < r < r_0 \\ 0 & \text{si } r_0 < r < \infty \end{cases} \quad (1.47)$$

Teniendo en cuenta que la potencia es  $P = 2\epsilon_0 n_0 c \int |E_0(x, y)|^2 dx dy = 2\epsilon_0 n_0 c \pi r_0^2 E_c^2$  podemos reescribir la relación (1.46) como

$$P_{crit} = \frac{\epsilon_0 c \pi (1.22\lambda)^2}{8n_2} \quad (1.48)$$

Siendo  $P_{crit}$  la potencia crítica que determina la potencia máxima que un haz puede contener para evitar el colapso durante la propagación del pulso durante una distancia finita. Podemos utilizar esta cantidad para establecer con seguridad que estamos por debajo del rango de potencias donde el pulso ioniza el medio. La tabla que se muestra a continuación incluye los valores de potencia crítica para distintos medios.

Material	Potencia crítica (GW)
Aire	3,1
BaF <sub>2</sub>	$3,4 \cdot 10^{-3}$
CaF <sub>2</sub>	$5,2 \cdot 10^{-3}$
PbF <sub>2</sub>	$8,2 \cdot 10^{-4}$
BK7	$6,5 \cdot 10^{-3}$

Tabla 1.2. Potencia crítica en diversos materiales, para un pulso cuya longitud de onda central es  $\lambda = 800$  nm.

Los valores de potencia crítica que se muestran en la tabla (1.2) dejan patentes la importancia del material utilizado. Mientras que en aire las potencias admisibles son del orden del GigaWattio en cristales no lineales como el BaF<sub>2</sub> la potencia admitida es varios órdenes de magnitud menor.

De la descripción realizada en esta sección uno se puede sentir tentado de concebir las longitudes características como aquel valor que determina si el pulso colapsa debido a la autofocalización. Si bien en este texto se ha presentado el efecto no lineal de la autofocalización, existen distintos mecanismos no lineales que pueden compensar este efecto no lineal de focalización.

Este tipo de efectos juegan un papel importante en la dinámica de pulsos ultracortos dando, por ejemplo, la posibilidad de que se

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

produzcan los filamentos de luz. Estos pulsos en forma de filamento tienen propiedades únicas como la conservación de una alta intensidad durante largas distancias de propagación. Para obtener este tipo de estructuras, la dinámica del pulso viene dada por el balance entre dos efectos no lineales:

1. Efecto de autofocalización
2. *Plasma defocusing* [13]

Es importante remarcar que la dinámica de pulsos ultracortos con suficiente energía para producir efectos no lineales será siempre el producto de un balance entre distintos mecanismos, tanto lineales como no lineales.

### 1.2.6 Solución de la NLSE

La solución de la NLSE permite estudiar la propagación de un pulso láser ultracorto en materiales isótropos. Existe un número limitado de situaciones en las cuales hay soluciones exactas de la NLSE. En el caso más general es necesario hacer una integración numérica de dicha ecuación. En este apartado vamos a discutir dos técnicas para solucionar numéricamente la NLSE:

- El método numérico de distancias finitas: *Método Crank-Nicolson*
- El método pseudofrecuencial *Split-Step Fourier*

Ambos métodos presentan una serie de ventajas y desventajas que iremos desgranando en las próximas secciones.

### 1.2.6.1 El método Crank-Nicolson

El método de Crank-Nicolson se basa en la resolución numérica de la siguiente familia de ecuaciones diferenciales

$$\frac{\partial u}{\partial t} = c^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1.49)$$

Con la finalidad de que la sección sea lo más compacta posible, se modifica la notación de las derivadas parciales de la siguiente forma

$$u_x = \frac{\partial u}{\partial x} \quad u_{xx} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1.50)$$

Dado que este método se basa en las diferencias finitas, es necesario definir una malla de puntos (j,n) donde  $u_j^n = u(x_j, t_n)$ .

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

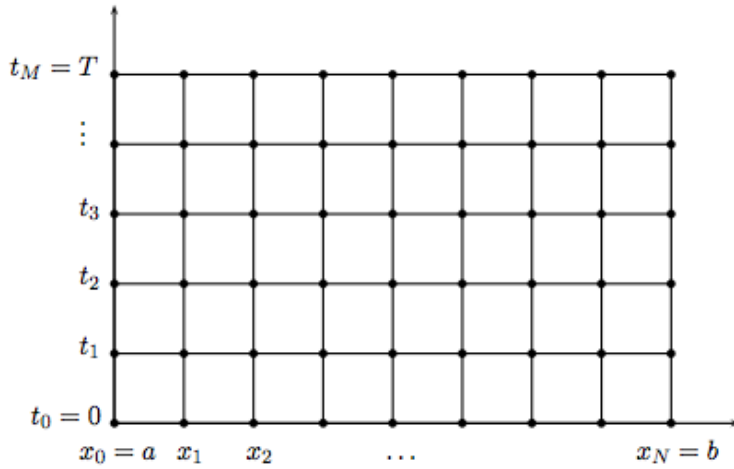


Figura 1.3. Discretización del espacio en una malla de puntos.

De esta forma, podemos definir las derivadas parciales como el siguiente cociente de diferencias

$$u_x \approx \frac{u_{j+1}^n - u_{j-1}^n}{2\Delta x} \quad u_{xx} \approx \frac{u_{j+1}^n - 2u_j^n + u_{j-1}^n}{(\Delta x)^2} \quad (1.51)$$

Si aproximamos  $u_t$  como un cociente de diferencias en el punto  $(j, n+1)$

$$u_t \approx \frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} \quad (1.52)$$

Sustituyendo (1.52) en la ecuación (1.49) en el punto  $(j, n)$  de la malla, se obtiene

$$u_j^{n+1} = \lambda u_{j+1}^n + (1 - 2\lambda)u_j^n + \lambda u_{j-1}^n \quad (1.53)$$

donde  $\lambda = c^2 \Delta t / \Delta x^2$ . La ecuación (1.53), conocida como esquema explícito, se puede resolver con diferentes métodos numéricos como el *algoritmo de Crout* [14].

Por otro lado podemos resolver  $u_t$  como el siguiente cociente de diferencias en  $(j,n)$  y resolver de la misma forma que antes

$$-\lambda u_{j+1}^{n+1} + (1 + 2\lambda)u_j^{n+1} - \lambda u_{j-1}^{n+1} = u_j^n \quad (1.54)$$

Siendo (1.54) el conocido como esquema implícito, que puede resolverse de la misma forma que la ecuación (1.53). Los esquemas (1.53) y (1.54) son dos métodos diferentes de resolver la ecuación (1.49). El método de Crank-Nicolson propone resolver el sistema de ecuaciones haciendo el promedio de ambos esquemas. Esto es

$$\frac{u_j^{n+1} - u_j^n}{\Delta t} = \frac{C}{2} \left[ \frac{u_{j-1}^{n+1} - 2u_j^{n+1} + u_{j+1}^{n+1}}{\Delta x^2} + \frac{u_{j-1}^n - 2u_j^n + u_{j+1}^n}{\Delta x^2} \right] \quad (1.55)$$

$$-\frac{\lambda}{2}u_{j-1}^{n+1} + (1 - \lambda)u_j^{n+1} - \frac{\lambda}{2}u_{j+1}^{n+1} = \frac{\lambda}{2}u_{j-1}^n + (1 - \lambda)u_j^n + \frac{\lambda}{2}u_{j+1}^n$$

Teniendo en cuenta que hay más de una incógnita en esta ecuación, el método Crank-Nicolson es un esquema implícito y, por lo tanto, es necesario resolver un sistema de ecuaciones lineales para cada iteración  $j$ . En resumen, el esquema que aplicamos para resolver el esquema de Crank-Nicolson es el siguiente

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

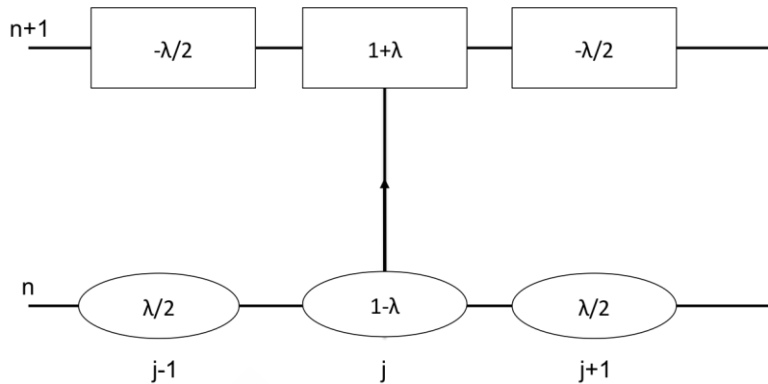


Figura 1.4. Esquema de Crank-Nicolson. Conocido el valor de  $u^n$  de forma total será necesario resolver un sistema de ecuaciones lineales  $i=0,1,\dots,n$  para obtener  $u^{n+1}$ .

Del esquema mostrado en la figura (1.4) se deduce el carácter implícito del esquema de Crank-Nicolson, puesto que para conocer los coeficientes de la solución  $u^{n+1}$  necesitaremos utilizar los coeficientes de los anteriores pasos temporales  $u^n$ .

Podemos reescribir el sistema de ecuaciones algebraico que necesitamos resolver de forma matricial  $AU=B$  donde  $B$  es

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & 0 & & 0 & 0 & 0 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a_{32} & a_{33} & & 0 & 0 & 0 \\ & \vdots & & \ddots & & \vdots & \\ & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ & 0 & 0 & 0 & \cdots & a_{n-2,n-3} & a_{n-2,n-2} & a_{n-2,n-1} \\ & 0 & 0 & 0 & & 0 & a_{n-1,n-2} & a_{n-1,n-1} \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

Siendo (1.56) una matriz tridiagonal. Para resolver este tipo de matrices existe una gran variedad de métodos, como por ejemplo la eliminación de Gauss [15] o la rutina tridag del numerical recipes

[14]. En el caso particular de esta tesis doctoral se utilizó esta última como método de resolución.

### 1.2.6.2 El método *Split-Step Fourier*

El método *Split-Step Fourier* (SSFM) es un método de resolución pseudoespectral de la ecuación no lineal de Schrödinger. A diferencia de los métodos de diferencias finitas que requieren de la resolución algebraica de un sistema de ecuaciones lineales, la resolución numérica de este método se basa en el uso de la transformada de Fourier finita (*Finite Fourier Transform*, FFT).

Para mostrar el método SSFM utilizamos la siguiente forma de la NLSE que solo considera la envolvente temporal en la propagación

$$iu_z + u_{tt} + q|u|^2u = 0 \quad (1.57)$$

Esta ecuación la podemos reescribir de una forma que será más útil para el propósito de esta sección

$$\frac{\partial u(z,t)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})u(z,t) \quad u(z + dz, t) \sim e^{dz(\hat{D} + \hat{N})}u(z, t) \quad (1.58)$$

donde

$$\hat{D}u = u_{tt}, \quad \hat{N}u = q|u|^2 \quad (1.59)$$

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

Este método consiste en considerar que, si se resuelve la NLSE en pasos suficientemente pequeños, es posible resolver en partes separadas la parte lineal y la no lineal de la ecuación. Por tanto, si consideramos el paso  $n$ -ésimo, procedemos a resolver la parte lineal de (1.59)

$$\frac{\partial u}{\partial z} = i\widehat{D}(u) = i\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \quad (1.60)$$

Con el objetivo de reducir el coste computacional, el operador lineal se resolverá en el dominio frecuencial. Realizando esta transformación, las derivadas parciales en el dominio temporal se convierten en multiplicaciones en el dominio conjugado

$$\mathcal{F}(\widehat{D}u) = i\omega^2\mathcal{F}(u) \quad (1.61)$$

Una vez obtenido el resultado de una iteración del operador lineal en el dominio frecuencial restará volver al dominio temporal con una transformada de Fourier Inversa. Para el operador no lineal la resolución se hace directamente sobre el dominio temporal

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \widehat{N}u = q|u|^2u \quad u(z + dz, t) = e^{q|u|^2 dz}u(z, t) \quad (1.62)$$

Resolviendo ambos operadores y discretizando correctamente será posible aplicar el SSFM para resolver la NLSE. Considerando una distancia de propagación  $L=n \cdot dz$ , siendo  $n$  el número de pasos a realizar y  $dz$  el tamaño de cada paso, el método SSFM se resume en:

1. Aplicar el operador lineal en un paso  $dz/2$
2. Aplicar el operador no lineal en un paso completo  $dz$
3. Aplicar de nuevo el medio paso restante del operador lineal
4. Repetir las operaciones 1-3 el número de pasos que tenga nuestro modelo numérico

La figura 5 muestra un esquema del proceso de resolución mediante el método SSFM.

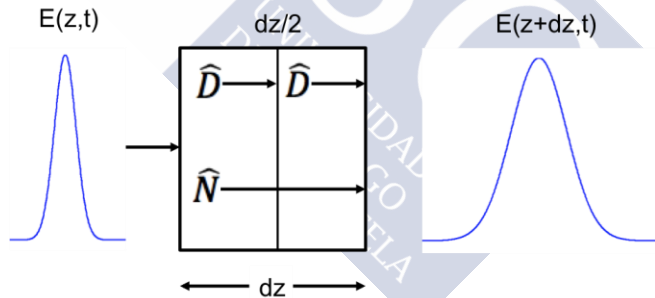


Figura 1.5. El modelo SSFM para una iteración de  $E(z)$  hasta  $E(z+dz)$ . El operador lineal ( $D$ ) se resuelve en dos pasos  $dz/2$ , mientras que el operador no lineal ( $N$ ) se resuelve en un paso único  $dz$ .

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

### 1.2.6.3 Selección del método de resolución numérica

La utilización de ambos métodos durante esta tesis doctoral viene motivada por las particularidades que presenta cada una de ellos. En primer lugar se debe destacar que ambos métodos escalan de forma diferente con  $n$ , el número de puntos en la rejilla espacial y por tanto la cantidad de memoria y procesador utilizado por cada uno de los métodos es diferente.

En el caso del método Crank-Nicolson el escalado crece como  $n$  [14] mientras que en el SSFM se corresponde con  $n \cdot \log(n)$  [16].

Además de tener en cuenta la complejidad computacional de ambos métodos, existen numerosos factores que pueden influir en la velocidad con la que se resuelve numéricamente la NLSE. A diferencia de la complejidad de computación, que es propio de los dos métodos numéricos anteriormente mencionados, éstos dependen de la forma en que se implementa numéricamente la solución de la NLSE. Un ejemplo claro será la elección del sistema de coordenadas dado que en el caso de trabajar en coordenadas cilíndricas el método SSFM se resolverá mediante transformadas de Hankel [17] en lugar de utilizar transformadas de Fourier. Otro factor será el lenguaje de computación utilizado y sus correspondientes librerías [18]. Es en definitiva, la elección de una gran cantidad de factores la que determinará la velocidad con la que se resuelve la NLSE mediante cada uno de estos métodos.

De la experiencia personal obtenida durante la elaboración de esta tesis doctoral se determinó que la elección de uno u otro método dependerá de si las situaciones que se van a reproducir requieren de una buena precisión en las medidas, siendo necesario el uso del método de Crank-Nicolson, con un coste computacional mayor, mientras que el SSFM permitirá realizar simulaciones a una mayor

velocidad de computación siendo menos precisa la propagación numérica. En el capítulo 3, centrado en el modelo de propagación numérico se realizará un estudio sobre ambos métodos y se establecerá un criterio de elección de cada uno de ellos.

Para finalizar esta sección es importante destacar que la resolución de los ejes también se debe tratar con cuidado para evitar problemas de *aliasing* y errores de *wrapping*. Dado que para llevar a cabo la resolución numérica de la NLSE se requerirá de varias horas es importante reducir al máximo posible los problemas relacionados con una mala discretización de los ejes. Para obtener una resolución adecuada se aplica el teorema de Nyquist.

**Teorema de Nyquist:** el número de puntos mínimo en el eje de frecuencias debe ser el doble de la frecuencia máxima con una amplitud significativa.

Consideremos un campo eléctrico de  $\Delta t = 100$  fs cuyo correspondiente ancho de banda es  $\Delta\nu = 4.41$  THz. Una buena norma para estimar la intensidad significativa es multiplicar por 4 el valor de  $\Delta\nu$ . De esta forma la resolución del eje temporal será  $\delta t = 1/(2 \cdot 4 \cdot \Delta\nu)$  que en este caso particular será  $\delta t = 2.3$  fs. Es importante remarcar que el teorema de Nyquist se aplica al campo eléctrico  $E(t)$ , sin embargo, si lo aplicamos a la intensidad de dicho campo obtendremos valores para la resolución más restrictivos ya que el ancho temporal de la intensidad es menor que el correspondiente al campo eléctrico. En el caso de no cumplir con el requisito de la resolución el campo presentará “*aliasing*”, provocando que las frecuencias más allá de la frecuencia de Nyquist se falseen dando como resultado un espectro incorrecto.

El tamaño del eje,  $N \cdot \delta t$ , también se debe escoger con cuidado para que en el caso temporal la dispersión del haz no alcance los límites de dicho eje. De esta misma forma deberemos considerar el

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

tamaño del eje espectral, que dependerá de los parámetros temporales que escojamos. Si durante la propagación el perfil temporal o espectral sobrepasa los límites volveremos a observar “aliasing” durante la propagación. Como veremos en el capítulo 3, una buena forma de reducir el *aliasing* es el uso de una máscara.

Además de escoger una correcta resolución espacial y temporal, es importante escoger un valor correcto para el paso de la propagación,  $\Delta z$ . En este caso será importante considerar las longitudes características  $L_{\text{Diff}}$  y  $L_{\text{SF}}$ . Para una propagación numérica correcta el paso escogido debe ser inferior a cualquiera de las dos longitudes características, de lo contrario la energía no se conservará.



## REFERENCIAS

- [1] J. C. Peláez, "*Óptica*," Ed. Librería General, Zaragoza, 1994.
- [2] E. Hecht, "*Optics*," Ed. Addison Wesley, Glenview, 1974.
- [3] G. Fibich, "*The Nonlinear Schrödinger Equation: Singular Solutions and Optical Collapse*," Ed. Springer, Zurich, 2015.
- [4] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloe, "*Quantum Mechanics, 2 Volume Set*," Ed. Wiley, Londres, 1992.
- [5] S. Zahedpour, J. K. Wahlstrand, H. M. Milchberg, "Measurement of the nonlinear refractive index of air constituents at mid-infrared wavelengths," *Opt. Lett.*, **40**, no. 24, pp. 5794–5797, 2015.
- [6] X. Lu, Q. Liu, Z. Loi, S. Sun, P. Ding, B. Ding, B. Hu, "Measurement of nonlinear refractive index coefficient using emission spectrum of filament induced by gigawatt-femtosecond pulse in BK7 glass," *Appl. Opt.*, **51**, no. 12, pp. 2045-2050, 2012.
- [7] D. Milam, M. J. Weber, A. J. Glass, "Nonlinear refractive index of fluoride crystals," *Appl. Phys. Lett.*, **31**, no. 12, pp. 822–825, 1977.
- [8] A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Phys. Rep.*, **441**, no. 2–4, pp. 47–189, 2007.
- [9] P. L. Kelley, "Self-Focusing of Optical Beams," *Phys. Rev. Lett.*, **15**, no. 26, pp. 1005–1008, 1965.
- [10] M. A. X. Born and E. Wolf, "*Principles of Optics*," Ed. Pergamon, Cambridge, 1980.
- [11] R. Y. Chiao, E. Garmire, C. H. Townes, "Self-Trapping of Optical Beams," *Phys. Rev. Lett.*, **13**, no. 15, pp. 479–482, 1964.

## 1. Teoría de la propagación de pulsos ultracortos

- [12] M. Hercher, “*Láser-Induced Damage in Transparent Media*,” *J. Opt. Soc. Am.*, **54**, pp. 563-564, 1964.
- [13] M. Geissler, G. Tempea, A. Scrinzi, M. Schnürer, F. Krausz, and T. Brabec, “*Light Propagation in Field-Ionizing Media: Extreme Nonlinear Optics*,” *Phys. Rev. Lett.*, **83**, no. 15, pp. 2930–2933, 1999.
- [14] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, B. P. Flannery, “*Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*,” Ed. Cambridge University Press, Cambridge, 2007.
- [15] J. F. Epperson, “*An Introduction to Numerical Methods and Analysis*,” Ed. Wiley Publishing, Londres, 2013.
- [16] J . A . C . Weideman and B . M . Herbst, “*Split-Step Methods for the Solution of the Nonlinear Schrodinger Equation*,” *Society for Industrial and Applied Mathematics*, **23**, no. 3, pp. 485–507, 2016.
- [17] A. E. Siegman, “*Quasi fast Hankel transform*,” *Opt. Lett.*, **1**, no. 1, pp. 13–15, 1977.
- [18] “*Using Intel MKL with Threaded Applications*,” <https://software.intel.com/en-us/articles/intel-math-kernel-library-intel-mkl-using-intel-mkl-with-threaded-applications>.  
Fecha de consulta: Abril 2015.



## **2. INTRODUCCIÓN A LA TEORÍA DE LA GENERACIÓN DE POLARIZACIÓN CRUZADA**

En este capítulo se realizará una presentación formal del fenómeno de la generación de polarización cruzada. Este efecto no lineal es un proceso de mezcla de cuatro ondas, donde un haz polarizado linealmente incide sobre un determinado cristal. Debido a la naturaleza del cristal y a intensidades sobre el mismo de  $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> se generará una nueva onda polarizada ortogonalmente al eje de polarización del haz incidente.

El orden que seguirá este capítulo será el siguiente. En primer lugar se realizará una breve presentación del sistema láser de alta intensidad STELA (Santiago TeraWatt LAser) y que será utilizado en posteriores capítulos. A continuación se introducirá el fenómeno no lineal y se mostrará su uso como sistema de mejora de contraste en láseres ultraintensos. Seguidamente se hará un recuento de los esquemas más utilizados mediante este fenómeno y sus principales ventajas e inconvenientes.

Tras la breve introducción del fenómeno se realizará un desarrollo más formal donde se observarán las características fundamentales de este tipo de cristales y se compararán las distintas alternativas para la aplicación de este fenómeno.

## 2.1 SISTEMAS LÁSER ULTRAIINTENSOS

### 2.1.1 Perspectiva general

Los láseres ultraintensos presentan una serie de características que los configura como una herramienta de gran utilidad a la hora de realizar experimentos de interacción radiación materia en regímenes difícilmente alcanzables hasta la pasada década.

Estos sistemas láser se caracterizan por seguir una filosofía muy clara para conseguir pulsos de alta intensidad. El primer elemento del sistema es un láser de Ti:Za comercial, denominado OSCILADOR, que suministra al sistema láser el pulso ultracorto que se va a amplificar.

El pulso que sale del oscilador se denomina SEMILLA y será el pulso que se irá amplificando en diferentes etapas hasta conseguir la energía para la que fue diseñado el sistema. Dentro de las distintas etapas de amplificación existen tres elementos esenciales para este tipo de sistemas. Estos son:

1. Sistemas de amplificación
2. Moduladores Acusto-ópticos
3. Sistema CPA (*Chirped Pulse Amplification*)

A continuación se realizará una breve descripción de cada uno de estos elementos.

#### **Sistemas de amplificación: cámara regenerativa**

La amplificación energética de la semilla se realiza siempre mediante un láser auxiliar, llamado haz de bombeo. Dicho láser se

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

focaliza sobre un cristal de Ti:Za por el cual atraviesan de forma sincronizada la semilla y el haz de bombeo. De esta forma, se produce la emisión estimulada de radiación de la misma longitud de onda que la semilla y, en consecuencia, obtenemos una ganancia energética en el pulso ultracorto [1].

Una cámara de amplificación regenerativa se caracteriza por ser una cavidad láser convencional, donde la semilla realiza una serie de pasos a través de un medio de ganancia (Cristal de Ti:Za). El adjetivo de “regenerativo” se le añade a este tipo de configuraciones debido a que existe algún tipo de elemento óptico que determina cuando se extrae el pulso de la cavidad láser (véase figura (2.1)).

El control de extracción del pulso se realiza mediante un modulador electro-óptico, por ejemplo una celda Pockels, y un polarizador.

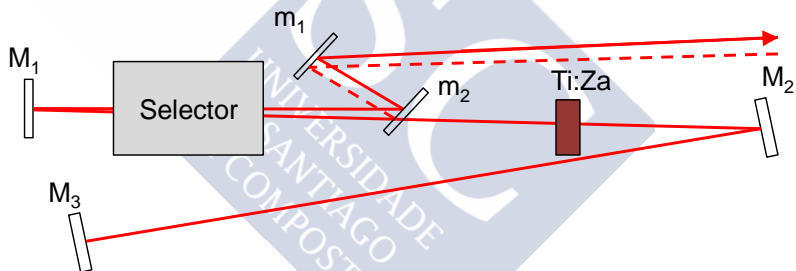


Figura 2.1. Ilustración de una cámara regenerativa.  $M_{1,2,3}$  son espejos que confirman la cavidad de amplificación,  $m_{1,2}$  son espejos en ángulo de Brewster que introducen o extraen el haz en función de si el modulador electro-óptico (Selector) está activo cuando lo atraviesa la semilla.

### Sistemas de amplificación: cámara multipaso

A diferencia de los sistemas de amplificación regenerativos, las cámaras multipaso se diseñan para un número de pasos definidos (véase figura (2.2)). Mediante la reflexión en múltiples espejos el haz semilla atraviesa un número finito de veces el cristal de Ti:Za.

Aprovechando la emisión estimulada producida por un láser de bombeo la semilla adquirirá en cada paso por el cristal mayor energía.

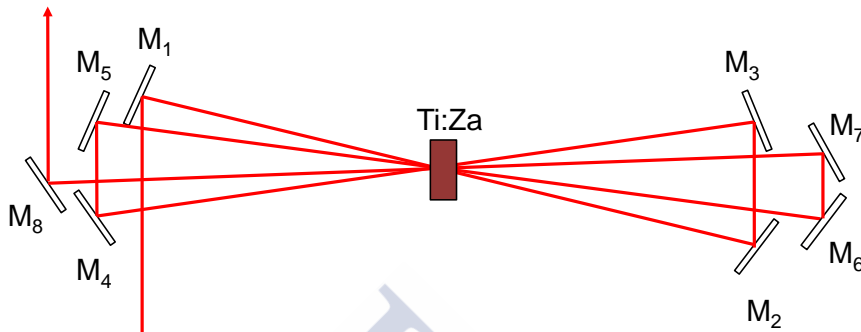


Figura 2.2. Ilustración de una cámara multipaso. Los espejos,  $M_i$ , se encuentran numerados en el mismo orden en que la semilla se refleja durante los 4 pasos dentro del cristal de Ti:Za.

La amplificación por emisión estimulada produce una modulación del espectro del pulso semilla. Este fenómeno se conoce como estrechamiento por ganancia (*gain narrowing*) y es ampliamente conocido en amplificadores de Nd:Vidrio desde finales de la década de los 80 [2]. En esencia, cuando se produce la emisión estimulada estamos generando, en el caso particular de un bombeo sobre un cristal de Ti:Za, ganancia alrededor de los 800 nm. Por lo tanto, si tenemos en cuenta que nuestro haz presenta un ancho espectral que no está limitado tan solo a los 800 nm, implicará que estamos promocionando solo la longitud de onda central y perderemos parte del ancho espectral disponible antes de la amplificación. Dada la relación entre el espacio espectral y el temporal obtendremos un pulso de mayor duración a la salida del amplificador.

### Moduladores Acusto-ópticos

Para superar este tipo de contratiempos se utilizan un dispositivo conocido como filtro dispersivo programable acusto-óptico (Acousto-

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

Optic Programmable dispersive filter, AOPDF) [3]. Este dispositivo consiste en un medio anisótropo birrefringente, al cual se le aplica una onda acústica mediante la que se modula el espectro de un pulso incidente. De esta forma se puede realizar un “agujero” en la frecuencia central del pulso, en consecuencia, el estrechamiento por ganancia se verá compensado y el ancho espectral se conservará una vez realizada la amplificación.

### Sistemas CPA (*Chirped Pulse Amplification*)

Como se expuso en el capítulo de introducción, hasta 1985 existía una barrera tecnológica en la construcción de los sistemas láser debido a las altas intensidades que los materiales ópticos tenían que soportar. La superación de dicha barrera se consiguió mediante la Amplificación de pulso gorjeado (*Chirped Pulse Amplification*) inventado por G. Mourou y D. Strickland [4].

La idea principal de este método es amplificar el pulso una vez éste ha sido ensanchado temporalmente. Debido a este aumento de la duración temporal del pulso, la amplificación del mismo se realizará sin alcanzar intensidades capaces de dañar los materiales ópticos involucrados. Una vez conseguido la energía suficiente, el haz se comprimirá con un sistema similar al que se utiliza para extender temporalmente el haz. De este modo, se consiguen intensidades por encima de los  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>.

El método que generalmente se usa para el expansor y compresor suelen estar basados en un par de redes de difracción. Estas redes provocarán que las distintas componentes del pulso viajen una distancia diferente, produciendo el ensanchamiento o estrechamiento temporal del pulso.

### 2.1.2 THALES ALPHA 10XS/45 TW

Una vez realizada una breve introducción de los principales elementos que conforman un láser de alta intensidad, se procede a realizar una descripción de las características del sistema láser de alta intensidad en el Laboratorio Láser de Aceleración y otras Aplicaciones (L2A2) perteneciente a la RIAIDT (Rede de Infraestructuras de Apoio á Investigación e ao Desenvolvemento Tecnolóxico) de la Universidade de Santiago de Compostela (USC).

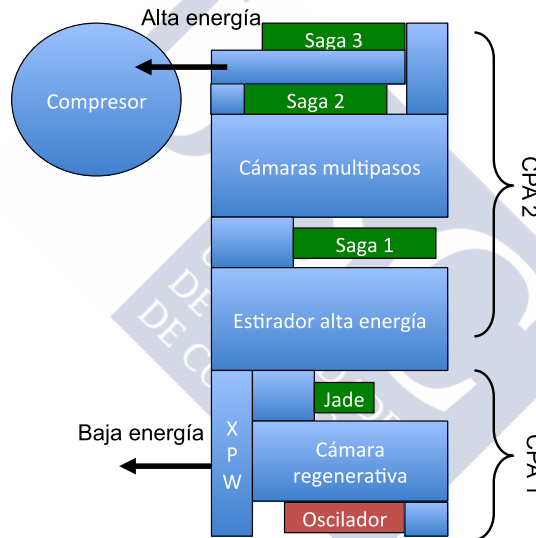


Figura 2.3. Esquema del sistema láser THALES ALPHA 10XS/45 TW (Sistema STELA de la USC). Comenzando por el oscilador el pulso se va amplificando a través de un total de 4 cámaras de amplificación hasta alcanzar los 1.2 J de energía a la salida del sistema.

El sistema láser presentado en la figura (2.3) está compuesto por los siguientes elementos:

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

- 2 Sistemas CPA
- 4 Cámaras de amplificación Ti:Za (3 multipaso, 1 regenerativa)
- 1 Modulador Acusto-Óptico
- 1 Sistema de mejora de contraste

El diseño del sistema fue realizado por la empresa Thales Optronique, en colaboración con el grupo Photonics4 Life de la USC. El sistema contiene dos salidas bien diferenciadas, estas son:

- Salida de baja energía: 1 mJ, 35 fs, 1 KHz
- Salida de alta energía: 1.2 J, 25 fs, 10 Hz

Para la realización de esta tesis doctoral se utilizó la salida de baja energía. En este caso tanto la estabilidad del sistema láser, como su situación previa a la etapa de mejora de contraste propia del sistema, hacen de esta salida la mejor opción para el estudio del efecto no lineal XPWG. A continuación se muestra una figura con la caracterización temporal del pulso obtenida con un sistema SPIDER (A.P.E LX SPIDER) y una medida de la estabilidad del sistema.

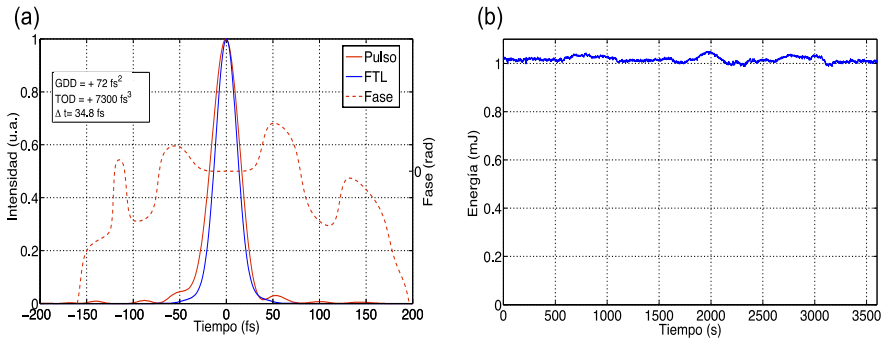


Figura 2.4. Caracterización del pulso de baja energía. En (a) la recuperación del pulso mediante SPIDER y en (b) la medida de energía del pulso.

Los gráficas mostradas en la figura (2.4) resultan un ejemplo de las características que a diario se obtienen en el sistema láser STELA y, a menos que se indique lo contrario a lo largo de esta tesis, consideraremos que el pulso utilizado tendrá unas características similares a las mostradas en la figura anterior.

Una vez realizado una presentación general del sistema láser utilizado, se procederá a presentar el efecto no lineal objeto de estudio durante la realización de esta tesis doctoral.

## 2.2 SISTEMAS DE MEJORA DE CONTRASTE

El efecto de la generación de ondas con polarización cruzada ha sido ampliamente utilizado como un sistema de mejora del contraste de pulsos ultraintensos. El resultado de este efecto no lineal consiste en la generación de una nueva onda polarizada perpendicularmente a la onda de entrada. De esta forma, a la salida del cristal tendremos un haz principal que, en las zonas donde la intensidad sea suficientemente elevada, generará una segunda onda polarizada perpendicularmente a la primera.

En la actualidad, existe una gran cantidad de sistemas láser con potencias pico mayores al Terawattio, cuya finalidad principal es el estudio de las interacciones radiación-materia altamente energéticas.

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

Al focalizar un haz láser de alta intensidad sobre diferentes medios, la interacción láser-materia puede producir la aceleración de partículas, protones y/o electrones presentes en el material.

Uno de los principales escollos que presentan este tipo de sistemas es la interacción entre la radiación láser y el blanco sólido sobre el que se focaliza. Durante esta interacción resulta imprescindible evitar el daño del material hasta que el pico de intensidad principal del haz se focalice sobre el mismo. Por otro lado, a lo largo de las distintas etapas de amplificación la semilla adquiere un pedestal que acompaña al pulso ultraintenso.

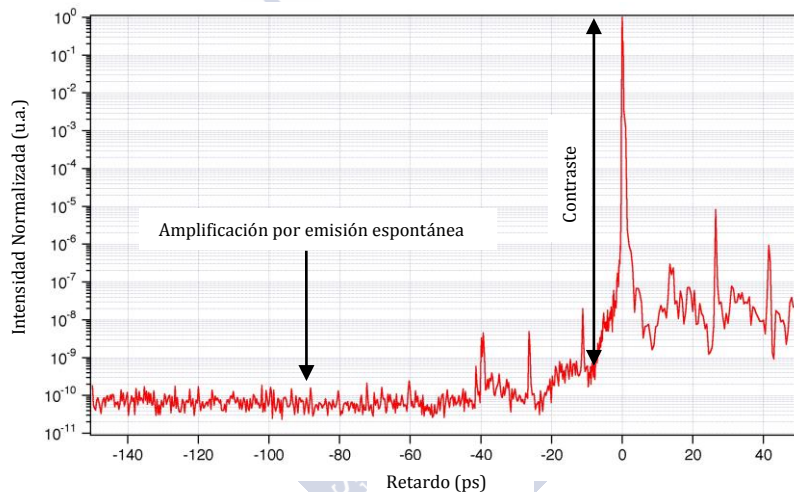


Figura 2.5. Contraste temporal de un pulso de alta intensidad. Debido a la amplificación de la emisión espontánea en las diferentes cámaras de amplificación aparece un pedestal capaz de destruir los blancos antes de la llegada del pulso principal.

El pedestal que se observa en la figura (2.5) se produce debido al efecto de la amplificación de la emisión espontánea (ASE, *Amplified Spontaneous Emission*). Este fenómeno, teorizado por Albert Einstein [1], consiste en la emisión fluorescente producida en un material activo donde existe una inversión de población debido a una estimulación externa. Por ejemplo, en un sistema como el láser THALES 10XS/45 TW, los cristales de Ti:Za producen ASE debido a

los bombeos de los láseres de Nd:YAG utilizados en cada una de las cámaras de amplificación.

Teniendo en cuenta que el medio láser se encuentra en un estado excitado, los iones excitados perderán energía emitiendo fotones al cabo de un tiempo de vida  $\tau$ . Esta emisión espontánea se produce dentro de una cavidad láser, por lo que esta emisión se irá amplificando y, como resultado, tendremos un pulso como el mostrado en la figura (2.5), un pico debido a la emisión estimulada de luz (láser principal) y un pedestal producto de la amplificación de la emisión espontánea.

Además de este pedestal, existen otros elementos que pueden producir una distorsión en el perfil temporal del pulso en este tipo de sistemas. Dado que no son de importancia para la elaboración de esta tesis estos fenómenos se mencionan de forma que completen esta visión general de los pulsos ultraintensos:

1. Prepulsos en la escala del nanosegundo, producto del sistema electro-óptico que reduce la tasa de repetición de MHz a KHz en una cámara de amplificación regenerativa [5]
2. Prepulsos en la escala del picosegundo, producto de efectos no lineales al atravesar ópticas durante la etapa de amplificación [6]
3. Prepulsos producidos por la modulación de fases espectrales de alto orden [7]

Las tres contribuciones dependen de la arquitectura del sistema láser que se esté utilizando y pueden controlarse mediante una elección apropiada de la geometría del sistema y de los elementos ópticos utilizados.

Existen diversos sistemas para reducir el pedestal y, de esta forma, mejorar el contraste del pulso. Entre ellos cabe destacar los dos métodos que habitualmente se encuentran en estos sistemas de alta intensidad: los absorbentes saturables y la generación de ondas con

## **2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada**

polarización cruzada (XPWG). Los absorbentes saturables fueron de los primeros métodos utilizados para la mejora del contraste. Este tipo de elementos se basan en la modificación de sus características ópticas una vez se alcance un régimen de saturación. De esta forma, el pedestal propio de la amplificación espontánea se reduce al no alcanzar los valores umbrales para los que el absorbente permite el paso de luz.

Pese a la sencillez del proceso, los absorbentes saturables presentan algunos problemas como, por ejemplo, la utilización de absorbentes en formato líquido que se degradan con el uso.

En la próxima sección se describirá de forma básica en qué consiste el fenómeno XPWG y los esquemas utilizados para la mejora del contraste.

### **2.2.1 Diseños de mejora de contraste mediante XPWG**

El XPWG es un efecto no lineal que consiste en la generación de una onda polarizada ortogonalmente a la onda incidente. Este efecto implica que, en presencia de un haz de entrada polarizado linealmente, a la salida del cristal donde se generará XPWG obtendremos un haz cuyas partes más intensas habrán sido capaces de generar un segundo haz polarizado perpendicularmente al incidente (véase figura 2.6).

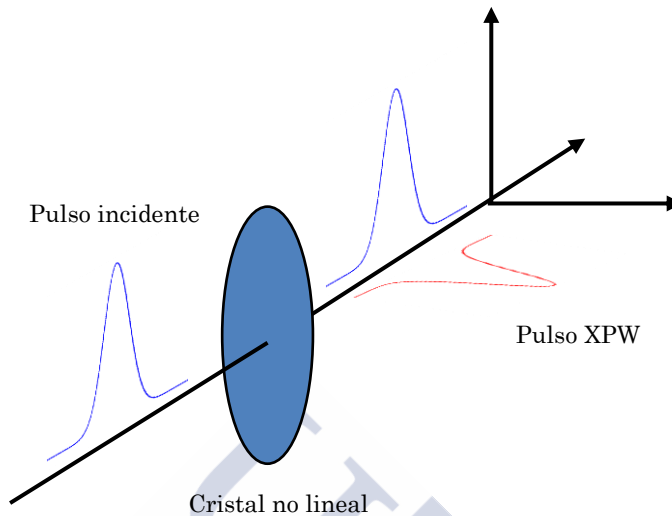


Figura 2.6. Ilustración del fenómeno XPW. En azul el pulso incidente, el cual tiene suficiente intensidad como para producir dicho efecto no lineal, en rojo el pulso polarizado ortogonalmente al eje de polarización del pulso incidente.

Los primeros estudios que se recogen en la literatura sobre este fenómeno se encuentran en el trabajo de N. Minkovski et al (2004) [8]. En el primero de ellos se recoge la posibilidad de obtener una rotación de la polarización de un haz en función de la intensidad. En este caso particular se mostró que los cristales cúbicos, en este caso particular un cristal de  $\text{YVO}_4$ , presentan este proceso debido a la combinación de los procesos de mezcla de cuatro ondas y a la automodulación de fase que están presentes en este tipo de cristales. En el segundo artículo, publicado 2 años después, se introduce la posibilidad de obtener el fenómeno XPWG con otro tipo de cristales, en particular con los cristales de  $\text{BaF}_2$ . De esta forma el artículo muestra de forma experimental la posibilidad de utilizar cristales no disipativos como el  $\text{BaF}_2$  como moduladores del eje de polarización dependiente de la intensidad del pulso incidente.

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

A partir de estos artículos surgieron otros que mostraron el comportamiento teórico del fenómeno así como otros tantos proponiendo distintos esquemas para su realización. Entre estos últimos podemos destacar el sistema de 1 cristal [9] o los sistemas de 2 cristales [10], [11].

### 2.2.1.1 Sistemas de mejora de contraste de 1 cristal

Los sistemas de un solo cristal constituyen el filtrado mediante este efecto no lineal más simple que existe. En este caso se utiliza un pulso polarizado linealmente, que se focaliza mediante una lente convergente de focal larga. Inmediatamente después del plano focal se sitúa un cristal capaz de generar una onda XPW (Figura (2.7)). El láser alcanzará en el cristal intensidades del orden de  $10^{12} \text{W/cm}^2$ .

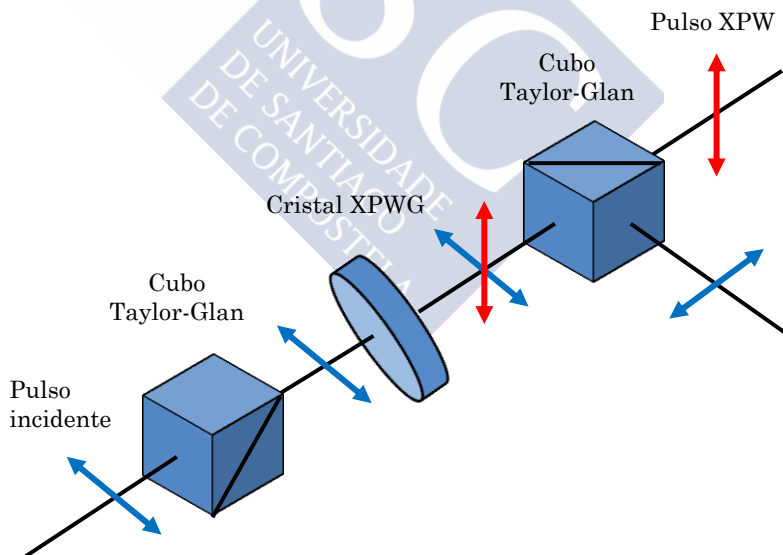


Figura 2.7. Ilustración del sistema de 1 cristal. El haz polarizado horizontalmente (azul) incide sobre el cristal no lineal generando un haz polarizado ortogonalmente al eje de polarización del haz incidente (rojo).

En el caso de los sistemas de un solo cristal se indican en la literatura eficiencias de un 20% y un aumento del ancho de banda espectral, lo que acarrea una reducción de la duración temporal del pulso de un factor  $\sqrt{3}$ . Mediante correlaciones de tercer orden se obtienen pulsos filtrados con un contraste de  $10^{-10}$ , siendo  $10^{-11} \text{ W/cm}^2$  la intensidad asociada al ruido.

### 2.2.1.2 Sistemas de mejora de contraste de 2 cristales

En esta configuración la mejora del contraste se realiza utilizando dos cristales no lineales. La idea fundamental de este sistema dual es aprovechar la interferencia constructiva de ambos cristales. De esta forma se obtiene una mejora de contraste con un sistema más robusto y eficiente que el sistema de cristal único.

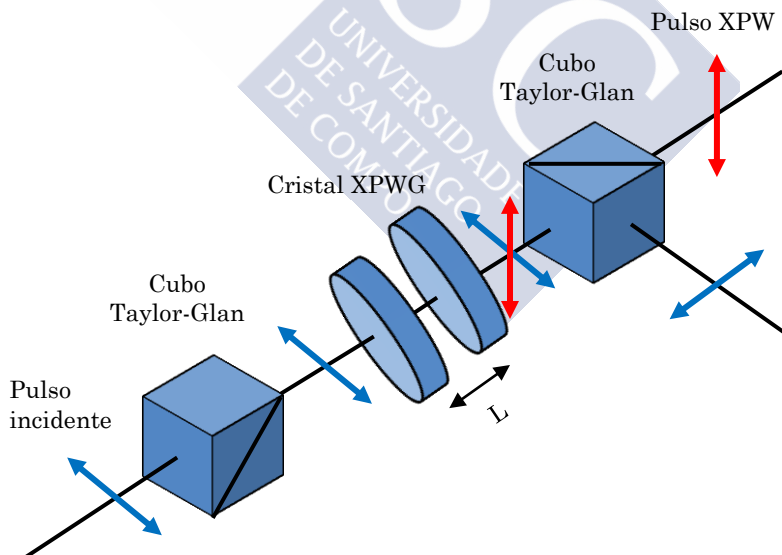


Figura 2.8. Ilustración del sistema de 2 cristales.

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

A pesar de existir numerosas formas de implementar el esquema de doble cristal, el fundamento se muestra en la figura (2.8). Mediante un cubo GLAN se obtiene un pulso láser polarizado linealmente (azul en fig 2.8), de esta forma el haz polarizado incidente atraviesa los dos cristales no lineales, generando en cada uno de ellos un haz polarizado ortogonalmente al haz incidente. Dada una distancia óptima entre los dos cristales, el haz XPW generado en cada uno de ellos generará una onda que interferirán constructivamente, generándose una haz XPW (rojo en fig 2.8) producto de la interferencia constructiva de ambos cristales.

Por otro lado, este esquema es capaz de superar la eficiencia umbral que se muestra en los esquemas de cristal único. Este tipo de cristales se caracterizan por tener una rápida saturación en transmisión y, por tanto, un cristal demasiado grueso o intensidades elevadas producen, con relativa facilidad, daño sobre el cristal. En el caso de sistemas dobles no existe la necesidad de focalizar sobre un cristal con tanta intensidad, ya que la energía sobrante del haz incidente atravesará un segundo cristal. La eficiencia de ambos esquemas se observa en la figura (2.9).

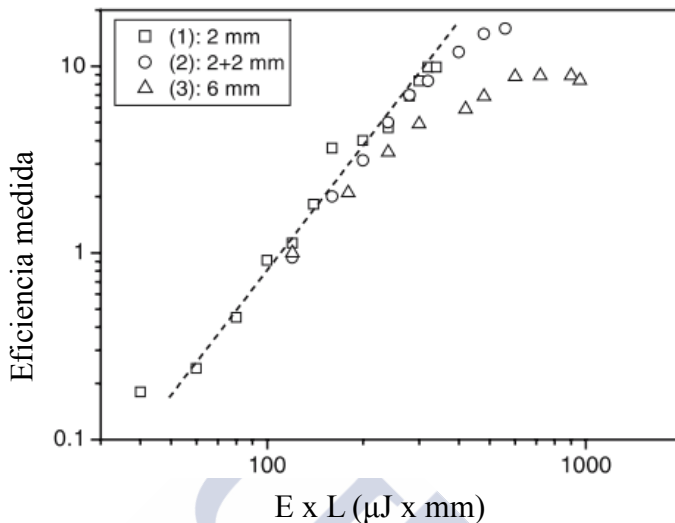


Figura 2.9. Evolución de la eficiencia en función del producto  $E \times L$ , siendo  $E$  la energía del pulso incidente y  $L$  la distancia recorrida dentro del cristal. Imagen reimpressa de [11].

La información que proporciona la figura (2.9) es de gran interés y pone de manifiesto parte de la dinámica que hay detrás de este fenómeno no lineal. En primer lugar se observa que hay una región para la cual la extracción obtenida es similar independientemente del grosor del cristal utilizado. Sin embargo, para valores superiores a 100  $\mu\text{J} \times \text{mm}$  la eficiencia comienza a saturarse en el cristal de 6 mm. Como veremos más adelante, el XPW no es el único fenómeno no lineal que tiene lugar dentro de estos cristales, como consecuencia la extracción de energía no aumenta a pesar de que el pulso incidente tiene más energía. Para el caso del cristal de 2 mm en la configuración de cristal único y en la configuración dual, el resultado obtenido se asemeja durante mayor tiempo hasta que, para los últimos valores representados en la figura anterior, solo es posible la extracción de energía con la configuración de doble cristal. Esto se debe sencillamente a que en el cristal único se alcanzan energías que provocan la autofocalización del pulso y por tanto no se extrae energía de forma eficiente. A diferencia de la configuración con un cristal, en

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

el sistema doble sí que se puede aumentar la energía del pulso incidente y mejorar sensiblemente la extracción de energía en el pulso XPW.

A partir de la propuesta básica con dos cristales existen múltiples variantes, por ejemplo: sistemas en aire [12], en vacío [9] o sistemas de un cristal único con doble paso [10]. Sin embargo, la robustez del sistema de doble cristal permite la implementación en aire en los láseres de alta intensidad. A continuación se muestran dos medidas obtenidas con un autocorrelador  $3\omega$  (TUNDRA, Ultrafast Innovations) realizadas antes y después del sistema de mejora de contraste de doble cristal que se encuentra instalado en el sistema láser de alta intensidad STELA.



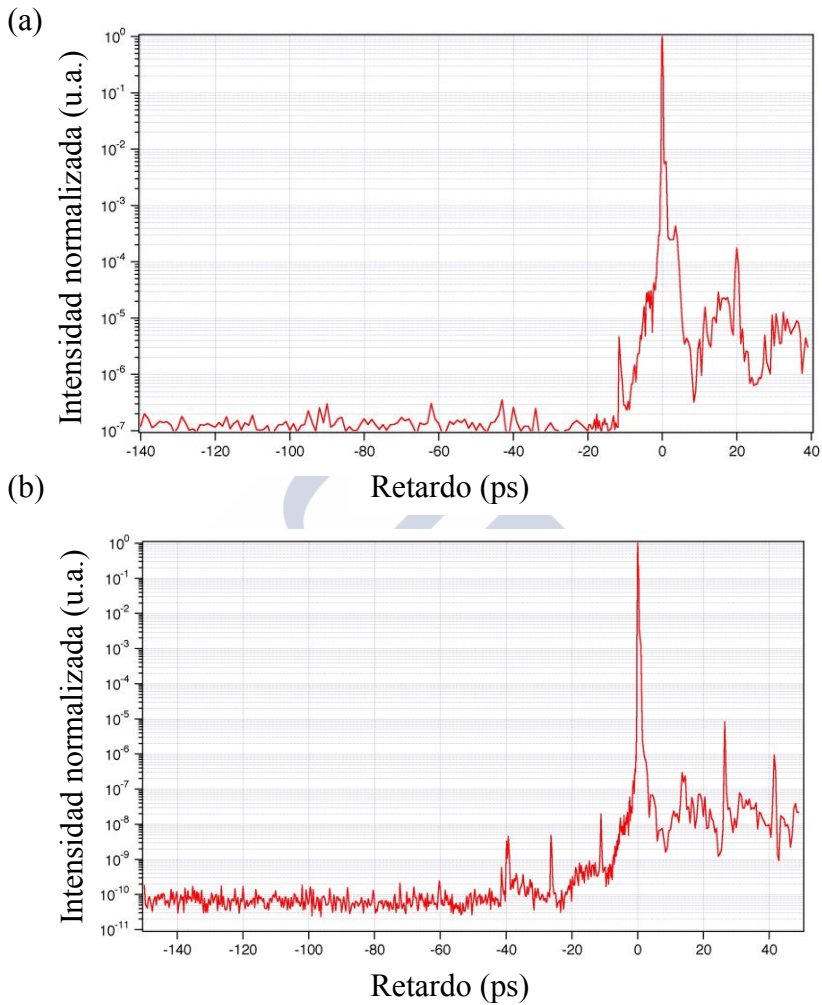


Figura 2.10. Medidas del contraste del sistema láser STELA. Resultados obtenidos antes (a) y después (b) del sistema de doble cristal de BaF<sub>2</sub>.

Como se puede observar en la figura (2.10), se mejora en hasta 3 órdenes de magnitud el contraste del pulso y se alcanzan valores de medida de ruido de fondo a 40 picosegundos de la llegada del pico principal.

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

### 2.3 INTRODUCCIÓN TEÓRICA A LA GENERACIÓN DE POLARIZACIÓN CRUZADA

Para estudiar teóricamente este efecto no lineal partimos de la ecuación de ondas para un medio dieléctrico y linealmente isótropo [13].

$$\Delta \vec{\mathcal{E}} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial \vec{P}^{NL}}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

Donde  $\vec{\mathcal{E}}$  es el campo eléctrico,  $n$  el índice de refracción,  $c$  la velocidad de la luz en el vacío,  $\mu_0$  la permitividad en el vacío y finalmente  $P^{NL}$  es la polarización no lineal dieléctrica. Si la polarización no lineal es lo suficientemente pequeña, comparada con la polarización lineal, podremos aproximar a una expansión en series de Taylor como la siguiente

$$\vec{P}^{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{E}} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{E}} + \dots \quad (2.2)$$

Donde  $\chi^{(n)}$  es el  $n$ -ésimo orden de la susceptibilidad óptica. Los materiales isótropos presentan un valor nulo en los órdenes par de la susceptibilidad óptica, por lo tanto podemos aproximar la polarización no lineal como

$$P^{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{E}} \vec{\mathcal{E}} \quad (2.3)$$

De este modo, como ya hemos visto en el capítulo anterior, el campo no lineal inducido por un haz láser se escribe de la siguiente forma

$$P^{NL} \approx \varepsilon_0 \chi^{(3)} (3|E|^2 E e^{-i\omega_0 t} + E^3 e^{-3i\omega_0 t} + c. c.) \quad (2.4)$$

Podemos observar la aparición de dos campos eléctricos, uno con la misma frecuencia que el campo eléctrico incidente y otro con una frecuencia  $3\omega_0$ . Este último término se conoce como generación del tercer armónico y es posible despreciarlo debido a que aporta un efecto muy pequeño en la propagación puesto que está desfasado respecto a la frecuencia principal  $\omega_0$ .

Si tomamos en consideración las coordenadas cartesianas y consideramos únicamente el primer término de la expansión de Taylor para la polarización no lineal, la ecuación (2.1) se reescribirá de la siguiente forma para una onda propagándose sobre el eje  $z$

$$\frac{\partial^2 \varepsilon_i}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \varepsilon_i}{\partial t^2} = \varepsilon_0 \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \sum \chi_{ijk}^{(3)} \varepsilon_j \varepsilon_k \varepsilon_l \quad (2.5)$$

Consideramos una onda plana que se propaga a través de un medio lineal isótropo dada por

$$\varepsilon_i(z, t) = \frac{1}{2} E_i(z) e^{-i\omega t - kz} + c. c. \quad (2.6)$$

Teniendo en cuenta la aproximación de la envolvente lentamente variable [14] y sustituyendo la ecuación (2.5) en (2.4) se deriva el siguiente sistema de ecuaciones

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

$$\frac{dE_i(z)}{dz} = i \frac{2\pi}{8n\lambda} \sum \chi_{jkl}^{(3)} [E_j(z)E_k(z)E_l^*(z) + E_j(z)E_k^*(z)E_l(z) + E_j^*(z)E_k(z)E_l(z)] \quad (2.7)$$

En este caso se han omitido los términos correspondientes a la generación del tercer armónico dada su baja eficiencia. La susceptibilidad de tercer orden  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  es un tensor de cuarto rango que tiene 81 elementos. A pesar de la gran cantidad de términos que tiene este tensor, los cristales en los que se obtiene el efecto XPW presentan simetrías que simplifican el tensor de susceptibilidad. Los cristales utilizados para la generación de polarización cruzada son cristales cúbicos con una simetría cúbica  $m\bar{3}m$ . En este tipo de cristales la mayoría de términos se anulan [15].

Para el análisis numérico que se realizará en próximos capítulos debemos tener en cuenta cómo se definen los ejes del campo eléctrico y de la red cristalina de los materiales estudiados. En general el campo eléctrico se definirá mediante un sistema de coordenadas diferente del propio de la red cristalina. Consideramos que el campo eléctrico está definido por los ejes (A, B, k), siendo A y B la dirección de polarización de la onda fundamental (FW) y de la onda generada por el efecto no lineal (XPW) respectivamente, y k la dirección de propagación de ambas ondas. Del mismo modo consideraremos el sistema de coordenadas (x, y, z) como el sistema de coordenadas para la red cristalina.

Teniendo en cuenta que se han definido dos sistemas de coordenadas distintos es necesario realizar una transformación de coordenadas de (x, y, z) a (A, B, k) (Figura (2.10)).

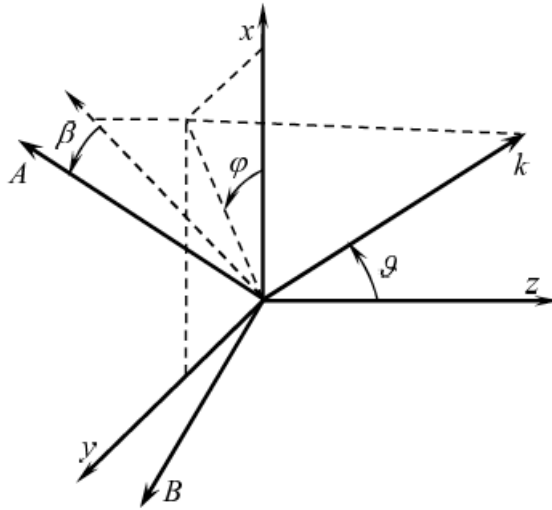


Figura.2.10. Definición de los ángulos para la transformación de los ejes de coordenadas.

$$\begin{pmatrix} E_A \\ E_B \\ E_k \end{pmatrix} = T(\varphi, \vartheta, \beta) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Siendo la matriz de transformación T

$$T(\varphi, \vartheta, \beta) = \begin{pmatrix} \cos \beta \cos \vartheta \cos \varphi & \cos \beta \cos \vartheta \sin \varphi + \sin \beta \cos \varphi & -\cos \beta \sin \varphi \\ -\sin \beta \cos \vartheta \cos \varphi - \cos \beta \sin \varphi & -\sin \beta \cos \vartheta \sin \varphi + \cos \beta \cos \varphi & \sin \beta \sin \vartheta \\ \sin \vartheta \cos \varphi & \sin \vartheta \sin \varphi & \cos \vartheta \end{pmatrix}$$

Del mismo modo podemos transformar el sistema de coordenadas de (A, B, k) al sistema de coordenadas del cristal mediante

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = T^{-1}(\varphi, \vartheta, \beta) \begin{pmatrix} E_A \\ E_B \\ E_k \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Una vez obtenido las transformaciones entre ambos sistemas de coordenadas podemos reescribir la ecuación (2.6), teniendo en cuenta que  $E_k = 0$  ya que esa es la dirección de propagación de la onda. El sistema de ecuaciones que se obtiene es

$$\frac{dA(\zeta)}{d\zeta} = i\gamma_1 AAA^* + i\gamma_2 AAB^* + 2i\gamma_2 ABA^* + 2i\gamma_3 ABB^* + i\gamma_3 BBA^* + i\gamma_4 BBB^* \quad (2.10.a)$$

$$\frac{dB(\zeta)}{d\zeta} = i\gamma_5 BBB^* + i\gamma_4 BBA^* + 2i\gamma_4 ABB^* + 2i\gamma_3 ABA^* + i\gamma_3 AAB^* + i\gamma_2 AAA^* \quad (2.10.b)$$

donde  $\zeta$  es la coordenada longitudinal en la dirección de propagación de la luz. A y B se refieren a los campos  $E_A$  y  $E_B$  respectivamente. Los coeficientes  $\gamma$  en la ecuación (2.10) dependen de la orientación y del cristal utilizado. En el caso particular de cristales con simetría cúbica el tensor se reduce a únicamente dos valores independientes que son  $\chi_{xxxx}^{(3)}$  y  $\chi_{xxyy}^{(3)}$ . La relación entre ambos valores se define con el parámetro  $\sigma = (\chi_{xxxx}^{(3)} - 3\chi_{xxyy}^{(3)}) / \chi_{xxxx}^{(3)}$  y se conoce como la anisotropía del tensor  $\chi^{(3)}$ .

## 2.4 ANÁLISIS NUMÉRICO

Los coeficientes  $\gamma$  no son totalmente independientes entre sí. La relación entre los distintos coeficientes para una orientación arbitraria en un cristal cúbico  $m3m$  se escriben de la forma

$$\gamma_5(\beta, \varphi, \vartheta) = \gamma_1(\beta + \frac{\pi}{2}, \varphi, \vartheta) \quad (2.11.a)$$

$$\gamma_4(\beta, \varphi, \vartheta) = -\gamma_2(\beta + \frac{\pi}{2}, \varphi, \vartheta) \quad (2.11.b)$$

Si analizamos la ecuación (2.10) podemos observar distintos efectos no lineales que suceden en este tipo de cristales. Los coeficientes  $\gamma_1$  y  $\gamma_5$  son los responsables de la automodulación de fase (*Self-Phase Modulation*, SPM), el coeficiente  $\gamma_3$  genera una modulación de fase cruzada (*Cross Phase Modulation*, XPM) y los coeficientes  $\gamma_2$  y  $\gamma_4$  son los responsables de la generación de polarización cruzada (*Cross Polarized Wave Generation*, XPWG). De esta forma podemos observar que estos dos últimos coeficientes generan un campo eléctrico en el eje de polarización normal. A partir de las matrices de transformación mostradas anteriormente podemos reescribir de forma más compacta los coeficientes  $\gamma$

$$\gamma_1 = \gamma_0 \sum [\delta_{jk} + (1 - \delta_{jk})(1 - \sigma)] T_{ij} T_{j1}^{-1} (T_{k1}^{-1})^2, \quad (2.12.a)$$

$$\gamma_2 = \gamma_0 \sum [\delta_{jk} + (1 - \delta_{jk})(1 - \sigma)] T_{2j} T_{j1}^{-1} (T_{k1}^{-1})^2, \quad (2.12.b)$$

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

$$\gamma_3 = \gamma_0 \Sigma \left\{ \left[ \delta_{jk} + \frac{2}{3}(1 - \delta_{jk})(1 - \sigma) \right] T_{j2} T_{k1}^{-1} T_{k2}^{-1} + \frac{1}{3}(1 - \delta_{jk})(1 - \sigma) T_{j1}^{-1} (T_{k2}^{-1})^2 \right\} T_{1j}, \quad (2.12.c)$$

$$\gamma_4 = \gamma_0 \Sigma [\delta_{jk} + (1 - \delta_{jk})(1 - \sigma)] T_{ij} T_{j2}^{-1} (T_{k2}^{-1})^2, \quad (2.12.d)$$

$$\gamma_5 = \gamma_0 \Sigma [\delta_{jk} + (1 - \delta_{jk})(1 - \sigma)] T_{2j} T_{j2}^{-1} (T_{k2}^{-1})^2 \quad (2.12.e)$$

donde  $\gamma_0 = 6\pi\chi_{xxxx}^{(3)} / 8n\lambda$  y  $\delta_{jk}$  es la delta de Kronecker.

Como en cualquier otro cristal, existen diferentes orientaciones que nos aportarán resultados distintos para cada uno de los efectos no lineales presentes en el material (Figura (2.12)). Existen numerosos estudios que muestran de forma teórica las orientaciones más adecuadas para maximizar los coeficientes  $\gamma_2$  y  $\gamma_4$ . En los primeros estudios se seleccionaron cristales con orientación z-cut [001] para la generación de XPW dada la simplicidad académica ya que el eje cristalino coincide con la dirección de propagación del haz. Posteriormente Lorenzo Canova et al. [16] mostraron una orientación más eficiente mediante el tipo de corte holo-cut [011].

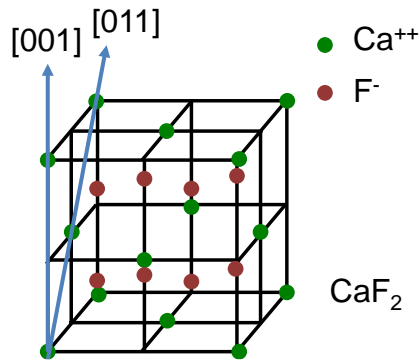


Figura 2.12. Representación de los dos cortes estudiados para la generación de polarización cruzada: *z-cut* [001] y *holo-cut* [011] en un cristal de Fluoruro de Calcio.

En este corte se demostró una mayor eficiencia en la extracción de energía. En la tabla que tenemos a continuación se muestran los valores que toman los coeficientes  $\gamma_i$ .

	z-cut [001]	Holo-cut [011]
$\gamma_1$	$\gamma_0 \left[ 1 - \left( \frac{\sigma}{2} \right) \sin^2(2\beta) \right]$	$\gamma_0 \left[ D - \left( \frac{\sigma}{4} \right) \cos(2\beta) \right]$
$\gamma_2$	$-\frac{\gamma_0 \sigma}{2} \sin(2\beta) \cos(2\beta)$	$-\frac{\gamma_0 \sigma}{8} \sin(2\beta) (3 \cos(2\beta) - 1)$
$\gamma_3$	$\frac{\gamma_0}{3} (4 - \sigma) - \gamma_1$	$\frac{\gamma_0}{3} \left( D - \frac{3\sigma}{4} \cos(4\beta) \right)$
$\gamma_4$	$-\gamma_2$	$\frac{\gamma_0 \sigma}{8} \sin(2\beta) (3 \cos(2\beta) + 1)$
$\gamma_5$	$\gamma_1$	$\gamma_0 \left( D + \frac{\sigma}{4} \cos(2\beta) \right)$

Tabla 2.1. Expresiones para cada uno de los coeficientes  $\gamma_i$  en los cortes cristalográficos *z-cut* [001] y *holo-cut* [011].

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

A partir de esta tabla podemos representar los valores que presentan cada uno de los efectos no lineales en función del ángulo entre los ejes de la red cristalina y el eje de polarización del haz tal y como se muestra en la figura (2.13).

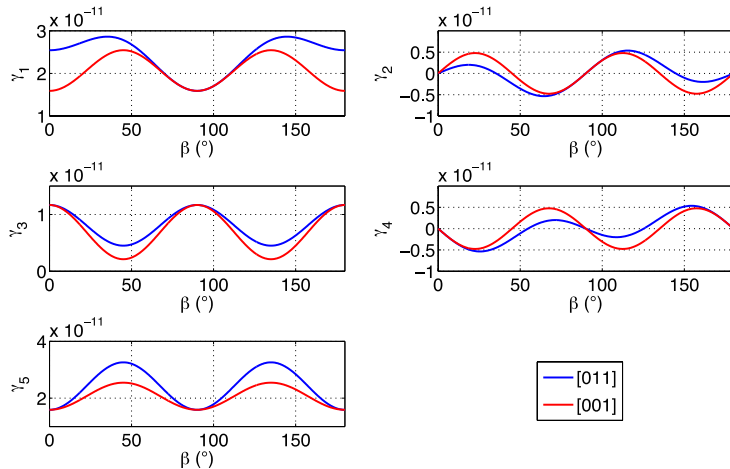


Figura 2.13. Valores obtenidos para cada uno de los coeficientes gamma en un cristal con orientación holo-cut [011] y z-cut [001].

La cantidad de fenómenos no lineales que están involucrados en la propagación de un pulso de luz a través de este tipo de cristales hace difícil discriminar cual es la contribución de cada uno de ellos a la propagación del haz. Con el objetivo de discriminar cual es el comportamiento del fenómeno no lineal XPWG, consideramos una baja eficiencia en el cristal ( $< 30\%$ ). Bajo esta asunción los coeficientes  $\gamma_i$  se pueden simplificar ya que  $\gamma_1, \gamma_2 \gg \gamma_3, \gamma_4, \gamma_5$ , en consecuencia las ecuaciones (2.10) se reescriben como

$$\frac{dA(\zeta)}{d\zeta} = i\gamma_1 AAA^* \quad (2.13)$$

$$\frac{dB(\zeta)}{d\zeta} = i\gamma_2 AAA^*$$

Este sistema de ecuaciones tiene una solución analítica. Si consideramos que el campo incidente está polarizado linealmente ( $A(0) = A_0$ ,  $B(0) = 0$ ) podemos resolver el sistema de ecuaciones de la siguiente forma:

$$A = A_0 \exp(-i\gamma_1 A_0^2 L) \quad (2.14)$$

$$B = A_0 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} (\exp(-i\gamma_1 A_0^2 L) - 1)$$

A partir del sistema de ecuaciones (2.14) podemos indicar distintos aspectos relevantes de la generación de polarización cruzada. Una de las características que se puede observar es la eficiencia en la generación de B en función del ángulo formado entre la polarización del pulso incidente y la red cristalina.

Tal y como podemos observar en la ecuación (2.14), existe una multiplicación de elementos que determina el resultado de la generación de polarización cruzada. Este producto de elementos lo definiremos como  $S = \gamma_0 \cdot L \cdot |A_0|^2$ . Por lo tanto el factor S es un producto de la no linealidad del cristal ( $\gamma_0$ ), la longitud del cristal no lineal (L) y la intensidad de entrada del haz fundamental ( $|A_0|^2$ ). Como regla general consideraremos valores de S superiores a la unidad como situaciones donde se generarán efectos no lineales dentro del cristal.

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

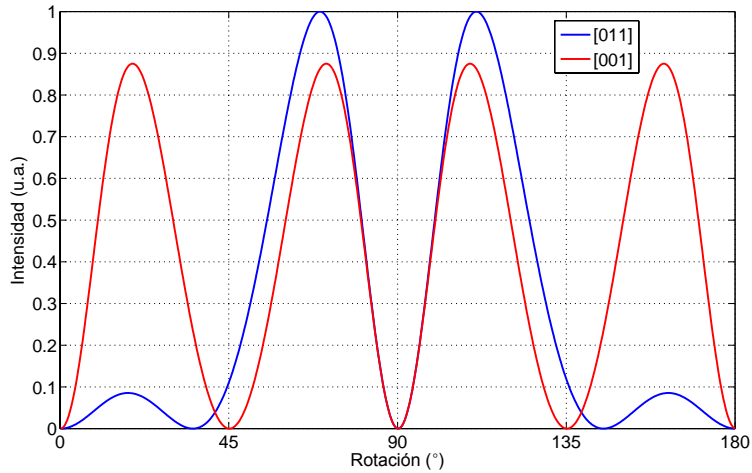


Figura 2.14. Intensidad normalizada obtenida para el pulso XPW en un cristal con orientación holo-cut [011] (azul) y z-cut [001] (rojo). El valor de  $S$  escogido para la simulación es  $S = 1$ .

A partir de la figura (2.14) podemos observar una clara diferencia entre los dos tipos de corte estudiados. En primer lugar, el corte [001] muestra una extracción de energía ligeramente menor al obtenido mediante la orientación [011]. Además se observa una disposición de los máximos diferente para cada una de las orientaciones. Mientras que para la orientación [001] tenemos 8 máximos para una rotación completa ( $360^\circ$ ), para la orientación [011] observamos una sucesión de dos máximos mayores seguidos de dos máximos de menor intensidad.

Es importante remarcar que la curva de eficiencia obtenida en la figura (2.14) se corresponde con una situación particular de baja eficiencia del efecto no lineal. Si resolvemos numéricamente la ecuación (2.10) podemos comprobar las diferencias entre incluir todos los efectos no lineales y tan solo considerar el efecto de la polarización cruzada.

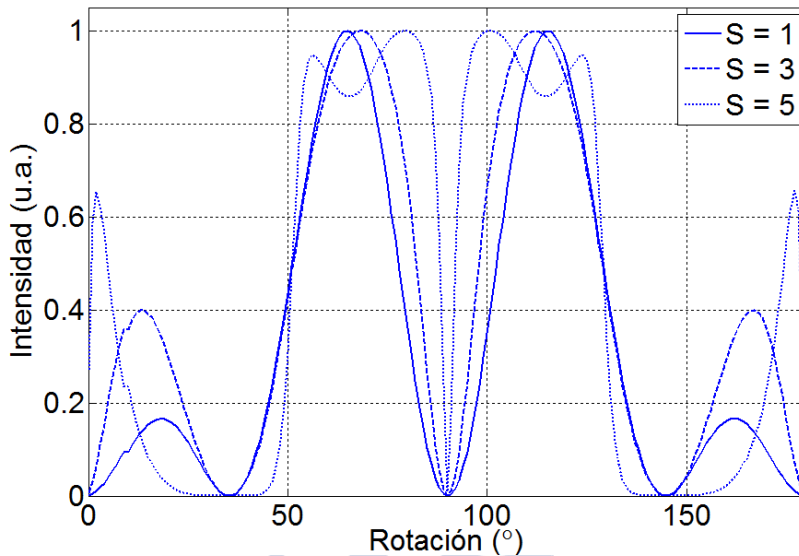


Figura 2.15. Gráfica de la intensidad del haz XPW a la salida del cristal no lineal [011] para diferentes ángulos y valores de  $S$ .

La figura (2.15) muestra de forma clara las limitaciones de la solución analítica, la cual solo considera un único término no lineal de las ecuaciones completas mostradas en la ecuación (2.10). Además, se puede observar cómo a medida que aumenta el valor de  $S$ , el ángulo donde la eficiencia se hace mayor se desplaza. Este fenómeno se debe a los términos  $\gamma_1$  y  $\gamma_5$  en la ecuación (2.10) los cuales corresponden a la automodulación de fase en cada una de las ondas. De esta forma, el desfase producido por el SPM en ambas ondas se ve compensado por la rotación en el cristal.

Otro aspecto importante a evaluar es la eficiencia de ambos cortes en función de la energía de entrada. En la figura (2.16) podemos observar dicho comportamiento para ambos tipos de corte.

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

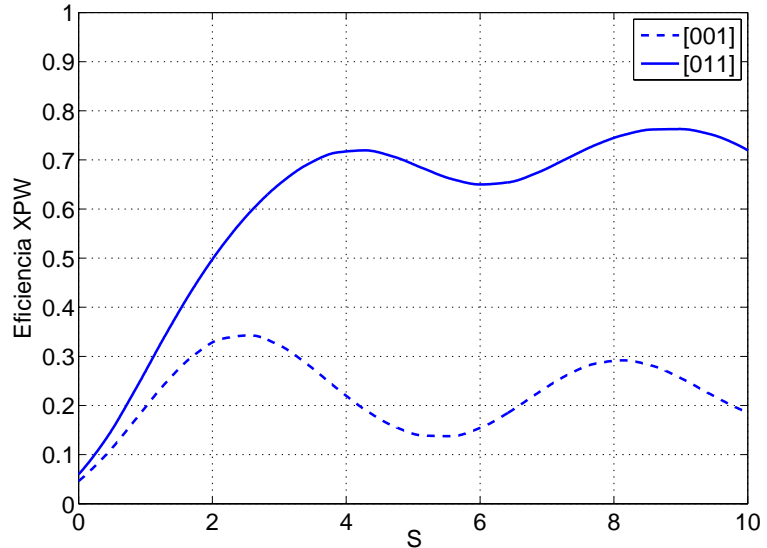


Figura 2.16. Eficiencia obtenida para los cortes holo-cut [011] y z-cut [001].

De los dos tipos de cortes estudiados, z-cut [001] y holo-cut [011], resulta favorecido para la generación de polarización cruzada el corte [011]. A partir de la figura (2.16) se observa una mayor eficiencia para este corte en función del ángulo y a su vez una mayor libertad en el ajuste del ángulo. Además se observa que a mayor intensidad la extracción resulta más eficiente en este mismo tipo de cortes. Sin embargo, es importante remarcar que este proceso requiere de valores de  $S$  muy cercanos al colapso del haz dentro del cristal sea cual sea el tipo de corte utilizado.

A partir de los resultados numéricos mostrados, la tesis se centró en el estudio de los cristales cúbicos  $m3m$  con el corte holo-cut [011] puesto que presentan una mayor eficiencia y robustez que el corte z-cut [001].

El efecto no lineal de la generación de polarización cruzada no se restringe a un solo tipo de cristales. Por lo tanto es importante destacar

sobre qué tipo de cristales se estudiarán. Durante la realización de la tesis doctoral se tuvo la oportunidad de trabajar con dos cristales capaces de generar XPWG. Estos cristales fueron el Fluoruro de Bario ( $\text{BaF}_2$ ) y el Fluoruro de Calcio ( $\text{CaF}_2$ ). Los parámetros ópticos empleados para el estudio de estos dos cristales son

Parámetro	$\text{BaF}_2$ [011]	$\text{CaF}_2$ [011]
n	1.464	1.423
$\chi_{xxxx}^{(3)}$ ( $10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$ )	1.53	0.94
$\sigma$	-1.2	-0.6
$k''$	360 $\text{fs}^2/\text{cm}$	413.59 $\text{fs}^2/\text{cm}$
$k'''$	200 $\text{fs}^3/\text{cm}$	260 $\text{fs}^3/\text{cm}$

Tabla 2.2. Parámetros para cristales de  $\text{BaF}_2$  (holo-cut) y  $\text{CaF}_2$  (holo-cut).

A pesar de que el trabajo desarrollado durante la tesis se centra en estos dos cristales en concreto, cabe destacar que existen más cristales donde este efecto no lineal está presente aunque con menores eficiencias. Un ejemplo de estos cristales que quedan fuera del estudio son el  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KBr}_2$ ,  $\text{KCl}$ ,  $\text{LiF}$ .

De la misma forma que se compararon los dos tipos de cristales, resulta interesante realizar un estudio de qué cristal puede ser más eficiente. Para ello se realiza un estudio numérico comparando la extracción para cristales de  $\text{BaF}_2$  y de  $\text{CaF}_2$ .

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

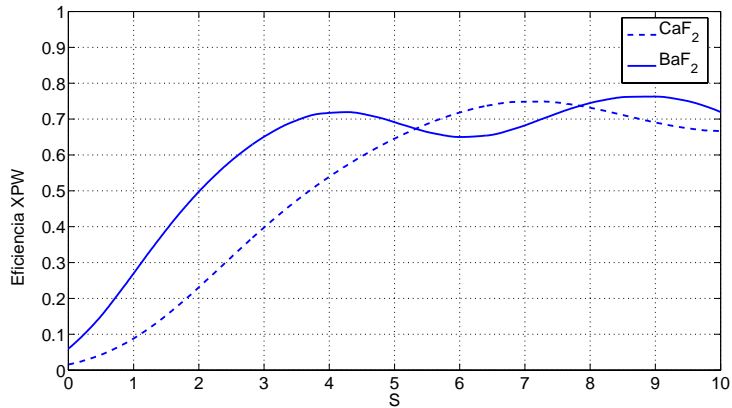
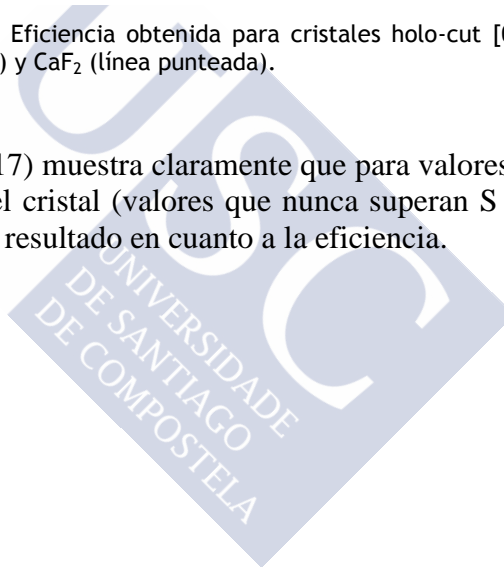


Figura 2.17. Eficiencia obtenida para cristales holo-cut [011] de BaF<sub>2</sub> (línea sólida) y CaF<sub>2</sub> (línea punteada).

La figura (2.17) muestra claramente que para valores cuyo valor S es admitido por el cristal (valores que nunca superan  $S > 2$ ), el BaF<sub>2</sub> muestra un mejor resultado en cuanto a la eficiencia.



**REFERENCIAS**

- [1] A. Einstein, “On the Quantum Theory of Radiation,” *Phys. Zeitschrift*, **18**, no. 121, pp. 63-77, 1917.
- [2] J. S. Coe, P. Maine, and P. Bado, “Gain Narrowing and Gain Saturation,” **5**, no. 12, pp. 2560–2563, 1988.
- [3] I. C. Chang, “Collinear beam acousto-optic tunable filters,” *Electron. Lett.*, **28**, no. 13, pp. 1255–1256, 1992.
- [4] D. Strickland and G. Mourou, “Compression of amplified chirped optical pulses,” *Opt. Commun.*, **55**, no. 6, pp. 447–449, Oct. 1985.
- [5] S. Keppler, R. Bödefeld, M. Hornung, A. Sävert, J. Hein, and M. C. Kaluza, “Prepulse suppression in a multi-10-TW diode-pumped Yb:glass laser,” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, **104**, no. 1, pp. 11–16, 2011.
- [6] N. V Didenko, A. V Konyashchenko, A. P. Lutsenko, and S. Y. Tenyakov, “Contrast degradation in a chirped-pulse amplifier due to generation of prepulses by postpulses,” *Opt. Express*, **16**, no. 5, pp. 3178–3190, Mar. 2008.
- [7] C. Hooker, Y. Tang, O. Chekhlov, J. Collier, E. Dival, K. Ertel, S. Hawkes, B. Parry, P. Rajeed, “Improving coherent contrast of petawatt laser pulses,” *Opt. Express*, **19**, no. 3, pp. 2193–2203, 2011.
- [8] N. Minkovski, G. I. Petrov, S. M. Saltiel, O. Albert, and J. Etchepare, “Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration,” *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, no. 9, pp. 1659-1664, 2004.

## 2. Introducción a la teoría de la generación de polarización cruzada

- [9] A. Ricci, A. Jullien, J. Rousseau, Y. Liu, A. Houard, P. Ramirez, D. Papadopoulos, A. Pellegrina, P. Georges, F. Druon, N. Forget, R. López-Martens, “Energy-scalable temporal cleaning device for femtosecond laser pulses based on cross-polarized wave generation,” *Rev. Sci. Instrum.*, **84**, no. 4, pp. 1-8, 2013.
- [10] M. Iliev, A. K. Meier, M. Greco, and C. G. Durfee, “Nonlinear dynamics of double-pass cross-polarized wave generation in the saturation regime,” *Appl. Opt.*, **54**, no. 2, pp. 219–227, 2015.
- [11] A. Jullien, S. Kourtev, O. Albert, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S.M. Saltiel, “Highly efficient temporal cleaner for femtosecond pulses based on cross-polarized wave generation in a dual crystal scheme,” *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, **84**, no. 3, pp. 409–414, 2006.
- [12] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.P. Rousseau, J.P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, S. M. Saltiel, “ $10^{10}$  Temporal Contrast for Femtosecond Ultraintense Lasers By Cross-Polarized Wave Generation,” *Opt. Lett.*, **30**, no. 8, p. 920-922, 2005.
- [13] E. Hecht, “Optics,” Ed. Addison Wesley, Glenview, 1974.
- [14] G. Fibich, *The Nonlinear Schrödinger Equation: Singular Solutions and Optical Collapse*, Ed. Springer, Zurich, 2015.
- [15] G. Petrocelli, E. Pichini, F. Scudieri, and S. Martellucci, “Anisotropic effects in the third-harmonic-generation process in cubic crystals,” *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**, no. 5, pp. 918–923, 1993.
- [16] L. Canova, S. kourlev, N. Minkovski, A. Jullien, R. López-Martens, O. Albert, S.M. Saltiel, “Efficient generation of cross-polarized femtosecond pulses in cubic crystals with holographic cut orientation,” *Appl. Phys. Lett.*, **92**, no. 23, pp. 2006–2009, 2008.



### **3. MODULACIONES ESPACIO-TEMPORALES MEDIANTE XPWG: SIMULACIONES NUMÉRICAS Y APLICACIONES**

Partiendo de las bases teóricas tanto de la NLSE como de los cristales que presentan el efecto no lineal del XPWG, en este capítulo, presentamos el estudio de la dinámica espacio-temporal de un pulso ultracorto a través de este tipo de cristales. Como se ha mencionado anteriormente, el efecto de XPWG ha sido ampliamente estudiado con la finalidad de mejorar el contraste [1], ser un sistema de limpieza espacio-temporal [2] o incluso como un cristal no lineal para la caracterización completa de pulsos ultracortos [3]. Sin embargo, existe muy poca información acerca de la dinámica del pulso dentro de los cristales no lineales, así como de la relación entre el pulso de entrada y el generado a través del efecto no lineal.

Este capítulo se estructura de la siguiente forma: En la primera sección se presenta el software diseñado para realizar las diferentes simulaciones así como los dos entornos utilizados para la resolución de la NLSE (MATLAB y C++). A continuación se realiza un estudio de la dinámica espacial de los pulsos ultracortos dentro de cristales donde se produce el efecto XPWG y se presentan diferentes modelos de resolución del efecto no lineal: desde una solución analítica, hasta la resolución completa del sistema de ecuaciones. Seguidamente se muestra la posibilidad de construir mapas de polarizaciones complejas debido a la interacción entre los pulsos de entrada y el generado por el XPWG para unas condiciones determinadas. Para finalizar, se analizan las modificaciones temporales que se producen al combinar dos pulsos ultracortos llevándonos a la posibilidad de obtener fuentes de attosegundos mediante láseres multiciclo.

### 3.1 DISEÑO DEL SOFTWARE DE SIMULACIÓN

Parte del trabajo realizado durante la elaboración de esta tesis doctoral se centra en el estudio numérico de la NLSE aplicada a la propagación de pulsos ultracortos a través de cristales capaces de producir el efecto no lineal XPWG. Debido a las características de este tipo de pulsos: corta duración temporal e intensidades capaces de producir efectos no lineales, es importante remarcar que el coste computacional para la resolución de la NLSE es elevado y, en consecuencia, la duración de las simulaciones puede llegar a prolongarse más de media jornada dependiendo de los ordenadores que se usen.

Habitualmente en el campo de las simulaciones numéricas los modelos se construyen con una finalidad específica. Una vez realizado el estudio correspondiente suele ser habitual que este código quede relegado en el olvido o, en el mejor de los casos, se reconstruya a partir del mismo para crear un nuevo código aplicable a un nuevo estudio. A pesar de que a corto plazo esta filosofía permite obtener resultados de forma inmediata, el resultado a largo plazo puede resultar bastante ineficiente. Los códigos diseñados en las simulaciones de esta tesis doctoral constituyen una base que puede aplicarse a otro tipo de propagaciones de pulsos ultracortos.

El primer paso para el diseño del código es escoger los entornos de trabajo, en este caso se ha optado por realizar un código base de fácil implementación en dos entornos bien diferenciados: MATLAB y C++. La elección de estos dos métodos se basa principalmente en que, por un lado, MATLAB es un entorno que no requiere de la compilación del código, tiene un entorno poderoso de visualización y por ende permite resolver la NLSE de forma rápida y será la forma inicial de incluir código para su posterior uso en C++. Este último es un entorno que requiere de la compilación del código y, por tanto, permite realizar cálculos de mayor complejidad computacional así

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

como el uso de más grados de libertad y mayor cantidad de puntos por eje.

El uso de un entorno como MATLAB está ampliamente extendido en la comunidad científica, y en el caso particular de esta tesis doctoral se construyó desde cero toda la estructura que se presentará en posteriores secciones.

En el caso de C++, cuya implementación fue posterior a la realizada en MATLAB, la base del código se construyó entorno a la librería BALAS [4]. El trabajo realizado por los creadores de esta librería se centró en desarrollar estrategias eficientes para realizar cálculos computacionales de altas prestaciones.

Para la elaboración de esta tesis se seleccionaron y modificaron distintas librerías de BALAS para resolver de la forma más eficiente posible las simulaciones que se presentarán en próximas secciones.

A continuación presentamos la subsección *Estructuración general del código* en la que se presenta la forma de interactuar del código con los diferentes *inputs* y la subsección *Simulaciones en Matlab y C++* en la que se presentan las estrategias para aplicar uno u otro entorno.

#### 3.1.1 Estructuración general del código

Con el objetivo de realizar el código más versátil posible, se establece una estructura fija que permitirá realizar modificaciones en los parámetros de la simulación reduciendo al mínimo posible los problemas derivados por dichas modificaciones. Debido a la familiaridad que, en general, se tiene con un software como MATLAB, la explicación se realiza en base a este entorno. La estructura básica del código se puede observar en la figura (3.1).

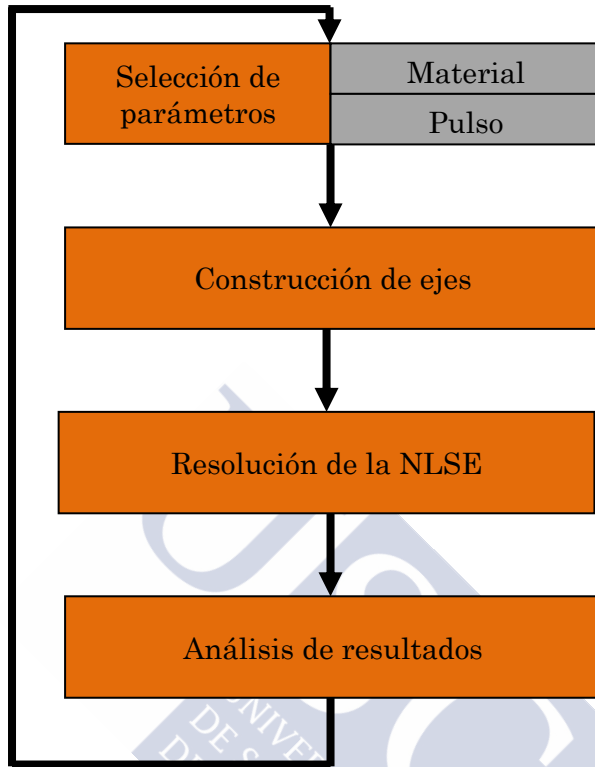


Figura 3.1. Ilustración de la jerarquía del flujo de información en el código de resolución de la NLSE.

Como se observa en la figura (3.1) el código establece 4 bloques bien diferenciados. El primero define los parámetros principales tanto del pulso como de los materiales que atraviesa, seguidamente se definen los ejes del modelo, en tercer lugar se escoge el método para la resolución del pulso principal y se realiza la propagación y, finalmente se presenta un bloque en el que se analizan los resultados de diferentes formas.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

A continuación se explicarán con detalle cada uno de los bloques mencionados anteriormente.

#### **Selección de parámetros: Material**

Para la construcción de una simulación es básico definir dos elementos: las características ópticas de los materiales que se atravesarán durante la simulación y las características iniciales del pulso.

Inspirándose en la construcción de código mediante bloques, se construyen en MATLAB una serie de estructuras que contendrán la información relativa a todos los elementos involucrados en la simulación. En este primer bloque definimos la estructura llamada *material*.

La construcción de estructuras en MATLAB permite organizar distintos elementos alrededor de uno principal, por tanto podemos definir una estructura *material* en el cual incluimos la siguiente información:

<i>Material</i>	
L_material	Longitud del material
N	Número de puntos contenidos en el eje z de cada material
$k_0$	Número de onda
$n_0$	Índice de refracción
$n_2$	Índice de refracción no lineal
dispersion	Dispersión de la velocidad de grupo: $(\partial^2 k / \partial \omega^2) _{\omega_0}$
Angle*	Ángulo entre el eje de la red cristalina y la polarización lineal del pulso
XPW*	Valor lógico que determina si este cristal presenta dicho fenómeno.
Name	Nombre para identificar la estructura

Tabla 3.1. Información contenida en las estructuras tipo *Material*. \*Estos parámetros tendrán un valor por defecto 0, dado que no todos los materiales que se quieran incluir deben generar el efecto no lineal XPW.

En la tabla (3.1) podemos ver los parámetros necesarios para construir un material que se utilizará en la propagación de un pulso ultracorto. Utilizar este tipo de estructuras permite añadir de forma rápida y sencilla más elementos a la simulación. De esta forma simplemente podemos añadir una numeración (por ejemplo, Material(1), Material(2)) para construir más de una estructura de este tipo.

Por lo tanto, incluidos los parámetros de cada uno de los materiales que deseemos utilizar, podremos construir los ejes necesarios para simular la propagación del pulso. Una vez definidas estas estructuras, el código extrae una imagen de bloques para que, de una forma visual, podamos ver el orden de los mismos (el pulso

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

recorrerá todos los elementos siendo Material(1) el primero que atravesará).

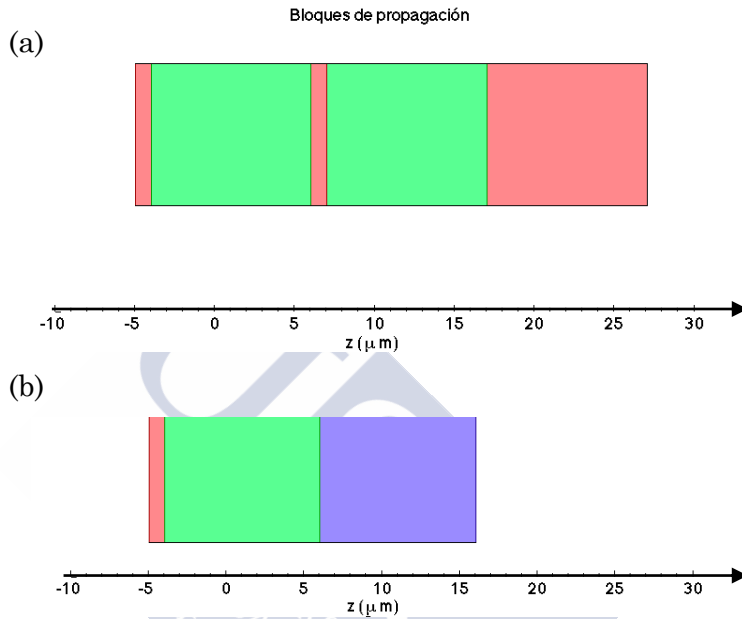


Figura 3.2. Ilustración de dos posibles simulaciones. En (a) se utilizan 5 bloques de material (aire-BaF<sub>2</sub>-aire-BaF<sub>2</sub>-aire) y en (b) se colocan 3 materiales (aire-BaF<sub>2</sub>-CaF<sub>2</sub>).

La figura (3.2) muestra parte de las capacidades que tiene la construcción del modelo siguiendo la filosofía de estructuras. Otro aspecto que todavía no se mencionó es la forma de definir el eje de propagación  $z$ . Sobre este aspecto nos centraremos en la sección donde se definan los ejes pero como introducción al lector cabe decir que, dada la configuración habitual de los experimentos de XPW basados en una lente que focaliza el pulso sobre los cristales, se define como  $z=0$  la posición del plano focal de una lente convergente.

En secciones posteriores, se tratará con mayor profundidad la posibilidad de realizar una propagación analítica hasta una zona de

interés y, a partir de esa posición, iniciar la propagación numérica resolviendo la NLSE. En el caso particular de la figura (3.2) se inicia el modelo numérico a  $z = -5 \mu\text{m}$  y finaliza a  $z = 27 \mu\text{m}$  para la figura (3.2.a) y  $z = 16 \mu\text{m}$  para la figura (3.2.b)

### Selección de parámetros: Pulso inicial

Una vez seleccionados los materiales que se van a utilizar en la propagación numérica es necesario seleccionar los parámetros del pulso inicial. Es importante remarcar que como pulso inicial se considera el pulso inmediatamente después de atravesar la lente convergente que focalizará en el plano  $z = 0$ . De la misma forma que en el caso de la estructura *Material*, se define una nueva estructura llamada *pulse\_initial*.

<i>pulse_initial</i>	
sigma_x	Longitud del pulso en el eje x
sigma_y	Longitud del pulso en el eje y
F	Focal de la lente convergente
Tp	Duración temporal
Energy	Energía del pulso
Lambda	Longitud de onda

Tabla 3.2. Información contenida en la estructura *pulse\_initial*.

La tabla (3.2) contiene todos los parámetros relativos al pulso inicial. Con estas dos estructuras definidas es posible construir todos los ejes necesarios para la resolución de la NLSE. Es importante remarcar que la construcción de estos elementos dependerá de los valores que tengan las estructuras *material* y *pulse\_initial*. Por ejemplo, el número de puntos necesario en el eje (x, y) y la resolución de los ejes dependerá del tamaño máximo (inicio de la simulación) y del tamaño mínimo (plano focal) del pulso. Éstos a su vez dependerán

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

de parámetros como la longitud focal seleccionada y del tamaño del pulso antes de la lente convergente.

Otro aspecto que limita la solución en el entorno MATLAB es la cantidad de memoria que se puede utilizar. Esto implica que el código no puede contener una cantidad de puntos que haga imposible la resolución de la NLSE de forma iterativa. Por esta razón, y previamente a la construcción de los ejes, se define un último parámetro: *distance*,  $d_0$ . Este parámetro permite escoger dónde se va a iniciar la resolución numérica de la NLSE. La siguiente figura representa dos posibilidades que ofrece el código.

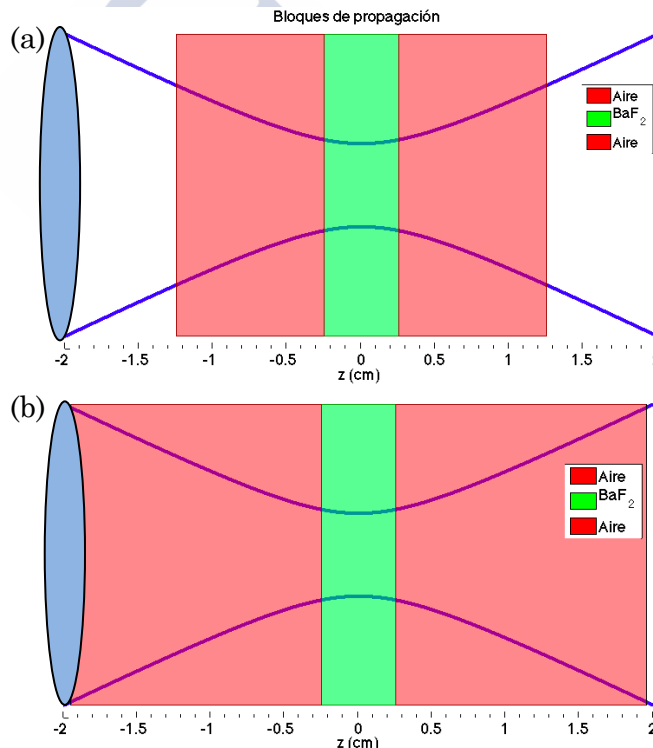


Figura 3.3. Ilustración de dos simulaciones con una longitud focal  $f = 2$  cm donde se modifica el valor  $d_0$ . En (a) la resolución de la NLSE se inicia en  $z = -1.3$  cm y en (b) se realiza toda la propagación de forma completamente numérica. Las líneas azules representan la evolución de la cintura del haz.

A partir de la figura (3.3) se intuye la importancia de la selección de los parámetros elegidos a la hora de realizar la discretización de los ejes. Esta figura representa las dos situaciones posibles: en (a) se realiza la propagación resolviendo de forma analítica de  $z = -2$  cm a  $z = -1.3$  cm, mientras que en el caso de (b) la resolución se hace íntegramente resolviendo la NLSE mediante uno de los métodos explicados en el capítulo 2. La propagación se realiza por defecto desde  $z = -f$  a  $z = f$ , siendo  $f$  la distancia focal de la lente seleccionada. En el caso de que la propagación sea completamente lineal en las zonas descritas, ambas simulaciones producirán los mismos resultados.

Permitir la posibilidad de que el modelo resuelva de una forma analítica parte de la propagación, hace posible que la carga computacional se reduzca de forma considerable, no tan solo porque el número de pasos sobre el eje  $z$  se reduzca (en el ejemplo de la figura anterior, reducimos el cálculo de la NLSE en 1.4 cm) si no porque el número de puntos requerido para los ejes espaciales en los que se discretiza el pulso será menor (a  $z = -1.3$  cm el diámetro del pulso es menor que a  $z = -2$  cm).

En resumen, una vez seleccionados el número y parámetros de los materiales, las características del pulso y la distancia a la que se iniciará la resolución de la NLSE, se inicia la construcción de los ejes necesarios.

### **Construcción de ejes**

En esta sección se explica de forma exhaustiva la construcción y discretización de todos los ejes y rejillas necesarios para la resolución de la NLSE.

En primer lugar se añaden los coeficientes  $\gamma_i$  a aquellos materiales que presenten esta característica (en el caso concreto de esta tesis doctoral serán cristales de  $\text{BaF}_2$  y  $\text{CaF}_2$ ).

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones



Figura 3.4. Flujo del código a través de la función newcrystal.m.

La función newcrystal.m, cuyo flujo de código se muestra en la figura (3.4), se encarga de generar los valores de cada uno de los coeficientes que están involucrados en las ecuaciones que gobiernan todos los efectos no lineales presentes en los cristales m<sup>3</sup>m como los que se estudian en este trabajo. Dados los dos tipos de corte estudiados por la comunidad científica, esto es el *z-cut* [001] y el *holo-cut* [011], esta función extrae ambos valores y deja a elección del usuario cuál de ellos se utilizará en la simulación.

Al finalizar la función, ésta genera una imagen indicando el valor de cada uno de los coeficientes seleccionados (véase figura 3.5). Dado que, todos los coeficientes se pueden asociar a un efecto no lineal diferente, esta imagen permite hacerse una idea de cómo se puede comportar el pulso ultracorto.

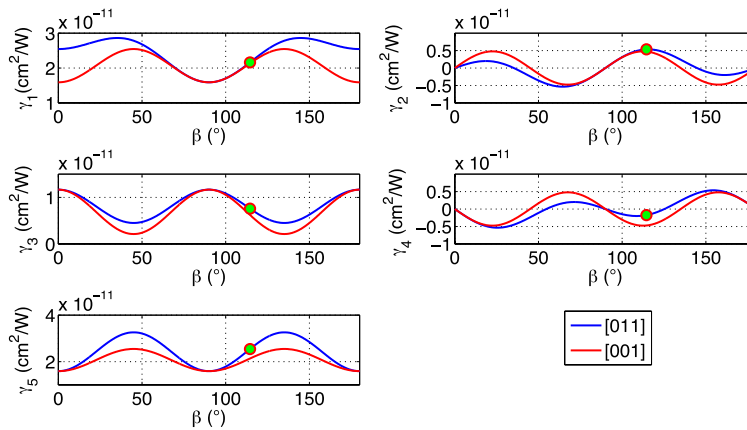


Figura 3.5. Imagen de los valores que tomarán los coeficientes  $\gamma_i$ , generada al finalizar newcrystal.m.

La figura (3.5) muestra una situación donde el ángulo entre el cristal donde se produce XPW y la polarización lineal del pulso es de  $114^\circ$ . La selección de este valor en concreto no es casualidad, ya que si observamos la figura constituye el valor donde  $\gamma_2$  alcanza el mayor valor, siendo la posición donde más se promociona la generación de una onda con polarización cruzada.

Además, si en el código existe más de una estructura generadora de XPW es posible asignar ángulos independientes para cada uno de los cristales. Esto añade un nuevo grado de libertad a las simulaciones.

A continuación se realiza el cálculo analítico (si procede) para situar el pulso en la posición donde se iniciará la resolución numérica mediante la NLSE.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones



Figura 3.6. Flujo del código a través de la función newcrystal.m.

La siguiente función que se utiliza es la llamada `new_analytical_propagation.m`. Esta función necesita de las 2 estructuras definidas previamente en el código (`Material` y `pulse.initial`) así como del valor  $d_0$ .

La finalidad de esta función es doble, por un lado se simula la propagación del pulso de forma analítica mediante la distancia focal, el diámetro del pulso y la longitud de onda y, por otro lado, permite seleccionar el tamaño y la fase espacial que le corresponde al pulso en la posición  $z = d_0$ . La figura (3.7) representa el esquema que solucionamos de forma analítica

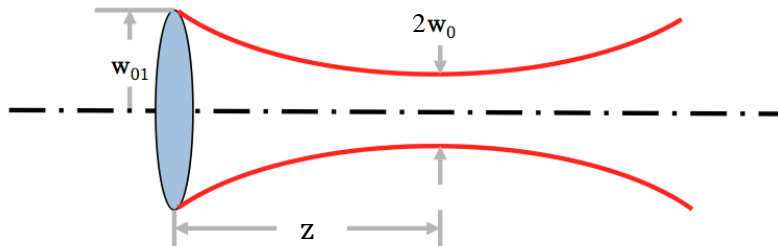


Figura 3.7. Ilustración de la propagación de un pulso a través de una lente convergente, donde  $w_{01}$  es la semianchura del pulso antes de la lente convergente,  $z_M$  la distancia respecto de la lente convergente donde  $w_0$ , la cintura del haz, es mínima.

El primer objetivo de esta función será obtener una solución analítica del pulso. Por lo tanto se utilizan los siguientes parámetros de la estructura *pulse\_initial*: distancia focal ( $f$ ), radio del pulso ( $w_{01}$ ) y longitud de onda ( $\lambda$ ). La función  $w(z)$  describe la semianchura del pulso

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (3.1)$$

donde  $z_R$  es la distancia de Rayleigh, que se define como la distancia  $z$  a la que la semianchura del pulso ha adquirido una longitud de  $w(z_R) = \sqrt{2}w_0$ . Por tanto, es necesario conocer el valor de la cintura para el pulso calculado, esto es posible mediante la siguiente ecuación que relaciona parámetros contenidos en la estructura *pulse\_initial*

$$w_0 = \frac{\omega_{01}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\pi w_{01}^2}{\lambda f}\right)^2}} \quad (3.2)$$

$$z_R = \frac{w_0^2 \pi}{\lambda} \quad (3.3)$$

A partir de la obtención de  $w_0$  con los parámetros seleccionados previamente, podremos determinar el valor de la distancia de Rayleigh y, de esta forma, definir la solución analítica para el caso concreto que se quiere estudiar. Además, sobre la imagen de bloques de propagación (figura (3.3)) se dibuja el comportamiento de la cintura del haz desde  $z = -f$  hasta  $z = f$ . Para hacernos una idea de qué tamaño alcanzará el pulso durante su propagación lineal dentro del cristal.

Antes de finalizar, esta función prepara todos los parámetros del pulso que se utilizarán como punto de partida de la NLSE. Para ello

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

tomará el valor  $z = d_0$ . Estos parámetros, junto con los que no se modifican y que provienen de *pulse\_initial* se incluyen en la nueva estructura de salida *pulse*.

<i>Pulse</i>	
<i>pulse_initial</i>	Todos los elementos de la estructura.
w0	Cintura del haz $w_0$
z_r	Distancia de Rayleigh
r_z	Radio de curvatura del haz en $z = d_0$
w_sigma	Radio del pulso en $z = d_0$

Tabla 3.3. Elementos que se incluyen en la estructura *pulse*. Esta estructura contiene todos los parámetros del pulso en la posición inmediatamente anterior a la resolución numérica. Los elementos que no dependen de  $z$  se han incluido directamente de la estructura *pulse\_initial*.

Una vez obtenidos los parámetros de partida de la resolución numérica de la NLSE, se procede a construir la rejilla que discretiza el pulso. Para ello utilizamos la función *new\_grid*.



Figura 3.8. Flujo de código a través de la función *new\_grid.m*.

La correcta discretización de los ejes temporales y espaciales resulta de vital importancia para obtener simulaciones que se ajusten a

la realidad y, de esta forma, evitar errores como colapsos numéricos o comportamientos anómalos durante la propagación.

Los ejes se construyen atendiendo a las características iniciales del pulso, por lo que es necesario la entrada en la función de la estructura *pulse*, que se caracteriza por incluir las dimensiones temporales y espaciales del pulso en el punto  $z = d_0$  a partir de la solución analítica previamente explicada.

La función comienza por definir los parámetros como el número de puntos necesarios y la distancia entre cada uno de estos puntos,  $\delta_x$ . En este caso la elección depende de las dimensiones del pulso en  $w(d_0)$  y del tamaño de la cintura  $w_0$ . De esta forma tenemos la dimensión máxima y la mínima que alcanzará el pulso en su solución analítica, permitiendo establecer una cantidad de puntos suficiente para evitar *aliasing* o el colapso numérico.

Definidos los ejes espaciales, se pasa a la construcción de la parte temporal. En este caso la construcción requiere del parámetro *pulse.tp* para construir un eje cuya resolución permita realizar de forma adecuada la simulación numérica.

Para finalizar esta función se construyen los ejes correspondientes al espacio de Fourier. En consecuencia se obtienen los ejes  $k$  y  $\omega$ . Tal y como muestra la figura (3.8) la salida de esta función se produce con la construcción de la estructura *gridd*, cuyos parámetros se recogen en la tabla (3.4).

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

<i>Gridd</i>	
X	Eje espacial en la base de coordenadas correspondiente
N_x	Número de puntos del eje x
Dx	Distancia entre dos puntos N_x contiguos
K_x	Espacio dual correspondiente al eje x
T	Eje temporal
N_t	Número de puntos del eje t
Dt	Distancia entre dos puntos N_t contiguos
W	Espacio de frecuencias (espacio dual del eje t)
N_w	Número de puntos del eje w

Tabla 3.4. Parámetros de la estructura *gridd*. La estructura contiene los elementos relacionados con los ejes propios de la base de coordenadas en la que está definido el pulso.

Para construir los ejes espaciales en coordenadas cartesianas es necesario utilizar el número de puntos deseado en dicho eje ( $N_x$ ) y la distancia entre ellos ( $dx$ ). De esta forma se define el eje x de la forma

$$x_i = \left( -\frac{N_x}{2} + i \right) \Delta x; \quad i = 0, \dots, N_x - 1, \quad (3.4)$$

$$y_j = \left( -\frac{N_y}{2} + j \right) \Delta y; \quad i = 0, \dots, N_y - 1.$$

El conjunto de elementos  $x_i$  configuran el eje espacial x, que junto con el eje y, definirán la rejilla espacial para el pulso ultracorto a lo largo de la propagación. Para definir los ejes duales, se toma en cuenta la frecuencia crítica de Nyquist [5]. Estos ejes duales se

definen a partir de las características impuestas sobre los ejes espaciales. Se define el número de onda máximo como

$$k_{x\text{máx}} = \frac{\pi}{\Delta x} \quad (3.5)$$

$$k_{y\text{máx}} = \frac{\pi}{\Delta y}$$

Además, la separación entre dos puntos consecutivos se define de la siguiente forma

$$\Delta k_x = \frac{2\pi}{N_x \Delta x} \quad (3.6)$$

$$\Delta k_y = \frac{2\pi}{N_y \Delta y}$$

Por lo tanto, el eje que se construye a partir de (3.5) y (3.6) es

$$k_{x,i} = -\frac{\pi}{\Delta x} + i \frac{2\pi}{N_x \Delta x}; \quad i = 0, \dots, N_x - 1, \quad (3.7)$$

$$k_{y,i} = -\frac{\pi}{\Delta y} + i \frac{2\pi}{N_y \Delta y}; \quad i = 0, \dots, N_y - 1.$$

Es fácil mostrar que el eje de tiempo y su dual, el eje de frecuencias, tienen el mismo número de puntos para respetar las condiciones de la FFT y los criterios de Nyquist. La resolución de la

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

NLSE también se realizará para coordenadas cilíndricas. En este caso la discretización del eje radial se define como

$$\rho_i = \Delta\rho(i + 1/2); \quad i = 0, \dots, N_\rho - 1. \quad (3.8)$$

El número total de puntos utilizados es  $N_\rho$ . Además, una diferencia destacable con respecto al eje cartesiano es que el eje radial no toma valores menores o iguales a 0, por esta razón el eje  $\rho$  tiene como valor mínimo  $\Delta\rho/2$ . Evitando un valor igual a 0 solucionamos posibles singularidades en la construcción del pulso en estas coordenadas. Para el caso del eje temporal se sigue el mismo procedimiento obteniendo el eje  $t$  y  $w$ . La determinación de la frecuencia máxima y la distancia entre puntos en el espacio dual de la coordenada radial sigue un criterio similar al de Nyquist, pero esta vez se deriva de la transformada de Hankel, equivalente a la FFT en coordenadas cartesianas.

La preparación de todos los elementos para resolver la NLSE continúa con una nueva función llamada `new_propagation_axis.m`.



Figura 3.9. Flujo de código a través de la función `new_grid.m`.

En este caso se van a construir los ejes correspondientes a todos los parámetros ópticos que se irán modificando en función de los bloques de material que se van atravesando. Por lo tanto,

necesitaremos la estructura *Material* para definir los valores ópticos en cada punto del eje z, el valor  $d_0$  para conocer en qué posición z comienza la simulación. La figura (3.10) representa el funcionamiento de `new_propagation_axis.m`

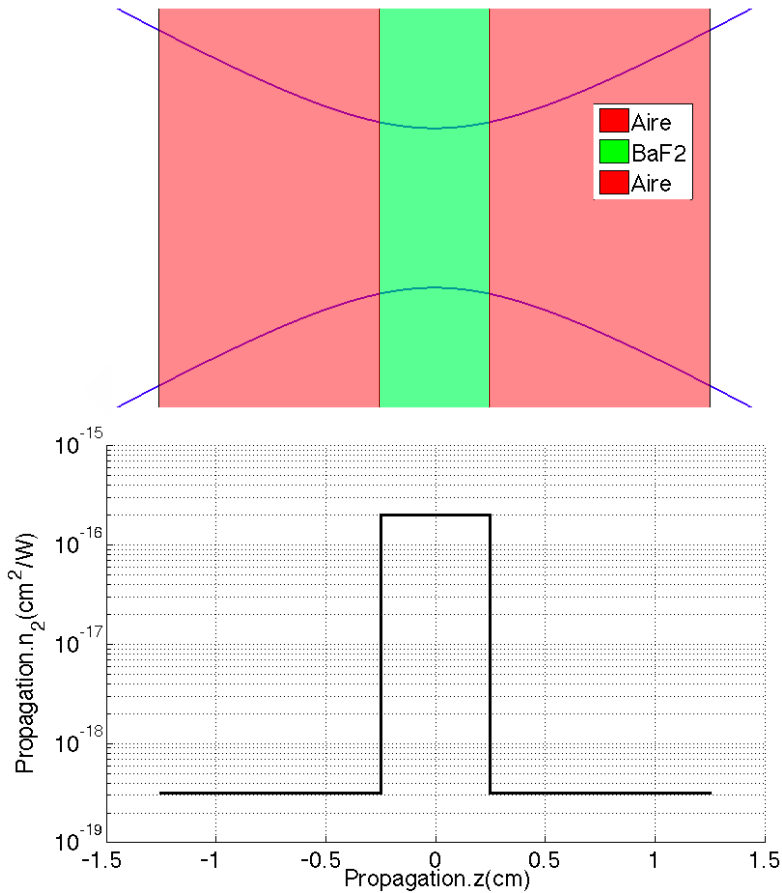


Figura 3.10. Ejemplo de la evolución del valor de  $n_2$  a lo largo de la z incluida en la estructura *Propagation*.

La figura (3.10) muestra el ejemplo del parámetro  $n_2$  que se construye en esta sección. A partir del valor de  $d_0$  se escanean cuántos puntos del eje z le corresponde a cada material y se asigna a cada

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

posición los valores de  $n_0$ ,  $n_2$ ,  $k'$  y  $k''$  correspondientes, siendo cada uno de estos elementos el índice de refracción lineal, el índice de refracción no lineal, la dispersión de segundo orden y la dispersión de tercer orden, respectivamente.

Si se considera el paso  $n$  como aquél previo a un cambio de material se producirá un cambio brusco entre  $n$  y  $n+1$  para cada uno de los parámetros que se construyen en esta función. Este tipo de comportamientos pueden acarrear problemas en la transición de un material a otro que puede derivar en un error numérico durante la propagación. Para ello el código puede suavizar el escalón y evitar los cambios bruscos en los parámetros. De la experiencia propia se detectan como situaciones susceptibles a este tipo de error:

1. Simulaciones con focales cortas, donde las fases espaciales provocan cambios notables en la dimensión del pulso en cada iteración
2. Altas intensidades que provoquen que las fases no lineales tomen un valor considerable

Así como en la figura (3.10) se muestra los valores para el índice de refracción no lineal en un caso de 3 bloques aire-BaF<sub>2</sub>-aire, los ejes que finalmente se incluyen en la nueva estructura *Propagation* y que tienen relevancia en la solución numérica son:

1. Índice de refracción,  $n_0$
2. Índice de refracción no lineal,  $n_2$
3. Dispersión de segundo orden,  $k'$
4. Dispersión de tercer orden,  $k''$
5. Número de onda,  $k_0$

El último paso previo a la aplicación de uno de los dos métodos numéricos para resolver la NLSE es la construcción y discretización

en los ejes espaciales y temporales del pulso inicial. Esto se realiza con la función `new_pulse_initialization.m`.

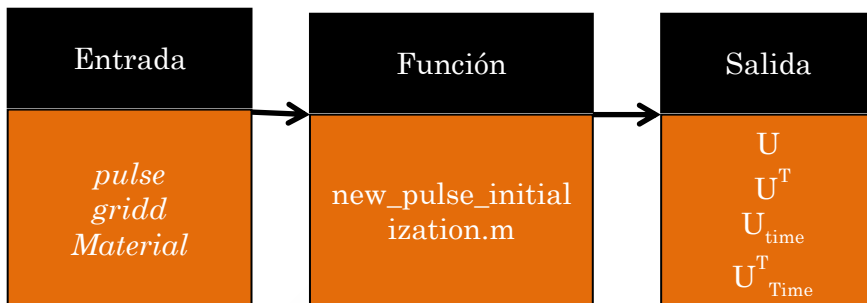


Figura 3.11. Flujo de entrada y salida a través de la función `new_pulse_initialization.m`.

La última función antes de resolver la NLSE, y cuyo flujo de código se muestra en la figura (3.11), permite obtener a la salida de la misma los valores  $U$ ,  $U^T$ ,  $U_{\text{Time}}$  y  $U^T_{\text{Time}}$ , siendo éstos el campo eléctrico de entrada, el campo XPW generado, el campo eléctrico en su coordenada temporal y el generado por efecto XPW, respectivamente.

La construcción de estos campos se realiza en dos pasos. En la primera parte se construye un pulso gaussiano tal y como se define en [6]

$$E(x, y, t) = \sqrt{I_0} \exp \left[ -\frac{x^2 + y^2}{w_{01}^2} - i \frac{k(x^2 + y^2)}{2f} - \frac{t^2}{t_p^2} - iCt^2 \right] \quad (3.4)$$

donde los términos incluidos en la exponencial son el perfil espacial del pulso, la fase inducida por la lente, el perfil temporal del pulso y un término que permite añadir dispersión al pulso incidente. El término  $\sqrt{I_0}$  se corresponde con una constante de normalización que

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

tiene en cuenta la intensidad pico de entrada y que depende de la energía del pulso.

Es importante resaltar que ésta es una elección que se realizó para este estudio, existiendo numerosos artículos tratando otros tipos de perfiles para el haz de entrada, como por ejemplo haces súper gaussianos [7], haces *flat-top* [8] o incluso con ruido [9]. La elección de un pulso como el de la ecuación (3.4) se debe, por una parte a que es el haz que mejor se puede manipular y por otra parte a que se asemeja al perfil que se tendrá durante las medidas experimentales.

Con la definición de los campos eléctricos para el haz de entrada y para su correspondiente transversal, se procede a la resolución por el método de Crank-Nicolson o SSFM.

#### Resolución de la NLSE

La resolución numérica se realiza mediante un número de iteraciones correspondiente al número de puntos definidos en el eje  $z$  ( $N_z$ ). En cada una de las iteraciones, el pulso se ve modificado debido a las fases inducidas inicialmente en el pulso, así como a los valores que toman distintos parámetros y que dependen del material que, en ese punto  $z_i$ , esté siendo atravesado por el pulso ultracorto. Cada vez que se inicia una nueva iteración el código acude al valor lógico *Material.XPW*, este parámetro determina si en esa iteración es necesario incluir los términos propios del XPWG o si por el contrario la resolución numérica se realiza en medios donde no se produce este fenómeno no lineal.

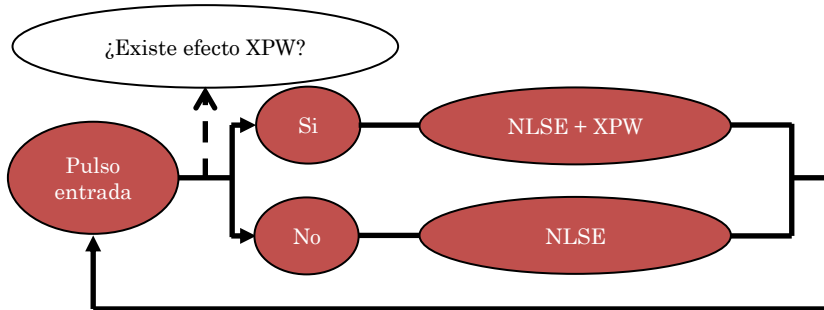


Figura 3.12. Esquema de la iteración que resuelve de forma numérica la NLSE.

La forma de afrontar la resolución combinada de la NLSE y el efecto no lineal XPWG se realizará en una sección posterior, donde se compararán distintas aproximaciones. La figura (3.12) muestra cómo es el funcionamiento básico de la resolución de la NLSE, con cualquiera de los dos métodos presentados en el capítulo anterior.

### Análisis de resultados

Para analizar los resultados de la simulación, se diseñaron una serie de bloques de código. Dicho análisis se realiza sobre el entorno de MATLAB, tanto si la resolución se realizó sobre este entorno como si se hizo en lenguaje C++. Las diferencias generales en el código de análisis para ambos entornos son mínimas, limitándose en general a la particularidad de tener que trabajar con vectores de forma exclusiva en C++. Esto hace que, a diferencia de MATLAB donde se pueden definir matrices, el primer paso al recibir información de C++ será componer los largos vectores de información en matrices con el mismo significado que las matrices obtenidas en MATLAB.

Durante el proceso iterativo el código almacena la información espacio-temporal del pulso al finalizar el bucle. Mientras que en MATLAB se almacena de forma virtual, en C++ se escribe un archivo de texto con el vector correspondiente, añadiendo en cada paso la

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

información de la iteración realizada. De esta forma se obtiene la dinámica espacio-temporal del pulso, y permite un análisis de los eventos que pueden suceder durante la propagación.

Los bloques de análisis permiten de una forma rápida realizar cálculos completos sobre cada uno de los pulsos. Dentro de estos bloques de código podemos distinguir entre:

1. Análisis rápidos y de control
2. Caracterizaciones espacio-temporales

Los análisis rápidos se desarrollan con la premisa de determinar de forma rápida si ha sucedido alguna anomalía durante la propagación numérica. Dentro de este conjunto encontramos gráficas de la evolución de la energía contenida en la propagación y la captura de diferentes planos espacio-temporales en diferentes puntos equidistantes del eje  $z$ .

En general estos dos bloques se utilizan a la vez y aportan una idea superficial de cómo evolucionó el pulso. Gracias al término *skip* seleccionamos una cantidad inferior al valor de puntos tanto en el eje de propagación  $z$ , como en los ejes espacio-temporales. De esta forma es posible reducir notablemente la cantidad de planos  $z$  y puntos a mostrar y permite un análisis rápido con una cantidad de datos inferior a los realmente utilizados en la resolución numérica.

Las caracterizaciones espacio-temporales analizan la totalidad de los puntos que conforman la rejilla espacio-temporal. Quedando a elección del usuario la exploración de un plano  $z$  concreto o el estudio de la propagación a lo largo de todo el eje  $z$ . En éste es posible realizar un mapeado de intensidad espacial, conocer la evolución de las fases del pulso o estudiar la dinámica plano a plano.

### 3.1.2 Simulaciones en C++

El lenguaje C++ presenta algunas diferencias notables con respecto al software MATLAB. En primer lugar, C++ es un lenguaje compilado y de alto rendimiento a diferencia de MATLAB, que es interpretado. Este lenguaje permite crear programas de alto rendimiento ideal para los cálculos intensivos que requieren estas simulaciones.

En MATLAB, las órdenes que el usuario escribe se dirigen hacia un intérprete que las recibe y ejecuta. Siguiendo este proceso, el intérprete ejecuta cada una de las órdenes en orden, traduciendo línea por línea el código. En el lenguaje compilado el proceso es distinto, en este caso el código se traduce directamente a código máquina (órdenes binarias que son interpretadas por la máquina). De esta forma se construye un fichero nuevo donde el código está traducido a una serie de órdenes binarias (ejecutable). Dadas las características de cada uno de los lenguajes, se resumen las diferencias entre ellos en la siguiente tabla:

Lenguaje Interpretado	Lenguaje Compilado
No se genera un ejecutable	Se genera un ejecutable
Traducción del código fuente en cada línea	Traducción a código máquina una sola vez
El software actúa de intérprete y es independiente del hardware	Ejecutable propio para una plataforma concreta (Procesador, Sistema Operativo...)
Menos flexible	Sistema flexible y muy potente
El usuario necesita disponer del código fuente	El usuario necesita el fichero ejecutable
Entorno estable y con una curva de aprendizaje menor	Curva de aprendizaje elevada

Tabla 3.5. Comparación entre los lenguajes interpretados y compilados.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

La tabla (3.5) resume las diferencias entre ambas clases de lenguaje, que en el caso particular de esta tesis doctoral vienen representadas por el código realizado en MATLAB (interpretado) y C++ (compilado).

Es importante resaltar que ambos lenguajes son suplementarios, y por tanto es una ventaja poder disponer de un laboratorio de simulaciones en ambos lenguajes. Un ejemplo claro de que son dos lenguajes con propiedades suplementarias es la posibilidad de generar simulaciones con MATLAB que permiten de forma rápida y sencilla estudiar diferentes situaciones; mientras que C++ nos permite ir a situaciones mucho más complejas, con una carga computacional mayor y parámetros más realistas, dada su capacidad para ser compilado una sola vez creando un fichero ejecutable y evitando de este modo las traducciones de código fuente a código máquina que realizan “al vuelo” los lenguajes interpretados.

#### 3.2 MODIFICACIONES ESPACIALES MEDIANTE XPWG

El efecto no lineal de la generación de ondas con polarización cruzada se utiliza de forma recurrente como un método de limpieza espectral y de mejora de contraste de pulsos de femtosegundo. Este tipo de aplicaciones han sido ampliamente estudiadas durante la última década y suponen un paradigma en el campo de los pulsos ultraintensos, donde el contraste resulta un aspecto primordial, fundamentalmente en la aceleración de partículas mediante láseres.

En una cadena de amplificación de un pulso láser, el pulso semilla se utiliza como *input* para un sistema XPWG, a la salida del mismo el pulso incidente se elimina y el pulso generado por el efecto no lineal será amplificado en las futuras etapas de amplificación del sistema de alta intensidad.

En esta sección se plantea el estudio de la interacción del pulso incidente con el pulso generado por el efecto no lineal. Dada la polarización ortogonal entre ambos pulsos, resulta interesante estudiar

el comportamiento de la polarización en diferentes partes espacio-temporales del haz. Así mismo, el carácter ultrarrápido del efecto no lineal otorga un aspecto diferenciador respecto a otros sistemas de manipulación de la polarización en un pulso de femtosegundo.

### 3.2.1 El modelo simplificado

En primer lugar es necesario recuperar el sistema de ecuaciones que rige el proceso no lineal XPW [10].

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dz} = & i\gamma_1 AAA^* + i\gamma_2 AAB^* + 2i\gamma_3 ABB^* \\ & + i\gamma_3 BBA^* + i\gamma_4 BBB^*, \end{aligned} \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{dB}{dz} = & i\gamma_5 BBB^* + i\gamma_4 BBA^* + 2i\gamma_3 ABA^* \\ & + i\gamma_3 AAB^* + i\gamma_2 AAA^* \end{aligned}$$

Para simplificar la redacción de esta sección consideraremos el campo A como el campo incidente y B como el campo generado por el efecto XPWG. La coordenada  $z$  corresponde al eje longitudinal coincidente con la propagación de la luz y los coeficientes  $\gamma_i$  son los coeficientes que ponderan los distintos efectos no lineales que se producen en este tipo de cristales no lineales. Los coeficientes  $\gamma_1$  y  $\gamma_5$  son los responsables de la automodulación de fase (*Self-phase modulation*, SPM), mientras que los coeficientes  $\gamma_2$  y  $\gamma_4$  son los responsables del efecto XPW produciendo una conversión de A a B ( $\gamma_2$ ) y de B a A ( $\gamma_4$ ). El último término que juega un papel relevante en este tipo de cristales es la modulación de fase cruzada (*Cross Phase Modulation*, XPM). Es importante recordar que en el caso de cristales

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

como el BaF<sub>2</sub> estos coeficientes tienen una serie de relaciones que simplifican su uso. Estas relaciones se explicaron en el capítulo 2, dedicado íntegramente al fenómeno no lineal que nos ocupa. En cualquier caso, es importante recordar que las relaciones que se cumplen son

$$\gamma_2 = \gamma_4 \tag{3.6}$$

$$\gamma_3 = \gamma_5$$

El sistema de ecuaciones que se muestra en (3.5) es complejo y resulta difícil de integrar de forma numérica, ya que una cantidad notable de efectos no lineales tienen lugar dentro del cristal. Por ello, existe en la bibliografía diferentes simplificaciones que, en situaciones determinadas, permiten un estudio donde se aíslan los fenómenos no lineales predominantes [11].

A partir del sistema de ecuaciones (3.5) la simplificación más sencilla que se puede llevar a cabo se basa en buscar regiones de baja eficiencia en el proceso no lineal XPW [12]G. La simplificación descrita en este artículo es aplicable a procesos cuya eficiencia nunca supere el 30%. Es importante remarcar que, puesto que los resultados experimentales muestran eficiencias máximas alrededor del 20%, es posible utilizar en un marco realista dicha simplificación cuando se trabaja en simulaciones de un único cristal.

Por otro lado, es posible obviar algunos de los coeficientes propios del cristal. La comparación de los valores que presentan estos coeficientes muestra que

$$\gamma_{1,2} \gg \gamma_{3,4,5} \tag{3.7}$$

En tal caso, se considera que dentro del cristal no lineal se producirá el efecto XPWG y efecto SPM para el pulso incidente A.

Como consecuencia de estas aproximaciones el sistema de ecuaciones (3.5) se simplifica a

$$\frac{dA}{dz} = -i\gamma_1 |A|^2 A \quad (3.8)$$

$$\frac{dB}{dz} = -i\gamma_2 |A|^2 A.$$

El sistema de ecuaciones (3.8) no contiene ningún tipo de información sobre difracción o dispersión. Además, el campo generado en B es resultado, de forma completamente exclusiva, del campo incidente A. La resolución de este sistema se puede hacer de forma analítica, de esta forma los campos eléctricos A y B son

$$A = A_0 e^{-i\gamma_1 A_0^2 L} \quad (3.9)$$

$$B = A_0 \frac{\gamma_2}{\gamma_1} (e^{-i\gamma_1 A_0^2 L} - 1) \quad (3.10)$$

Las ecuaciones (3.9) y (3.10) describen el pulso A y B en función de los parámetros:  $A_0$  que es la amplitud del pulso incidente, la longitud del cristal L y los respectivos coeficientes  $\gamma$ . Sin embargo, esta simplificación no es capaz de representar las modificaciones espacio-temporales propias de la propagación a través de un material.

La solución de forma analítica responde correctamente a algunos aspectos básicos del comportamiento del cristal no lineal. Mediante las ecuaciones (3.9) y (3.10) se puede analizar la eficiencia del proceso XPW. A continuación se muestra la eficiencia obtenida para distintos ángulos formados entre el pulso incidente y el cristal no lineal.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

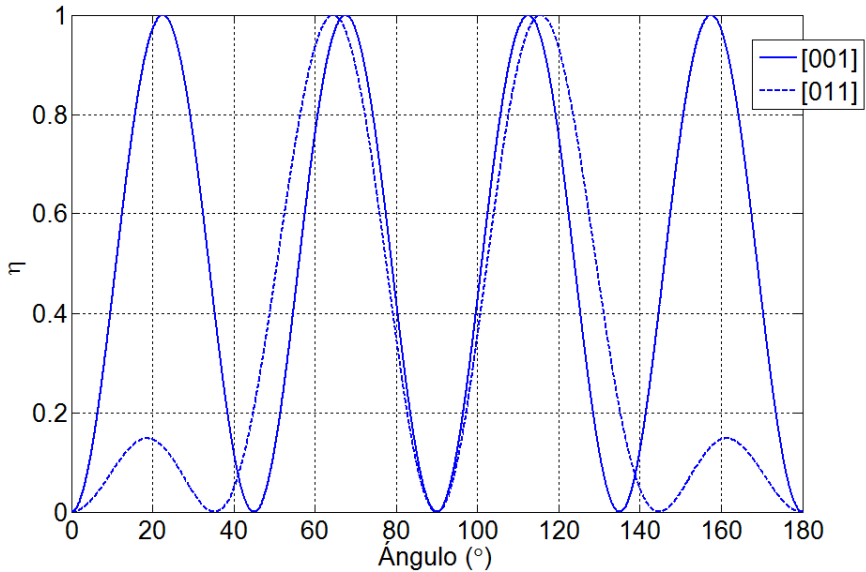


Figura 3.13. Eficiencia obtenida mediante la solución analítica para cristales de BaF<sub>2</sub> con corte *z-cut* [001] (línea sólida) y corte *holo-cut* (línea rayada) en función del ángulo formado por el eje principal de la red cristalina y el eje de polarización lineal del pulso incidente.

La imagen mostrada en la figura (3.13) muestra los mismos resultados que resolviendo el sistema de ecuaciones completo, siempre y cuando la eficiencia sea inferior al 30 %.

El carácter analítico de esta ecuación fuerza que dentro del cristal el pulso no se vea modificado por ninguna fase externa como puede ser la difracción o la dispersión producida por el material.

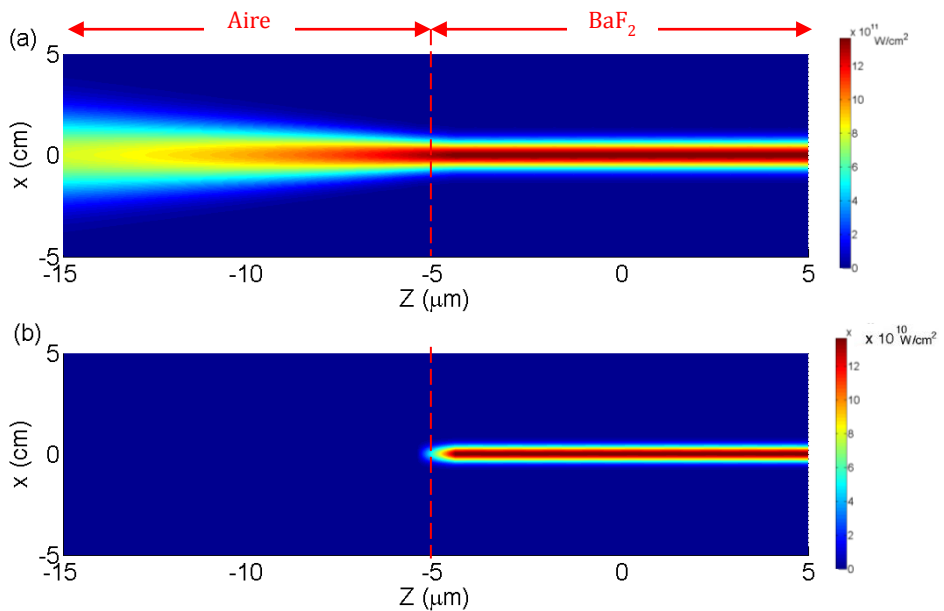


Figura 3.14. Representación de la solución analítica mediante el código de simulación. (a) Mapa de intensidades del pulso A y (b) mapa de intensidades del pulso B.

La figura (3.14) muestra la simulación del comportamiento espacial de un pulso incidente suponiendo que éste se focaliza mediante una lente de distancia focal de 3 cm sobre un cristal de BaF<sub>2</sub> centrado en el plano focal de la lente. Los parámetros del pulso inicial son 1 cm de diámetro, una duración temporal de 35 fs y una energía de 10 nJ.

Se observa que el pulso incidente modifica de forma brusca su comportamiento en la entrada del cristal ya que este modelo analítico del XPWG no incluye difracción o dispersión. Por lo tanto, la solución analítica no considera ninguna modificación de este pulso dentro del cristal, éste se propaga en el interior del mismo como si fuera un pulso colimado. Este comportamiento no es el esperado para la propagación de un haz a través de un medio material.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

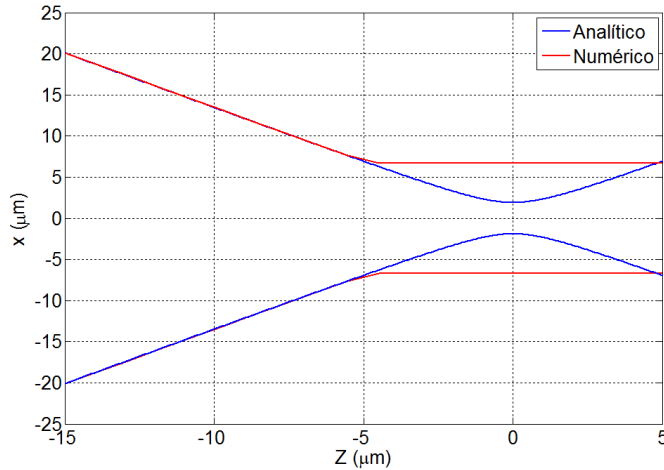


Figura 3.15. Anchura a mitad del máximo (FWHM) espacial para el pulso A. En azul la solución dada por la óptica geométrica y en rojo la solución numérica mediante la ecuación simplificada para el XPW.

La figura (3.15) muestra cómo la propagación numérica no responde de forma correcta a la propagación a través del cristal, debido a la supresión de cualquier fase espacial que induzca una convergencia o divergencia en el haz. Dado que el tamaño espacial y las fases que el pulso A contenga serán heredados por el pulso B, se destaca la imposibilidad de aplicar este tipo de soluciones, a pesar de que en la figura (3.13) se mostrase que la eficiencia obtenida con esta ecuación simplificada sí que era la esperada. La elección de los parámetros para la simulación determina una distancia de Rayleigh.

La distancia de Rayleigh tiene la siguiente expresión

$$Z_{Rayleigh} = \frac{\omega_0(\sigma, f)^2 \cdot \pi}{\lambda} \quad (3.11)$$

Donde  $\omega_0$  es la cintura mínima del haz en el plano focal y que depende del tamaño del pulso antes de la lente ( $\sigma$ ) y de la longitud

focal escogida ( $f$ ). Por tanto, la distancia de Rayleigh para los parámetros seleccionados es de  $z_{\text{Rayleigh}} = 14 \mu\text{m}$ . La relación entre esta distancia y la longitud total del cristal es

$$\xi = \frac{z_{\text{Rayleigh}}}{L_{\text{Cristal}}} = \frac{14}{100} = 0,14. \quad (3.12)$$

La ecuación (3.12) define el *parámetro de divergencia*,  $\xi$ . Este elemento medirá la importancia de la divergencia dentro del cristal y será un parámetro clave para la aplicación de distintos modelos de resolución numérica.

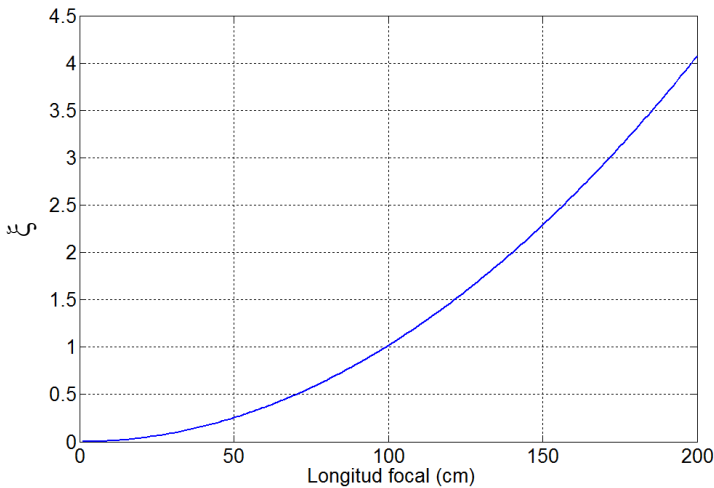


Figura 3.16. Relación del parámetro de divergencia ( $\xi$ ) con la longitud focal de una lente. Parámetros utilizados:  $L_{\text{Cristal}} = 1 \text{ cm}$  y  $\sigma = 0,5 \text{ cm}$ .

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

La gráfica mostrada en la figura (3.16) indica cómo el parámetro de divergencia aumenta al aumentar la distancia focal. Este es el resultado esperado, ya que es bien conocido por la óptica geométrica que éste es el comportamiento habitual de un haz de luz. A medida que aumenta la distancia focal, la divergencia en la zona focal se reduce y el haz tiende a un comportamiento similar a un haz colimado dentro del cristal. Cabe destacar la situación que se encuentra en sistemas de mejora de contraste convencionales. En este tipo de sistemas, se utilizan distancias focales largas, de esta forma se obtiene un haz casi colimado donde la solución analítica se puede aplicar sin riesgo de perder fenómenos físicos relevantes en la descripción de la propagación. A continuación se presentan simulaciones de la solución analítica con parámetros  $\xi \approx 1$  y  $\xi \gg 1$ .



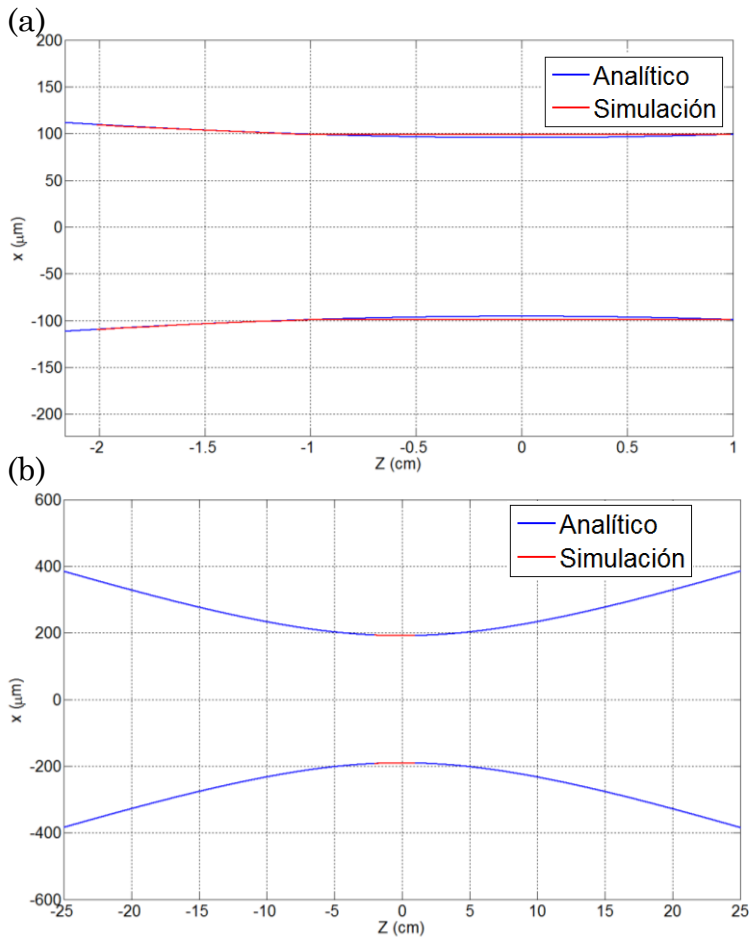


Figura 3.17. FWHM espacial para el pulso A. En azul la solución dada por la óptica geométrica y en rojo la solución numérica mediante la ecuación simplificada para el XPW. Para un valor de  $\xi = 1,7$  (a) y  $\xi = 7,41$  (b).

El resultado de la figura (3.17) revela un comportamiento interesante para el perfil espacial del haz incidente. Cuando el valor de  $\xi$  es notablemente superior a la unidad, el comportamiento de la propagación analítica y la simulación numérica son similares. Siendo posible la utilización de la ecuación simplificada.

A pesar de todo, es necesario destacar que la energía utilizada en estas simulaciones ha sido del orden del nanojulio con la intención de

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

discriminar posibles efectos no lineales derivados de la SPM que está presente en este modelo numérico.

Como es de esperar, si aplicamos energía suficientemente elevada como para producir dicho efecto no lineal, el modelo analítico pierde validez, puesto que dentro del cristal no se considera ninguna modificación de las fases espaciales del pulso y por descontado tampoco de las fases no lineales que se puedan añadir.

En conclusión, la solución simplificada del sistema de ecuaciones (3.5) resulta ser una buena herramienta cuando se cumplen los siguientes requisitos:

1. La energía que se extrae en el pulso XPW es inferior al 30%
2. Los coeficientes que rigen los efectos no lineales del XPM y SPM son despreciables respecto al coeficiente que produce XPW
3. Se cumple que el parámetro de divergencia  $\xi \gg 1$

Las ecuaciones (3.9) y (3.10) rigen el proceso de tal forma que el pulso B se genera en un único paso y, como se ha visto en las páginas precedentes, no tiene consideración de la propagación del pulso dentro del cristal no lineal.

Más allá de las posibles discrepancias que puede presentar en una simulación numérica, existe un aspecto que de forma experimental se ha mostrado en sistemas de mejora de contraste de 2 cristales [13], [14]. El pulso XPW se genera a lo largo de toda la propagación dentro del cristal no lineal y, en situaciones donde  $\xi$  es menor que 1, las fases espaciales que rigen la propagación del pulso A se modificarán dentro del cristal. Por lo tanto, el campo generado B va a presentar unas variaciones de la fase espacial debido a la herencia inducida por el pulso A en el efecto no lineal. Este tipo de interferencias entre diferentes partes del pulso B se observan en los sistemas XPWG dobles, como el utilizado en el sistema láser STELA (Ver figura 3.18).

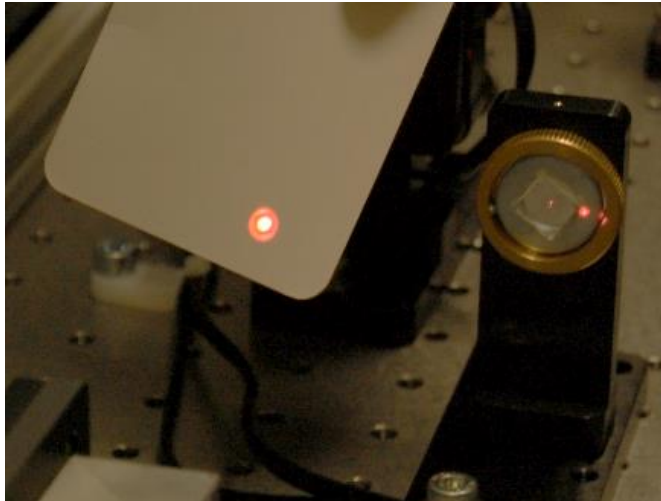


Figura 3.18. Imagen de los anillos de interferencia producidos por el sistema XPWG de doble cristal.

En los sistemas XPWG con dos cristales se observa un haz con un spot central iluminado, rodeado por un anillo. Esto se debe a que el pulso generado en ambos cristales produce interferencias constructivas-destructivas derivándose en una estructura como la mostrada en la figura (3.18).

En definitiva, resulta importante encontrar un modelo que, sin alejarse de la sencillez del modelo simplificado, permita reproducir y explicar este tipo de dinámicas dentro del cristal. Para ello, es necesario idear un modelo en el cual la generación del pulso XPW se produzca para cada paso  $\delta z$  que se realice.

Teniendo en cuenta todas las consideraciones realizadas en el capítulo 1 y 2, se resolverá la siguiente NLSE

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 A - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + i \frac{k'''}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + i \gamma_1 |A|^2 A, \quad (3.13)$$

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

$$\frac{\partial B}{\partial z} = \frac{i}{2k} \nabla_{\perp} B - i \frac{k''}{2} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} + i \frac{k'''}{6} \frac{\partial^3 B}{\partial t^3} + i\gamma_5 |B|^2 B - i\gamma_2 |A|^2 A$$

El término XPW que se propone utilizar resuelve de forma iterativa la generación del efecto no lineal. De esta forma la ecuación que rige el efecto es

$$A(z + \delta z) = A_0 e^{-i\gamma_1 A_0^2 (z + \delta z)}, \quad (3.14)$$

$$B(z + \delta z) = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} A_z (e^{-i\gamma_1 |A_z|^2 (z + \delta z)} - e^{-i\gamma_1 |A_z|^2 z}) + B(z)$$

La solución mostrada por la ecuación (3.14) es una generalización del resultado obtenido anteriormente y nos referiremos a ella como *solución integral*. Un ejemplo de la generalidad de esta solución es la siguiente. Si se considera la propagación de un haz colimado, los dos primeros pasos dentro del cristal serán

$$B(\delta z) = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} A_0 (e^{-i\gamma_1 |A_0|^2 \delta z} - 1) \quad (3.15)$$

$$B(\delta z + \delta z) = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} A_{\delta z} (e^{-i\gamma_1 |A_{\delta z}|^2 (2\delta z)} - e^{-i\gamma_1 |A_{\delta z}|^2 \delta z}) + B(\delta z) \quad (3.16)$$

Debido a que se está suponiendo un pulso colimado, se puede considerar que  $A_0 = A_{\delta z}$ , por lo que la ecuación se puede reescribir como

$$B(\delta z + \delta z) = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} A_{\delta z} (e^{-i\gamma_1 |A_{\delta z}|^2 (2\delta z)} - 1) \quad (3.17)$$

Si se considera que el pulso se propaga una distancia  $z = L_{cristal}$  se obtiene la *solución analítica*

$$B(z = L_{cristal}) = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} A_0 (e^{-i\gamma_1 A_0^2 L} - 1) \quad (3.18)$$

Por lo tanto, la ecuación (3.18) muestra que la *solución analítica* es un caso particular de la ecuación (3.14), donde se considera que el pulso se propaga de forma colimada.



### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

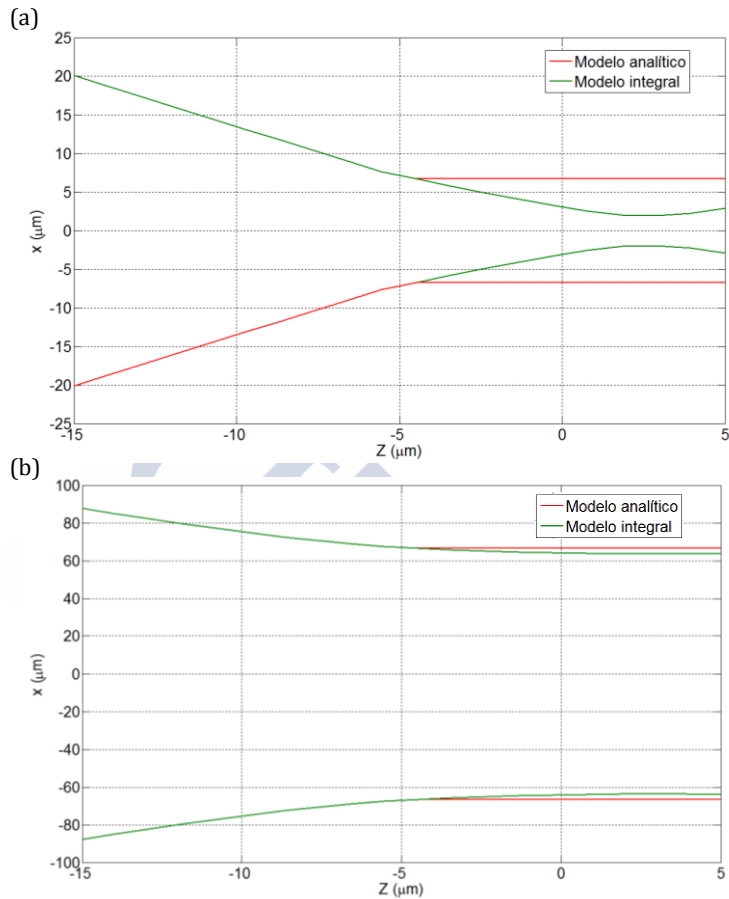


Figura 3.19. FWHM espacial para el pulso A. En (a) el valor de  $\xi = 0,1$  y en (b)  $\xi = 1,6$ . La línea roja se corresponde con el modelo numérico aplicando la *solución analítica*; la línea verde se corresponde con la resolución numérica para la *solución integral*.

En la figura (3.19) se vuelve a mostrar cómo el parámetro  $\xi$  da buena cuenta de las situaciones donde la *solución analítica* es aplicable. En la figura (3.19)(a) se observa que la *solución integral* reproduce fielmente la propagación dentro del cristal no lineal. Para la figura (3.19)(b) el resultado entre ambas soluciones es similar, esto se debe a que el valor  $\xi$  es ligeramente superior a 1. Por lo tanto, el pulso

se propaga dentro del cristal de forma colimada y ambas soluciones convergen.

En conclusión, la *solución integral* resulta ser una generalización de la *solución analítica* y, para valores de  $\xi \geq 1$  se obtiene la solución particular mostrada en (3.9).

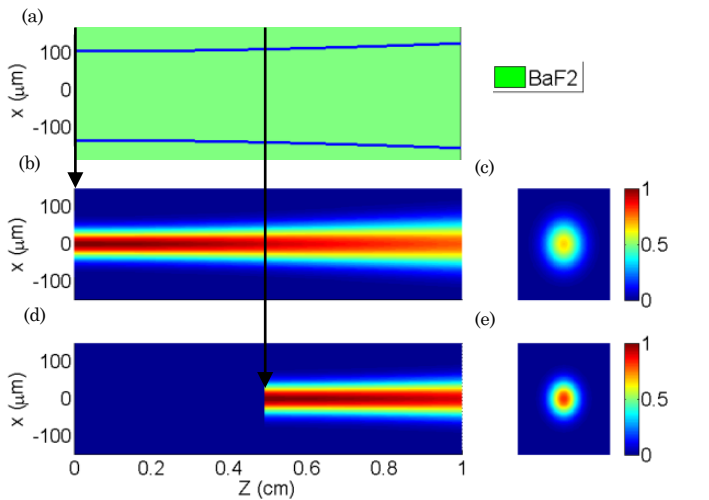


Figura 3.20. Resultado de la *solución integral*. En (a) una representación del FWHM del pulso A dentro del cristal de BaF<sub>2</sub>, (b) y (d) son el perfil de intensidad para el pulso generado en los planos  $z = 0$  cm y  $z = 0,5$  cm, respectivamente. (c) y (e) son el plano transversal del pulso B en  $Z = 1$  cm para los pulsos generados en los planos  $z = 0$  cm y  $z = 0,5$  cm, respectivamente. El paso utilizado para la simulación es de  $dz = 1 \mu\text{m}$ .

La figura (3.20) es un ejemplo donde se observa la dinámica del pulso B dentro del cristal no lineal. Para la explicación de esta figura, se refiere como  $B_0$  al pulso generado en el plano  $Z = 0$  y que es producto del efecto XPWG en el pulso A ( $Z=0$ ). El pulso generado en  $Z = n \cdot \delta z$  se denominará  $B_n$ . Los campos B debido al efecto no lineal se pueden reescribir como

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

$$B_1 = B(Z = 0) = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} A_0 (e^{-i\gamma_1 A_0^2 \delta z} - 1) \quad (3.19)$$

$$B_n = B(Z = n \cdot \delta z) = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} A_{n-1} (e^{-i\gamma_1 A_{n-1}^2 (n \cdot \delta z)} - e^{-i\gamma_1 A_{n-1}^2 (n-1) \delta z}) \quad (3.20)$$

Las ecuaciones (3.19) y (3.20) rigen el pulso XPW debido al pulso incidente A. La figura (3.20) muestra la evolución de ambos campos dentro del cristal, correspondiendo las figuras (3.20) (b) y (c) al pulso  $B_0$  y las (3.20) (d) y (e) al pulso  $B_n$ . Como se puede observar, las fases inducidas por  $A_0$  sobre el pulso  $B_0$  hacen que el haz adquiera una cierta fase divergente en la zona posterior del cristal, de esta forma se observa en la figura (3.20)(c) que el pulso tiene un tamaño ligeramente mayor que en el pulso  $B_n$ . Por otro lado, en la figura (3.20)(d) se observa que la energía en la cara posterior del cristal está más concentrada en la zona central si se compara con el pulso  $B_0$ . Esto se debe a que el campo  $A_n$  induce unas fases espaciales diferentes a las que induce  $A_0$  en el pulso XPW correspondiente.

Es importante remarcar que en todos los planos donde se genera pulso  $B_i$ , éstos se tienen que sumar de forma coherente con los generados previamente, por lo tanto en la cara posterior del cristal se obtiene un pulso de la forma

$$B(Z = N \cdot \delta z) = B_N + \sum_{i=0}^{N-1} B_i. \quad (3.21)$$

La *solución integral* añade de forma coherente todas las contribuciones que el pulso B va adquiriendo a lo largo del cristal. En cada punto de la propagación el pulso  $B(z+\delta z)$  es el resultado de la suma coherente del pulso B previo,  $B(z)$ , y de la adición de nuevas fases espaciales producidas en el nuevo paso  $\delta z$ . Esta condición de coherencia es fundamental en este modelo ya que permitirá que el

campo B aumente o disminuya su amplitud en virtud de las fases de los campos que contribuyen a un mismo punto en la propagación.

Para clarificar la dinámica del pulso B dentro del cristal, se muestra la siguiente figura.

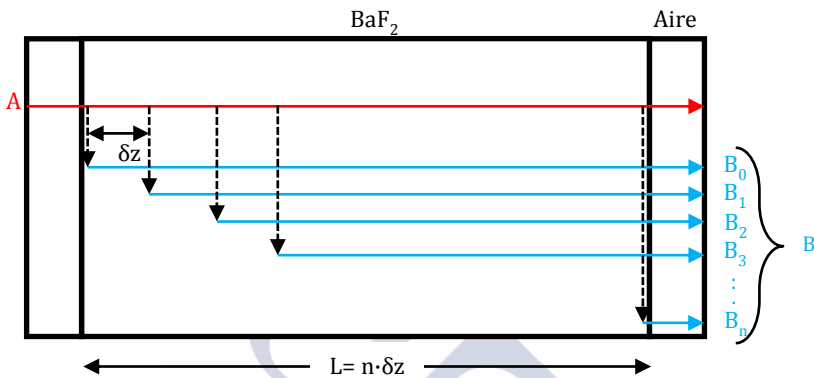


Figura 3.21. Ilustración de la generación del pulso B dentro de un cristal de  $\text{BaF}_2$ .

La figura (3.21) muestra la dinámica del pulso B dentro del cristal no lineal con este modelo. El traspaso de información del pulso A al pulso B será determinante para los resultados que se mostrarán en las próximas páginas.

Todo lo que se ha mencionado anteriormente hace inevitable que se establezca una condición en la solución integral para el tamaño del paso. Para valores de  $\xi > 1$  la *solución analítica* es válida y, por lo tanto, el tamaño del paso realizado en la *solución integral* no será crítico. Sin embargo, para valores de  $\xi < 1$  el tamaño de paso  $\delta z$  seleccionado será crucial.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

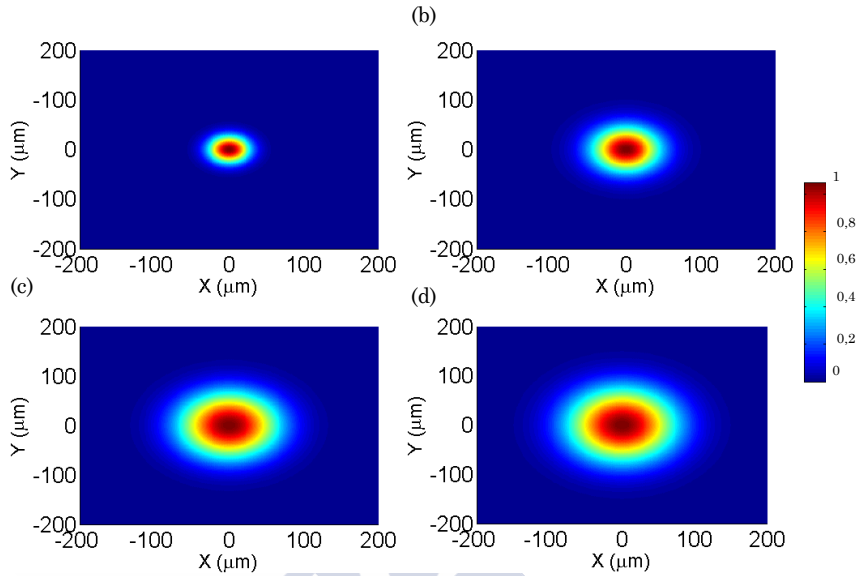


Figura 3.22. Mapa de intensidades a la salida de un cristal de  $\text{BaF}_2$ . El tamaño del paso  $\delta z$  varía para cada una de las imágenes mostradas, siendo así  $\delta z = 1$  cm (a),  $\delta z = 0,5$  cm (b),  $\delta z = 0,1$  cm (c) y  $\delta z = 0,05$  cm (d).

La figura (3.22) muestra el mapa de intensidad normalizada a la salida de un cristal para diferentes valores de  $\delta z$  y un  $\xi = 0,53$ . Los resultados obtenidos muestran que existe un valor umbral, para el cual la propagación no se ve afectada por  $\delta z$ . Tanto la figura (3.22)(a) como la (3.22)(b) muestran valores visiblemente diferentes a los obtenidos en los casos (3.22)(c-d).

A partir de la divergencia de un haz gaussiano se obtiene la siguiente ecuación.

$$\xi_y = \tan(\theta_{div}) \cdot \delta z \quad (3.22)$$

$$\text{donde } \theta_{div} = 2 \frac{\omega_0}{z_R}$$

En la siguiente tabla se muestran los resultados de dos configuraciones particulares. En la primera de ellas se enfoca el haz con una lente de 100 cm de distancia focal y en el segundo caso se utilizan una lente de 60 cm de distancia focal.

f = 100 cm			f = 60 cm		
$\delta z$ (cm)	$\theta_{div}$	$\xi_y$	$\delta z$ (cm)	$\theta_{div}$	$\xi_y$
1	0,003	80	1	0,005	132
0,5	0,003	40	0,5	0,005	66
0,1	0,003	8	0,1	0,005	13
0,05	0,003	4	0,05	0,005	6,7
0,01	0,003	0,8	0,01	0,005	1,33
0,005	0,003	0,4	0,005	0,005	0,667

Tabla 3.6. Resultados obtenidos para el parámetro  $\xi_y$ .

Como cabe esperar, la tabla (3.6) muestra que para valores similares de  $\theta_{div}$  los resultados de  $\xi_y$  son diferentes. Un ejemplo es el caso de  $\delta z = 1$  cm, donde con la focal más corta el aumento de la cintura de haz es de 132  $\mu\text{m}$ , mientras que con la focal más larga el aumento es de 80  $\mu\text{m}$ . De la realización de múltiples pruebas se estableció como valor óptimo el  $\delta z$  que permite que  $\xi_y < 5$ .

Con la finalidad de dotar de más respaldo a esta versión de la ecuación simplificada, se realiza una comparación de la fase no lineal simulada por este modelo con los resultados publicados por *Illiev et al* [15]. Los resultados obtenidos en este artículo muestran la fase no lineal adquirida en un esquema de baja eficiencia, donde solo el SPM es el responsable de la fase no lineal en el pulso A.

En esta situación se define una expresión analítica para el pulso B

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

$$B(z) = -i\gamma_2 A_0^2 a_0 z \operatorname{sinc} \left[ \frac{\Delta k z}{2} \right] \exp \left( \frac{\gamma_1 + \gamma_3}{2} A_0 z \right) \quad (3.23)$$

A partir de la ecuación (3.23) es posible extraer una relación de la fase no lineal acumulada para distintos valores de B-integral. Este parámetro se define como  $B \equiv k_0 \int_0^z n_2 \cdot I \cdot dz$  y, de forma similar al parámetro S tiene en cuenta la fase no lineal.

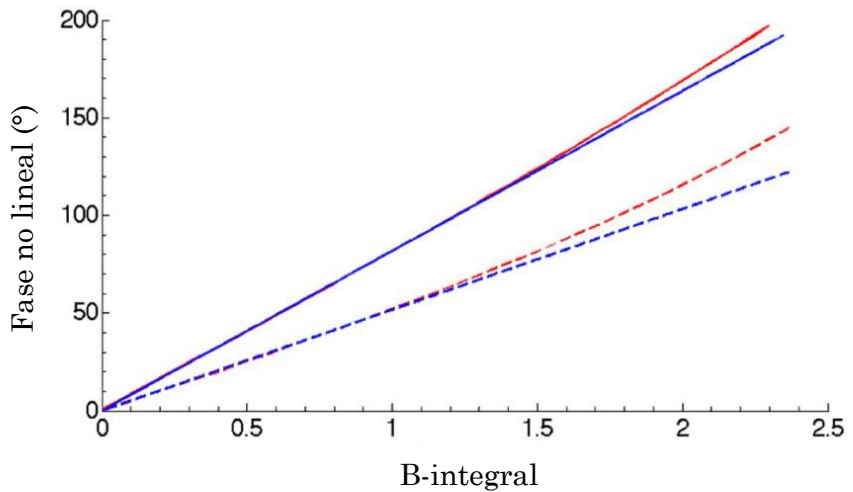


Figura 3.23. Fase no lineal acumulada dentro de un cristal de  $\text{BaF}_2$ . Se representa el pulso A (línea sólida) y el pulso B (línea rayada). En azul se muestra el resultado dado por la ecuación (3.22) y en rojo el resultado mediante la *solución integral*.

Los resultados que se obtienen en la figura (3.23) muestran un comportamiento similar en la solución analítica de la ecuación (3.23) y en el modelo numérico que se ha presentado. Las discrepancias entre ambas soluciones quedan patentes a partir de un valor B-Integral  $> 1.5$ . Para valores de B-Integral  $> 1$  la autofocalización comienza a superar a la difracción, por lo que en esta situación el haz colapsaría dentro del cristal. Por lo tanto, las simulaciones deben quedar restringidas a situaciones donde la B-integral no presenta valores

mayores que 1,5. En todas las simulaciones que se muestran a continuación se realizó un control en cada iteración del valor de B-integral. De esta forma el código es capaz de enviar un mensaje de error si se supera el valor umbral, permitiendo la parada de la simulación sin tener que esperar a que se realice de forma completa.

De las páginas anteriores se observa cómo la ecuación (3.14) simula correctamente el comportamiento de ambos pulsos dentro del cristal. A continuación el trabajo se centrará en una situación particular, donde la dinámica obtenida por la simulación revela una propagación más compleja que la situación habitual para sistemas de 1 solo cristal. El objetivo de la siguiente simulación es mostrar y estudiar los fenómenos espacio-temporales que pueden aparecer con el efecto XPWG en situaciones en las que el espesor del cristal es comparable o menor a la distancia de Rayleigh ( $\xi < 1$ ). El pulso A se describe con la siguiente ecuación

$$A(\rho, t, z = -f) = \sqrt{I_0} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma^2} - \frac{t^2}{\tau^2} - i\frac{\kappa\rho^2}{2f}\right) \quad (3.24)$$

El pulso A está definido por un diámetro  $\sigma = 1$  cm y una duración temporal de  $\tau = 20$  fs, una energía de  $1 \mu\text{J}$  y una longitud de onda centrada en  $\lambda = 800$  nm. La longitud focal de la lente es de  $f = 20$  cm. El modelo numérico se desarrolla a través de tres bloques de aire-BaF<sub>2</sub>-Aire. El tamaño del cristal de BaF<sub>2</sub> utilizado es de  $L = 500 \mu\text{m}$  y las características ópticas de este sistema aire-cristal se encuentran resumidas en la siguiente tabla.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

Parámetro	Aire	BaF <sub>2</sub>
$n_2$ [cm <sup>2</sup> / W]	$3,2 \cdot 10^{-19}$	$3,2 \cdot 10^{-16}$
$k_0$ [cm <sup>-1</sup> ]	$7,85 \cdot 10^4$	$1,15 \cdot 10^5$
$k''$ [fs <sup>2</sup> /cm]	0,2	360
$k'''$ [fs <sup>3</sup> /cm]	0	200

Tabla 3.7. Parámetros ópticos utilizados en los bloques de aire y BaF<sub>2</sub>.

Con los parámetros mostrados en la tabla anterior, se realiza la simulación numérica con 3 códigos distintos, estos son:

1. *Solución analítica*
2. *Solución integral* suprimiendo los campos B generados posteriormente. Por sencillez de ahora en adelante se referirá a esta solución como *solución integral parcial*
3. *Solución integral completa*

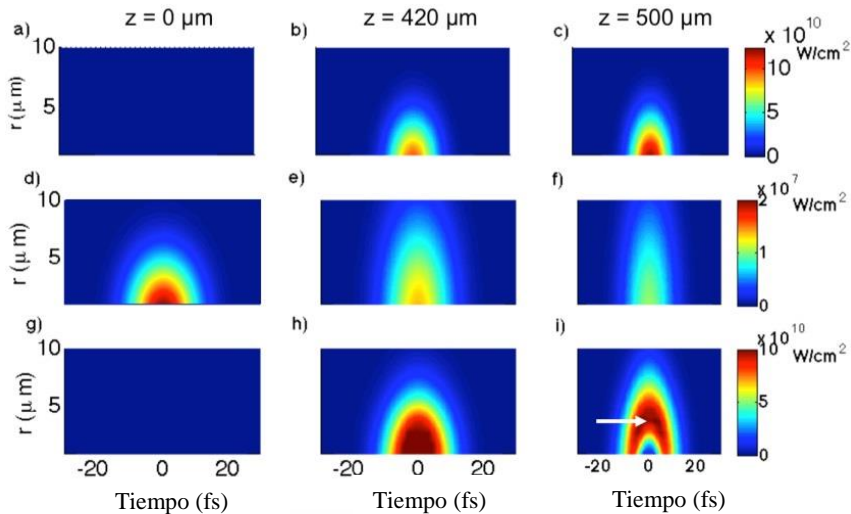


Figura 3.24. Intensidad del pulso B en función del tiempo y la coordenada radial  $p$ . Se muestran los planos transversales de un pulso en distintas posiciones de un cristal de  $\text{BaF}_2$  mediante la *solución analítica* (a-c), la *solución integral parcial* para el pulso B ( $z = 0$ ) (d-f) y la *solución integral* (g-i). La flecha blanca en (i) indica el desplazamiento del máximo de intensidad en el eje radial.

La figura (3.24) muestra el perfil espacio-temporal de la onda B en tres posiciones distintas del cristal y para las tres soluciones descritas anteriormente. Las figuras (3.24)(a-c) corresponden a la solución analítica; éstas muestran una propagación adifraccional dentro del cristal, dado que el modelo solo tiene en cuenta la intensidad de entrada y la longitud del cristal. En consecuencia, ni la dispersión ni la difracción se representan en este modelo.

Las imágenes (3.24)(d-f) muestra el campo B generado en tres planos distintos del cristal cuando se utiliza la *solución integral parcial*. En este caso se observa la propagación del pulso generado en el primer paso donde el pulso incidente genera un pulso XPW. Este pulso se propaga de forma divergente desde la parte frontal del cristal, de tal forma que en la cara posterior del cristal el pulso presenta un mayor tamaño.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

Finalmente, las imágenes 3.24(g-i) se corresponden con la *solución integral*. En este caso el modelo conserva la información de todos los pulsos XPW generados en cada uno de los pasos dentro del cristal. Existen dos aspectos importantes que se pueden destacar en esta simulación. En primer lugar, el pulso B evoluciona en el cristal debido a la difracción y a la dispersión dada la suma coherente de los pulsos B precedentes y de las fases que éstos portan. La energía del pulso B va aumentando a medida que el pulso incidente atraviesa el cristal, además el pulso A induce fases al pulso XPW en cada uno de los pasos dentro del cristal.

Debido a las modificaciones espaciales producto del efecto Kerr en el pulso incidente, el pulso XPW adquiere una fase no lineal. En consecuencia, el pulso B adquiere fases notablemente diferentes en función de la zona del cristal que se esté atravesando.

Los aspectos comentados anteriormente son la causa de la estructura compleja que se observa en las figuras (3.24)(h) y (3.24)(i). Se puede observar un corrimiento del máximo de intensidad desde la zona central del pulso. Este corrimiento se ve aumentado a medida que el pulso se propaga dentro del cristal. En la imagen (3.24)(i), que representa la intensidad en la cara anterior del cristal, el pico de intensidad se encuentra en  $\rho = 4 \mu\text{m}$ .

El resultado mostrado por la *solución integral* no se observa en los esquemas habituales de mejora de contraste de pulso, aunque cabe recordar que estos esquemas hacen uso de lentes cuya distancia focal es larga. Sin embargo, el fenómeno de la interferencia entre distintos pulsos B generados en cristales como el  $\text{BaF}_2$  sí que se ha reportado en esquemas de doble cristal [16].

A continuación se analiza el comportamiento de distintos sectores del pulso B generado dentro del cristal de  $\text{BaF}_2$ . Para acometer este análisis, el cristal se divide en tres regiones. De esta forma el modelo numérico solo tiene en cuenta la generación del pulso dentro de una de estas regiones. Las zonas se dividen de la siguiente forma: una primera región comprendida entre  $z = 0$  hasta  $z = 150 \mu\text{m}$ ; la

segunda región de  $z = 150 \mu\text{m}$  hasta  $z = 350 \mu\text{m}$  y, finalmente la tercera región desde  $z = 350 \mu\text{m}$  hasta  $z = 500 \mu\text{m}$ .

Con la modificación propuesta es posible estudiar con detalle cómo se comporta la generación del pulso B en cada una de las regiones a medida que éste se propaga dentro del cristal. En primer lugar se muestra el perfil espacial del pulso incidente dentro del cristal de  $\text{BaF}_2$ .

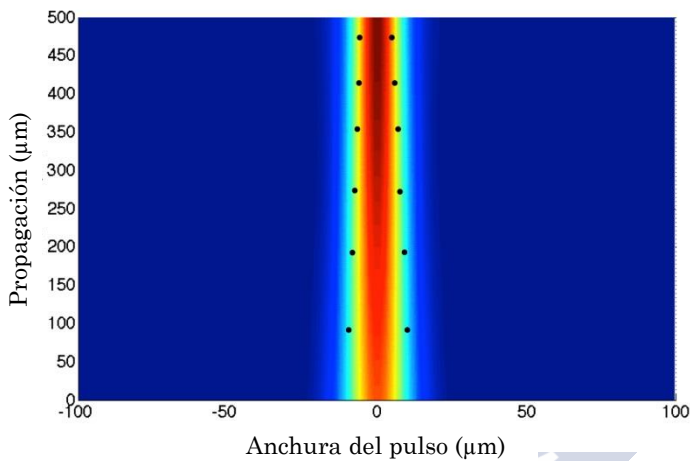


Figura 3.25. Propagación espacial del pulso incidente, A, dentro del cristal de  $\text{BaF}_2$ . Los puntos negros representan el valor del FWHM.

La figura (3.25) muestra la propagación del pulso  $A(\rho,t)$  una vez se integra para todo el eje temporal. Se observa que este pulso está focalizándose durante toda la propagación, a pesar de que el plano focal de la lente convergente se sitúa en  $z = 250 \mu\text{m}$  (recordemos que en esta simulación el cristal se sitúa de tal forma que su centro se encuentra en el plano focal de la lente convergente que se selecciona). La focalización durante todo el cristal se debe a que la intensidad es suficiente para que el efecto Kerr se manifieste en la simulación.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

La figura que se muestra a continuación revela la dinámica del pulso B cuando se genera en cada una de las regiones anteriormente comentadas.

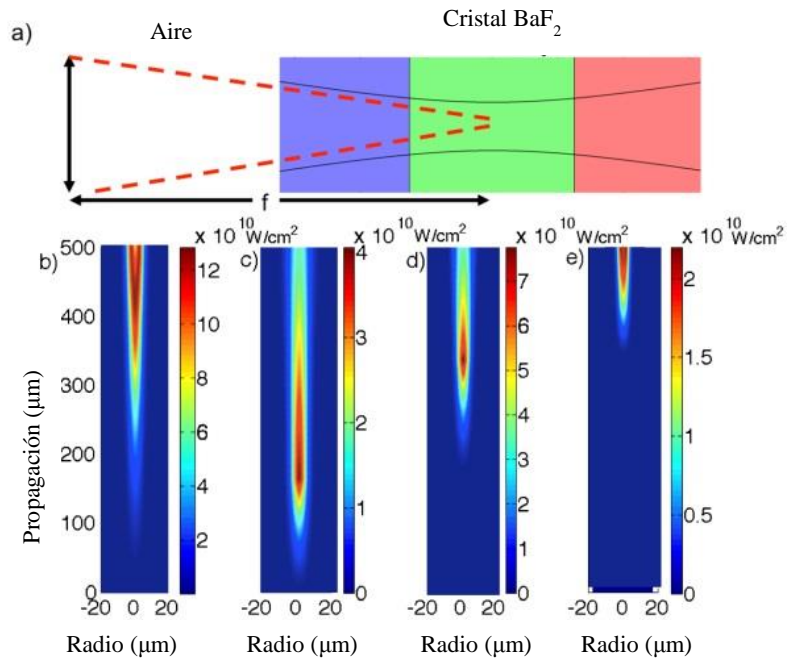


Figura 3.26. Propagación espacial utilizando la *solución integral*: (a) esquema de la propagación con las diferentes regiones donde se permite la generación del pulso XPW, (b) Propagación espacio-temporal del pulso completo, (c) generación del pulso en la primera región y su posterior propagación, (d) propagación del pulso B generado en la segunda región y (e) generación y propagación del pulso generado en la tercera sección del cristal. Las tres simulaciones se realizan con los mismos parámetros y solo se modifica la parte del cristal donde se permite el efecto XPWG.

La figura (3.26)(a) representa las diferentes regiones donde, en simulaciones diferentes, se permite la generación del pulso XPW. Es importante tener en cuenta que esta figura es una representación para simplificar la explicación del fenómeno y, de ningún modo, la escala

del cristal se corresponde con la real ( $L_{\text{cristal}} = 500 \mu\text{m}$  frente a la focal de la lente de  $f = 20 \text{ cm}$ ). En la figura (3.26)(b) se observa la propagación completa del pulso B, es decir, la simulación que resulta de esta imagen es aquella en la que el pulso A induce un pulso B en todo el cristal de  $\text{BaF}_2$ . La imagen muestra la evolución del pulso  $B(\rho, t = 0)$  a lo largo del eje  $z$ . En la figura (3.26)(c), el pulso B solo se genera en la primera sección del cristal para posteriormente propagarse de forma libre en las siguientes secciones del cristal. Se observa que el pulso tiene un comportamiento adifraccional durante su propagación debido al pequeño efecto Kerr que induce el pulso A sobre el pulso B. El pulso B generado en la segunda sección, representado en la figura (3.26)(d), muestra un pulso mucho más focalizado debido a que el efecto Kerr inducido dentro del cristal es mucho más intenso que en la primera región, sin embargo no se observa ningún tipo de patrón de intensidad y el pulso tiene un comportamiento estándar. Finalmente, la figura (3.26)(e) muestra la generación en la última sección del cristal de  $\text{BaF}_2$ . Como en los casos anteriores, el pulso se focaliza debido al efecto Kerr inducido en el cristal, hasta alcanzar la parte posterior del cristal no lineal.

Es interesante remarcar que, si se observa el plano transversal de cada una de estas simulaciones en la cara posterior del cristal, no se observa un patrón interferencial en ninguno de los modelos donde el efecto XPW se realiza en secciones diferenciadas dentro del cristal. Sin embargo, la figura (3.26)(b) sí que muestra un patrón interferencial. A continuación se muestra una imagen de la distribución de intensidad obtenida a la salida del cristal, en un caso donde la energía del pulso incidente es  $E = 5 \mu\text{J}$ .

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

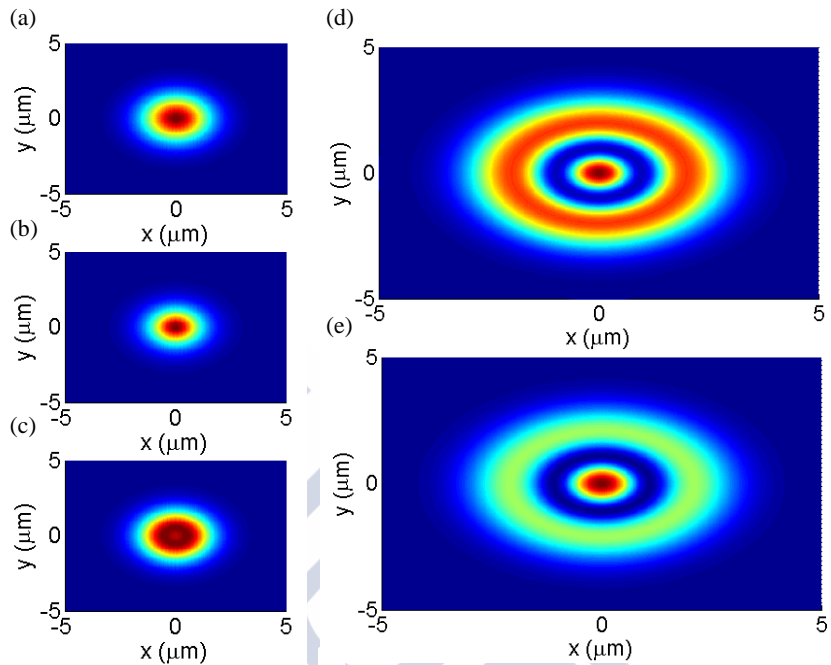


Figura 3.27. Imagen transversal de la intensidad del pulso para un pulso generado en la primera, segunda y tercera región (a-c), respectivamente. En (d) se muestra la intensidad del pulso XPW cuando el efecto se produce en la totalidad del cristal y (e) la suma coherente de los pulsos de la primera, segunda y tercera región en la cara posterior del cristal.

La figura (3.27) hace patente el carácter interferométrico de lo que sucede dentro del cristal. Siendo la figura (3.27)(d) el resultado obtenido mediante la *solución integral*, se observan una serie de anillos que no están presentes en las figuras (3.27)(a-c) pertenecientes a los pulsos B generados en cada una de las secciones del cristal no lineal. Finalmente, en la figura (3.27)(e) se muestra la suma coherente de estos tres campos. En este caso la figura sí que revela un patrón interferencial similar al obtenido en la figura (3.27)(d). Es importante remarcar que las intensidades obtenidas en las figuras (3.27)(d) y (3.27)(e) no son exactamente iguales. Esto se debe a que durante la solución en todo el cristal, la energía del pulso incidente se va

reduciendo a medida que ésta se cede al pulso XPW, por lo que la propagación no es exactamente igual que cuando solo se permite esta cesión de energía en una sección concreta del cristal. En consecuencia, fases espaciales como el efecto Kerr son ligeramente diferentes en el caso de la suma coherente de los tres perfiles transversales y la generación del pulso XPW en la totalidad del cristal.

A continuación, retomamos la simulación realizada en la figura (3.26). Las fases contenidas en el pulso B son el producto de las fases inducidas por el pulso A y la propia propagación dentro del cristal. Por ello es importante realizar un análisis de las fases adquiridas en las distintas regiones definidas dentro del cristal.

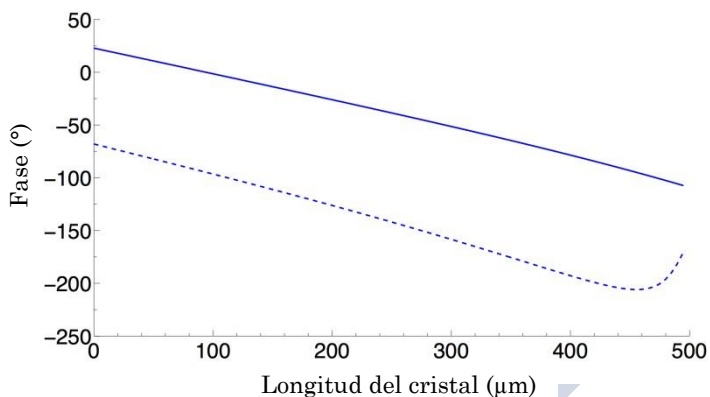


Figura 3.28. Evolución de la fase para el pulso A (línea sólida) y el pulso B (línea rayada) dentro del cristal. A partir de  $z = 460 \mu\text{m}$  se observa un cambio en la evolución de la fase para el pulso B.

La figura (3.28) muestra cómo el pulso A induce una fase al pulso B durante la propagación dentro del cristal, sin embargo, en las zonas próximas a finalizar la propagación dentro del cristal se produce un punto de inflexión y la fase del pulso B aumenta. Utilizando la *solución integral parcial* se registra la fase adquirida en cada una de las regiones del cristal de  $\text{BaF}_2$ .

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

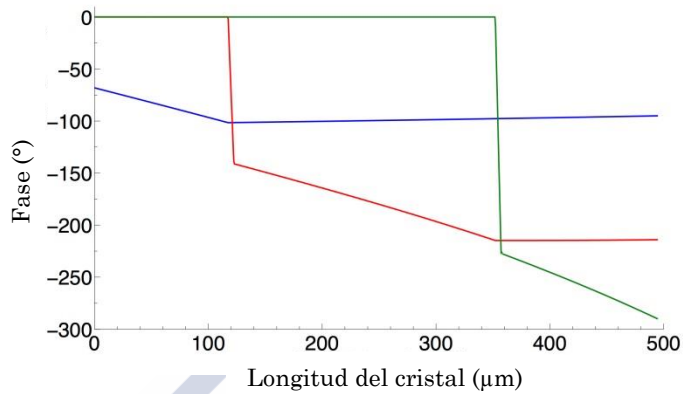


Figura 3.29. Evolución de la fase para el pulso B. Se muestran las fases adquiridas para tres simulaciones distintas utilizando la *solución integral parcial*: (azul) para la primera región, (rojo) para la segunda región y (verde) para la tercera región.

La figura (3.29) subraya la importancia de la propagación libre del pulso B dentro del cristal, así como la evolución de la fase cuando tan solo una parte de la contribución está presente. La línea azul indica la evolución de la fase cuando el pulso XPW se genera en la primera región del cristal. En la zona donde se genera dicho pulso la fase inducida por el pulso A gobierna la evolución de la fase del pulso B, tras abandonar esta región la fase del pulso se modifica abruptamente. Esta descripción se puede aplicar del mismo modo tanto a la evolución de la fase en la segunda región como en la tercera.

A partir de la figura (3.28) y la figura (3.29) es posible concluir que los pulsos generados en la figura (3.27)(a) y (3.27)(b) son los principales responsables de la distribución de intensidades observada en la figura (3.27)(d). En definitiva, la parte del pulso B generado en las primeras partes del cristal no lineal es capaz de producir estos patrones de intensidad.

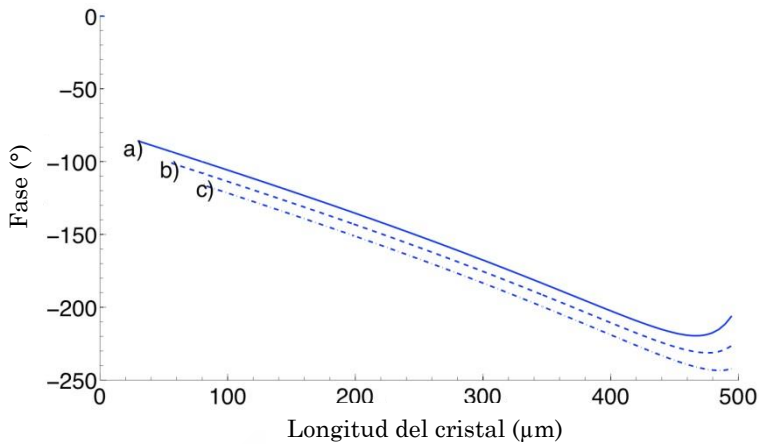


Figura 3.30. Evolución de la fase del pulso B generado a distancias dentro del cristal: (a) 60  $\mu\text{m}$ , (b) 70  $\mu\text{m}$  y (c) 80  $\mu\text{m}$ .

Mediante la figura (3.30) se deja patente que la modificación observada en la figura (3.28) es producto de las primeras contribuciones del pulso B. La adición de 20  $\mu\text{m}$  entre la línea sólida (a) y la punteada (c), en la figura (3.30), es suficiente para que la fase al final del cristal se modifique y ello implique una modificación de la distribución espacial del pulso. Por lo tanto, el patrón interferencial está directamente relacionado con las primeras contribuciones del pulso B, inducidas por el pulso A debido al efecto no lineal.

En definitiva, el anillo que se observa en la figura (3.24)(i) se debe a la suma coherente de las contribuciones del pulso B que se han ido generando a medida que el pulso A se ha propagado dentro del cristal.

La generación de este tipo de patrones de intensidad no sucede en todas las situaciones posibles. Para poder observar este fenómeno, la longitud de Rayleigh debe ser comparable con el tamaño del cristal. Esto es lo mismo que decir que el parámetro de divergencia  $\xi$  sea igual o menor que 1. Cuando  $\xi < 1$  la componente difractiva del pulso será relevante, este efecto añadido a intensidades elevadas capaces de producir efecto Kerr serán los principales responsables de que las

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

fases del pulso B generado sean distintas a medida que el pulso se propaga dentro del cristal.

Como se ha mostrado anteriormente, el efecto Kerr juega un papel importante en la generación de este tipo de patrones de intensidad. Para ello es posible analizar estas simulaciones mediante la fase no lineal acumulada (B-integral). A continuación se muestra la evolución de la B-integral a lo largo del cristal de BaF<sub>2</sub>.

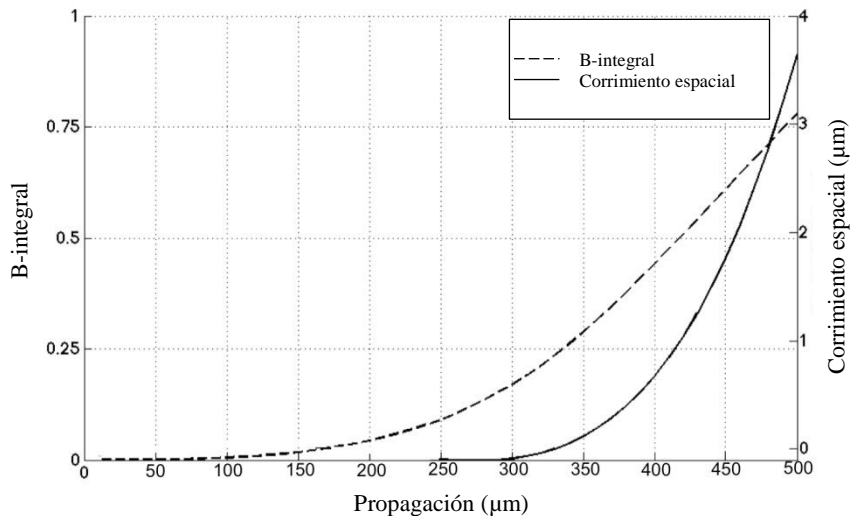


Figura 3.31. Evolución de la B-integral del pulso A (línea rayada) y el corrimiento espacial que se produce en el pulso B (línea sólida) mientras el pulso se propaga a lo largo del cristal no lineal.

La figura (3.31) muestra la dependencia de la fase no lineal acumulada con el corrimiento espacial del máximo de intensidad en el pulso B. Se puede observar que el corrimiento espacial comienza cuando el valor de la B-integral es de 0,25 y con una propagación dentro del cristal de  $z = 350 \mu\text{m}$ . A partir de esta distancia el corrimiento aumenta hasta alcanzar el máximo en la parte trasera del cristal.

Existe una serie de parámetros que determinarán la formación de los anillos en la parte trasera del cristal. Para ilustrar esta situación se han realizado diferentes simulaciones en las que se analiza la intensidad del pulso a la salida del cristal. Las simulaciones se realizaron considerando los siguientes parámetros: energías de  $1 \mu\text{J}$ ,  $0,8 \mu\text{J}$  y  $0,5 \mu\text{J}$  y longitudes del cristal de  $400 \mu\text{m}$ ,  $500 \mu\text{m}$  y  $600 \mu\text{m}$ . El resto de valores de la simulación se mantienen. Los resultados obtenidos se muestran en la siguiente figura.

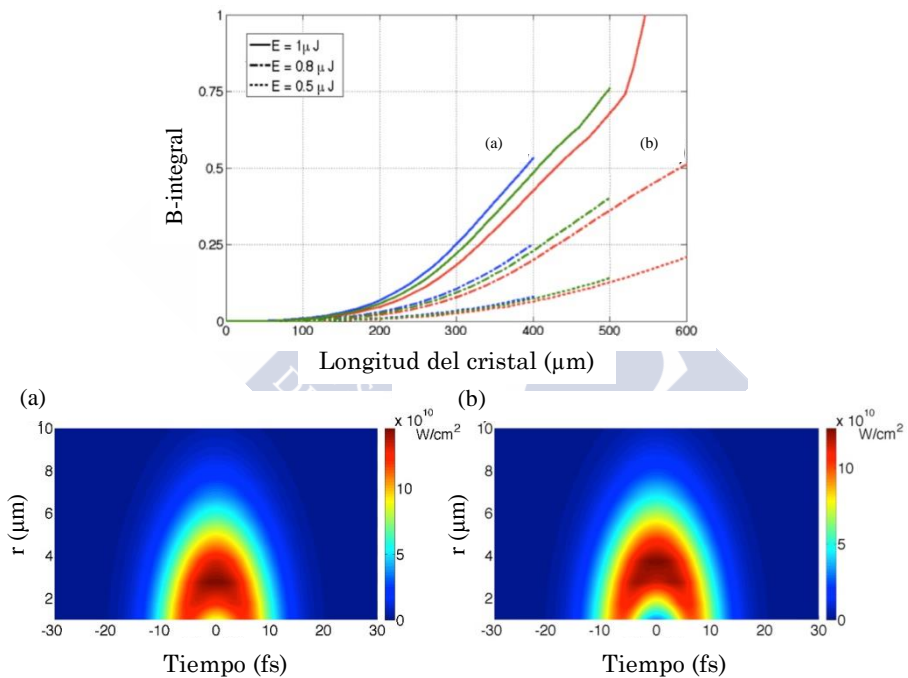


Figura 3.32. Evolución de la fase no lineal acumulada con tres cristales no lineales de longitud  $400 \mu\text{m}$  (azul),  $500 \mu\text{m}$  (verde),  $600 \mu\text{m}$  (rojo) y para distintos valores de energía. El valor  $z = 0$  representa la cara de entrada al cristal no lineal y el plano focal se sitúa siempre en la mitad del cristal. Los perfiles de intensidad se realizan en la cara trasera del cristal para los siguientes parámetros: (a)  $E = 1 \mu\text{J}$ ,  $L = 400 \mu\text{m}$  y (b)  $E = 0,8 \mu\text{J}$ ,  $L = 600 \mu\text{m}$ .

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

En la figura (3.32) se observa de forma clara que la energía del pulso incidente juega un papel destacado. Para un cristal con una longitud fija, la fase no lineal acumulada aumenta más rápido para energías altas. Esto se debe a que el efecto Kerr es más intenso a medida que aumenta la energía. Además, para un valor de energía fija, la longitud del cristal juega un papel interesante. Los cristales más largos permiten una ganancia mayor en la B-integral, sin embargo, para energías suficientemente bajas, por ejemplo  $0,5 \mu\text{J}$ , el pulso no es capaz de alcanzar una fase no lineal acumulada suficiente para producir patrones de interferencia en la cara de salida del cristal. Las figuras (3.32)(a) y (3.32)(b) muestran la generación de estos anillos de interferencia para dos configuraciones distintas.

Es interesante comparar la B-integral obtenida para una energía fija y utilizando distintas longitudes de cristal. Para cristales finos la fase no lineal acumulada alcanza valores más elevados a la salida del cristal que los cristales más gruesos. Teniendo en cuenta que el cristal siempre se sitúa de tal forma que el plano focal se encuentra en la mitad del mismo, un cristal más fino comienza la generación del efecto no lineal con mayor intensidad que un cristal más grueso, en consecuencia el vaciado de energía es más intenso cuando se utiliza un cristal fino, ya que el propio tamaño del pulso incidente sobre el cristal es menor que cuando se utiliza un cristal de mayor longitud.

Otro aspecto importante que se debe analizar en este tipo de simulaciones es la energía extraída, a continuación se muestra una figura donde se resume esta caracterización.

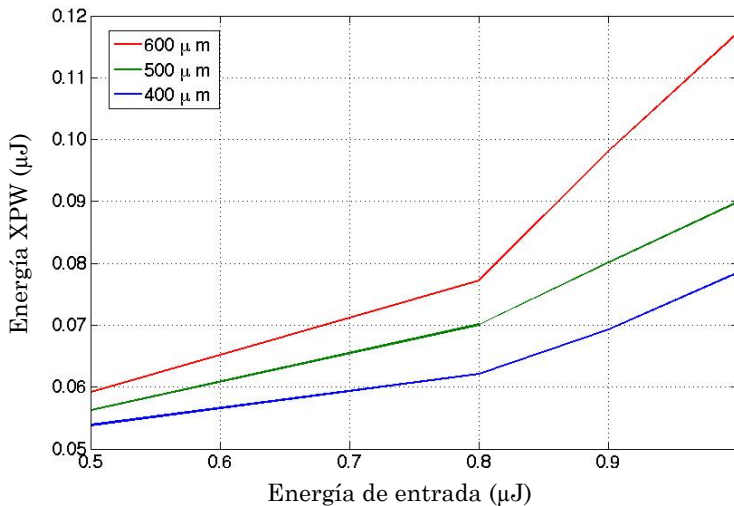


Figura 3.33. Energía del pulso B obtenida a la salida del cristal no lineal con las siguientes longitudes de cristal: 400 (azul), 500 (verde) y 600 (rojo)  $\mu\text{m}$ .

La figura (3.33) muestra la energía obtenida con diferentes cristales y energías. Todas las simulaciones muestran un comportamiento similar. La eficiencia obtenida es sobre 6% para energías bajas. Para energías altas, se observa gran diferencia entre los distintos cristales. Para una energía mayor que  $0,8 \mu\text{J}$ , la energía obtenida, y por tanto la eficiencia del proceso XPW, varía en función del cristal utilizado. Con un cristal de  $600 \mu\text{m}$  y una energía de  $1 \mu\text{J}$ , la eficiencia es del 12 % mientras que, para un cristal de  $400 \mu\text{m}$  la eficiencia es menor al 8%. En conclusión, la máxima conversión para este proceso utilizando lentes con distancias focales cortas presenta una fuerte dependencia del balance entre la longitud del cristal y la energía del pulso incidente.

Cabe recordar que el estudio de este fenómeno se inicia con la intencionalidad de observar la relación entre el pulso incidente y el pulso XPW. A continuación se analiza la polarización resultante de la combinación de ambos pulsos.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

Dado que la polarización del pulso en cada posición del espacio y del tiempo varía en función de los valores de intensidad que tomen los pulsos A y B la estructura obtenida en las simulaciones precedentes también quedará reflejada en este estudio. En la siguiente figura se observa la polarización en un plano transversal ( $x, y$ ) para  $t = 0$ .

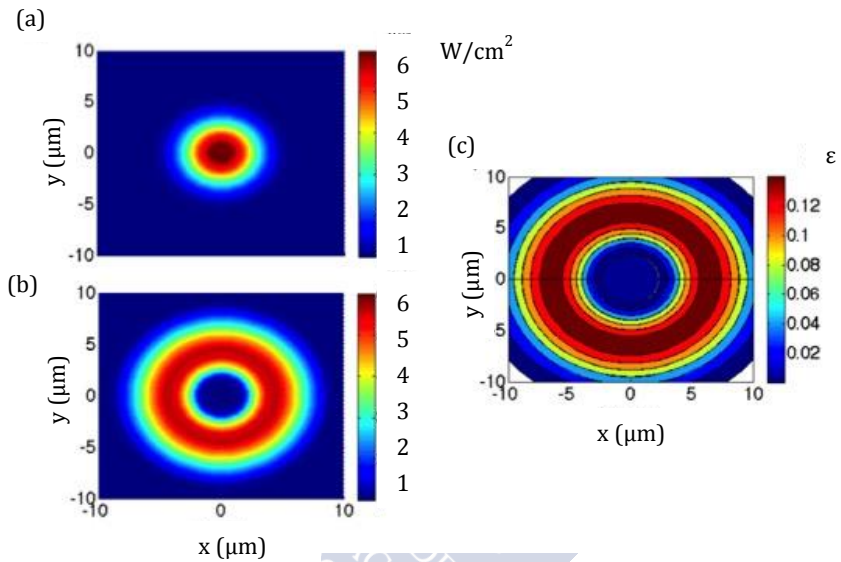


Figura 3.34. Mapa espacial en  $z = 500 \mu\text{m}$ : (a) Pulso incidente, (b) pulso XPW y (c) el mapa de polarización. La elipticidad se define como  $\varepsilon = \frac{I_B}{I_A}$ , donde  $I_A$  y  $I_B$  son la intensidad del pulso A y B respectivamente.

En la figura 3.34(a) se muestra el perfil espacial del pulso A en la salida del cristal de  $\text{BaF}_2$ . El perfil espacial del pulso B se observa en la figura 3.34(b) y contiene alrededor de un 10% de la intensidad presente en el pulso incidente. La suma coherente de estos dos pulsos polarizados perpendicularmente entre sí producirá un mapa de polarizaciones complejo. Debido al agujero presente en la figura 3.34(b) la polarización en la zona central del pulso mantendrá la misma polarización que en el pulso A. Sin embargo, la polarización en

la zona donde se encuentra el anillo de intensidad del pulso B será el lugar donde la polarización lineal sufrirá una rotación de su eje de polarización, debido a la componente perpendicular de la polarización dada por el pulso B. En la figura 3.34(c) se observa la elipticidad que podría alcanzar el pulso en esta simulación.

### **3.3 MODIFICACIONES TEMPORALES MEDIANTE XPWG**

Del mismo modo que la combinación del pulso de entrada, junto con el producido mediante el efecto no lineal, es capaz de producir un modulado espacial que deriva en un mapa de polarización diferente para distintos puntos del pulso. Es posible estudiar un pulso cuya polarización sea dependiente del tiempo.

En esta sección se presenta la generación de puertas de polarización mediante el efecto no lineal XPWG. La principal aplicación de las puertas de polarización es su uso en el aislamiento de pulsos únicos de attosegundos. Se presenta en primer lugar una breve introducción de la generación de pulsos de attosegundo mediante interacción láser-materia. A continuación, se realizará un estudio de los distintos métodos que existen para generar las puertas de polarización para, finalmente, mostrar un estudio paramétrico sobre el aislamiento de pulsos de attosegundos mediante el efecto XPWG.

#### **3.3.1 Generación de pulsos de attosegundo**

Desde un punto de vista matemático, la generación de pulsos de attosegundo con una longitud de onda centrada en 800 nm no es posible. Esto se debe directamente a la definición de longitud de onda, ya que para definir dicho concepto necesitamos un ciclo completo de la onda. Por lo tanto, es necesario que la onda de 800 nm contenga al menos un ciclo completo. En este caso particular, la duración de un ciclo es de 2,62 fs. Haciendo imposible que un pulso cuya longitud de onda central es 800 nm sea capaz de romper la barrera de attosegundo.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

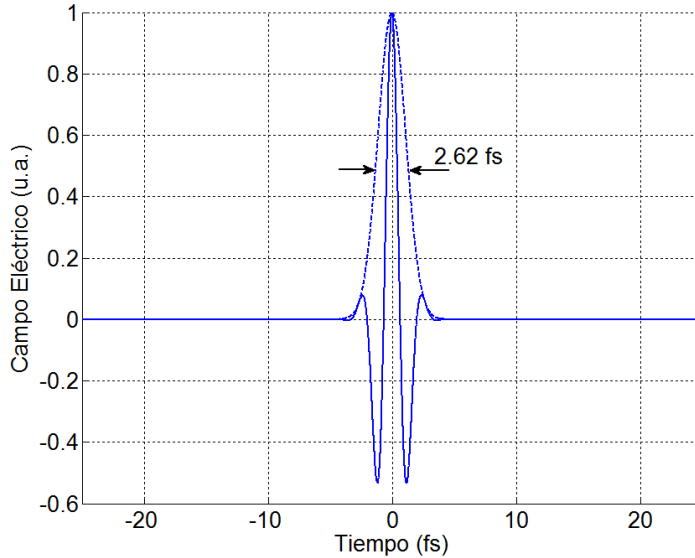


Figura 3.35. Representación de un pulso de 800 nm cuya duración temporal es de un único ciclo (2.62 fs).

A finales del siglo XX se publicaron los primeros resultados de generación de armónicos de alto orden (HHG, *High Harmonic Generation*) aprovechando la interacción radiación-materia de un láser que atraviesa un blanco gaseoso. Las publicaciones indican la obtención de pulsos alrededor de los  $5 \cdot 10^{-17}$  s, es decir, unos 50 attosegundos [17]. Estos resultados abren un interesante campo de investigación puesto que, si se obtienen estos attosegundos de forma controlada, se abriría un amplio abanico de aplicaciones; por ejemplo, el estudio de dinámicas electrónicas [18], el análisis de densidades electrónicas [19] o la espectroscopía de attosegundos [20].

A pesar de que los estudios iniciales se centraron en blancos gaseosos, en la actualidad la generación de pulsos de attosegundos también se aplica sobre blancos sólidos. El proceso físico que genera este tipo de pulsos es diferente en el caso de blancos gaseosos o sólidos.

En medios gaseosos, los armónicos de alto orden se generan debido a un proceso cuántico no lineal, en el cual el pulso láser interactúa con los átomos y moléculas en el medio y el espectro de armónicos se produce en la parte transmitida del pulso a través del gas. El proceso que sucede en gases a nivel atómico es el siguiente. Si se considera la función de onda de un electrón en un átomo, ésta se encuentra ligada al núcleo del átomo debido a una barrera de potencial. En presencia de un campo eléctrico externo intenso y de baja frecuencia comparado con el periodo del electrón orbitando (el láser), los electrones pueden escapar de la barrera de potencial, debido al efecto túnel. Al ionizarse, los electrones se comportan como electrones libres lejos del núcleo y son acelerados por el láser. Puesto que el campo externo es oscilante, los electrones absorberán energía del campo láser y volverán para recombinarse con la población electrónica remanente en el núcleo. Esta recombinación se produce durante un tiempo muy breve (decenas de attosegundos) donde se emiten de forma coherente fotones de alta energía cuya frecuencia es un múltiplo impar de la propia del campo eléctrico láser [21]. La estructura temporal de la radiación emitida es un tren de pulsos de attosegundo o un único pulso de attosegundo si se produce una única recombinación.

En el caso de blancos sólidos, el fenómeno que subyace tras la HHG tiene una naturaleza relativista [22]. En este caso los pulsos de attosegundos se producen en la parte reflejada del pulso sobre un blanco sólido. Típicamente, la parte inicial del pulso tiene suficiente intensidad como para ionizar la superficie del blanco, de esta forma se genera un plasma con una alta densidad de electrones que refleja el resto del pulso láser. Las rápidas oscilaciones de estos electrones sobre la superficie ionizada genera de forma periódica la emisión de una radiación de attosegundos en la parte reflejada [23]–[25].

Los blancos gaseosos se han estudiado de forma más extensa que los blancos sólidos, debido a que requieren intensidades láser menores. Sin embargo, existe una limitación importante en el uso de blancos gaseosos, ya que por encima de una intensidad umbral la eficiencia del proceso disminuye rápidamente. Superado este valor los electrones no son capaces de recombinarse y, por tanto, no se

### **3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones**

producen la HHG. En cambio, los blancos sólidos no presentan esta limitación, permitiendo un aumento de la intensidad y, en consecuencia, que se obtengan armónicos de orden superior y con energías mayores a las obtenidas con blancos gaseosos.

Existen diferentes aplicaciones que necesitan la aplicación de un único pulso de attosegundos [26], [27] debido a que su duración temporal es similar al tiempo propio de las transiciones electrónicas que son la base de la física atómica y molecular. En consecuencia, es importante estudiar formas eficientes y robustas de producir pulsos aislados attosegundo. Para esta finalidad se propusieron métodos como las puertas de intensidad [28], que se basan en que solo la parte más intensa del pulso sea capaz de generar attosegundos o el uso de pulsos inclinados, que produjeran los armónicos espacialmente separados [29], [30]. También se propuso un método para seleccionar los pulsos generados por HHG consistente en aprovechar la dependencia con la elipticidad del campo eléctrico incidente para la generación de pulsos de attosegundos [31].

Mediante la creación de un pulso láser cuya polarización es lineal durante una ventana de tiempo muy corta (cercano a un único ciclo del pulso láser), se consigue que la emisión se limite a esa ventana temporal. En consecuencia, se puede producir un único pulso láser de attosegundos. Este método se conoce como puerta de polarización [25], [32]. En el caso particular de esta tesis doctoral, y dadas las capacidades del efecto no lineal XPWG, se estudia la posibilidad de producir estas puertas de polarización.

#### **3.3.2 Puertas de polarización**

Existen multitud de esquemas para producir dicha puerta de polarización, en general es posible dividir estos métodos en dos grupos dependiendo del sistema láser utilizado.

1. Sistemas láser de pocos ciclos
2. Sistemas láser multiciclo

La principal diferencia entre estos dos sistemas radica en la duración temporal del pulso que se utiliza. Consideramos un láser multiciclo aquel que produce pulsos cuya duración temporal es mayor que 25 fs, mientras que los sistemas de pocos ciclos serán aquellos cuya duración esté comprendida entre un único ciclo y los 25 fs.

Tradicionalmente, las puertas de polarización utilizaban pulsos láser muy por debajo de los 25 fs que hemos considerado como límite para considerar un pulso como multiciclo [33]–[35]. Sin embargo, los sistemas de pocos ciclos son, en comparación con los otros, aparatos notablemente más costosos, que requieren de elementos adicionales como fibras huecas [36] o compresores no lineales [37] para conseguir duraciones temporales de pocos ciclos. Debido a esta limitación, existe un gran interés en conseguir fuentes de attosegundos aislados mediante sistemas láser multiciclo, ya que estos son sistemas más baratos y cuya robustez es mayor si se comparan con sistemas de pocos ciclos.

#### 3.3.2.1 Puertas de polarización con láseres de pocos ciclos

A pesar de que existen numerosas posibilidades para producir las puertas de polarización con un láser multiciclo, es conveniente que analizar el esquema más sencillo posible [34].

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

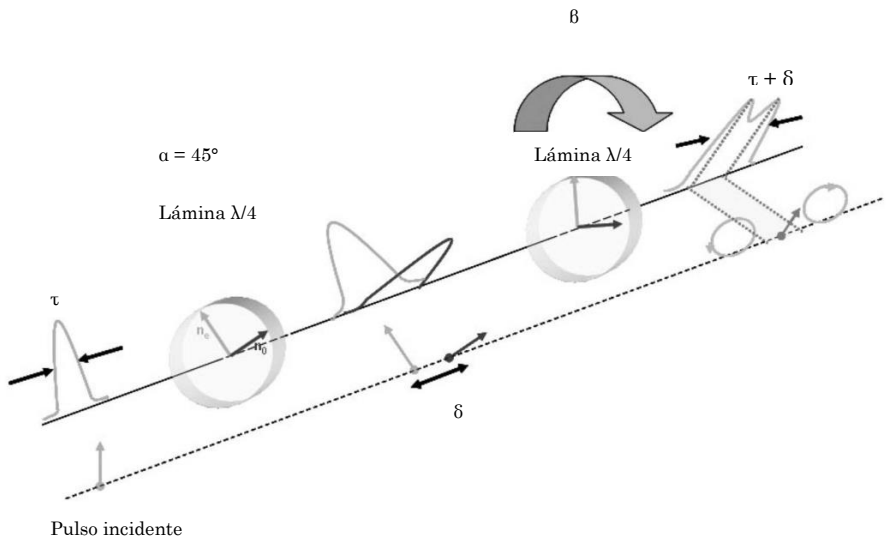


Figura 3.36. Esquema para la generación de puertas de polarización. Imagen reimpressa de [34].

El primer elemento que se encuentra el pulso en este esquema es una lámina  $\lambda/4$  cuyo eje principal se encuentra a un ángulo  $\alpha = 45^\circ$  respecto al eje de polarización del pulso incidente. El efecto de esta lámina es doble. Por un lado genera dos pulsos cuyo eje de polarización se corresponden con los ejes ordinario y extraordinario de la lámina y además se produce un pequeño desfase  $\delta$  entre ambos pulsos. De esta forma se obtiene a la salida un pulso cuya polarización varía del modo: lineal-circular-lineal. Mediante una segunda lámina  $\lambda/4$  cuyo ángulo de rotación es  $\beta$  podemos modificar la polarización a lo largo de un mismo pulso, siendo posible una configuración circular-lineal-circular.

En una situación como la anteriormente descrita, donde la polarización lineal se confina a la parte más intensa del pulso, sólo será posible generar armónicos durante la ventana temporal donde la polarización es lineal.

Este tipo de configuración permite el aislamiento de un único pulso de attosegundos en el caso de que el haz que genera los HHG tenga una duración menor que 9 fs. Además, predicen la importancia de tener un pulso en el que la envolvente de la portadora tenga una fase estabilizada.

### 3.3.2.2 Puertas de polarización con láseres de multiciclo

Las configuraciones para la generación de pulsos aislados con este tipo de láseres suele ser bastante compleja, siendo habitual el uso de láseres de color auxiliares [38] o sistemas interferométricos [39].

Dada la multitud de esquemas que existen, se describe a continuación uno de los esquemas publicados recientemente [39].

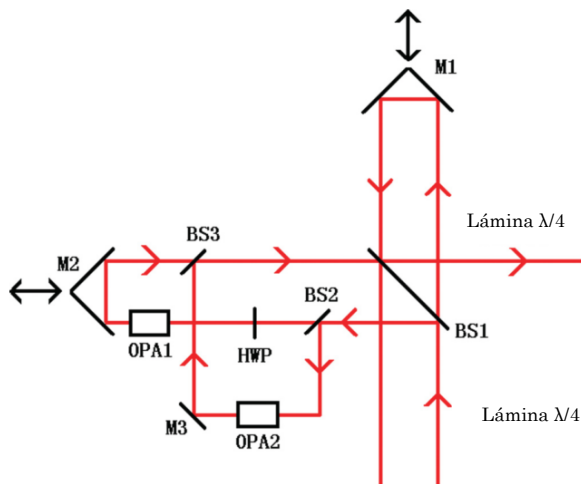


Figura 3.37. Esquema para la generación de puertas de polarización con un láser multiciclo. Imagen reimpressa de [39].

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

Para la realización del esquema mostrado en la figura (3.37) es necesaria la combinación de un haz principal (50 fs, 800 nm), junto con 2 láseres de control (50 fs, 1550 nm y 50fs, 1200 nm). El haz principal se separa en el primer *Beamsplitter* (BS1). El haz reflejado en este elemento se vuelve a separar y se hacen pasar a cada uno por un amplificador paramétrico (OPA 1 y OPA 2), además se rota la polarización en uno de los dos haces. Mediante la recombinación de los tres haces en BS1 es posible promocionar la recombinación de un par electrón-ión para un único semiperiodo. Esto se realiza controlando los dos haces de control que pasan por lo amplificadores paramétricos.

Otro esquema ampliamente extendido para la generación de pulsos de attosegundos aislados es el presentado por Altucci et al. En este caso se genera un pulso aislado mediante la combinación de las técnicas de puerta de polarización, puerta de ionización y el control del *phase matching* del pulso [40] (véase figura (3.38)).

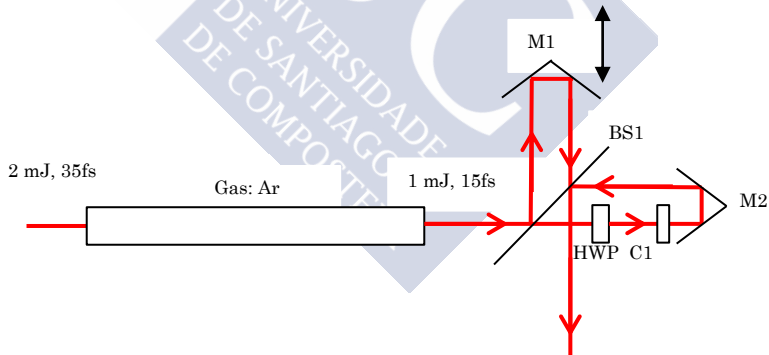


Figura 3.38. Esquema para la generación de puertas de polarización con un sistema que combina las puertas de polarización, de ionización y el control de la fase temporal [40].

De la figura (3.38) se tiene que partiendo de un láser multiciclo (2 mJ, 25 fs y 800 nm), éste adquiere nuevas componentes frecuenciales mediante filamentación en una cámara llena de gas Argón. Como

resultado a la salida se obtiene un pulso de 1 mJ y 15 fs de duración. Este pulso se introduce en un interferómetro de Michelson. El haz se divide con un divisor de haz (BS1). Uno de los pulsos es reflejado por un espejo situado sobre una plataforma lineal (M1). Mientras tanto, la segunda mitad del pulso rota su polarización  $90^\circ$  mediante una lámina retardadora  $\lambda/2$  y se le produce un ensanchamiento temporal a través de un material que le agrega dispersión de segundo orden al pulso (C1). Ambos pulsos se recombinan de nuevo en el divisor de haz, BS1. Finalmente el pulso se focaliza con un espejo parabólico de 150 mm sobre un jet de gas sincronizado con la señal láser. Los autores señalan que, mediante el control de la plataforma lineal M1, es posible crear una ventana temporal estrecha donde se aísla un único pulso de attosegundos [40].

La generación de pulsos de attosegundos aislados mediante estos esquemas se han utilizado para blancos gaseosos. Además, resulta claro que son esquemas que requieren de ciertos elementos que aumentan la complejidad del montaje. En conclusión, la generación de pulsos aislados de attosegundos es posible con sistema láser multiclo enfocando el problema desde diversas perspectivas, sin embargo, la complejidad de las mismas hace que en la actualidad se continúe en busca de nuevas propuestas que se conviertan en paradigma para estas nuevas fuentes de radiación.

### 3.3.3 Puertas de polarización mediante XPWG

En esta subsección abordamos la posibilidad de realizar las puertas de polarización mediante el efecto no lineal XPWG. Para ello planteamos un esquema para producir la puerta de polarización y estudiamos la potencialidad del mismo. El análisis de esquema propuesto se realiza numéricamente mediante los códigos presentados en secciones anteriores y que resuelven, de forma combinada, la NLSE y el efecto XPWG. Una vez realizada la simulación numérica, el pulso obtenido se introduce en un segundo código que simula la interacción del campo electromagnético sobre un blanco sólido. Este

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

código, llamado OSIRIS, simula dicha interacción mediante un modelo PIC (*Particle In Cell*) [41]–[43].

Como se dijo en anteriores secciones, el proceso físico por el que se producen HHG en blancos sólidos es relativista. Los electrones que se producen en el plasma superficial se mueven en función del campo eléctrico al que están sometidos, y por lo tanto, la polarización del pulso láser modificará las trayectorias que recorran estos electrones. Para pulsos circulares o elípticos la superposición entre la función de onda de los electrones y la propia de los iones se reducirá, produciendo una eficiencia en la recombinación electrónica baja.

En el caso de que la polarización sea lineal, la eficiencia será máxima. En este caso los electrones oscilarán alrededor de una densidad de iones produciendo que la reflexión del pulso sufra un corrimiento Doppler, que deriva en la generación de un espectro de armónicos. Este modelo se conoce como el modelo del espejo oscilante (*Oscillating mirror model*) [44].

El esquema que se propone estudiar inicialmente para la generación de pulsos aislados de attosegundos se muestra en la figura 3.39.

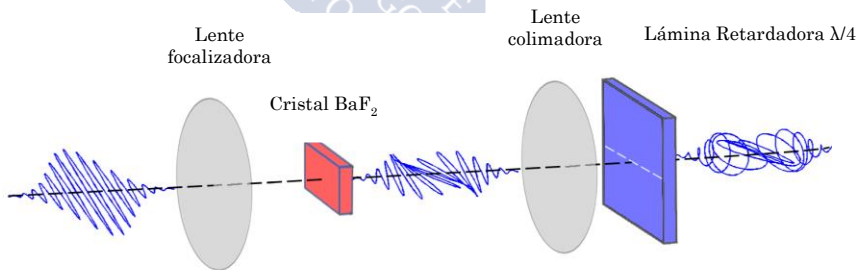


Figura 3.39. Ilustración del sistema de generación de attosegundos aislados mediante XPWG.

La figura (3.39) muestra la propuesta más sencilla posible para la generación de pulsos de attosegundos con un cristal de XPWG. El

esquema es muy similar al sistema propuesto en la figura (3.36) en este caso la lámina retardadora  $\lambda/4$  se sustituye por un par de lentes, focalizadora y colimadora, y un cristal de  $\text{BaF}_2$ . El uso de este efecto no lineal implica, a priori, un cambio sustancial. Esto se debe a que el pulso no lineal generado, tendrá una duración temporal más corta que el haz de entrada. Suponiendo un pulso de  $\tau_A = 35$  fs, y atendiendo al cálculo teórico [45] por el que el pulso generado puede reducir su duración un factor  $\sqrt{3}$ , estamos ante un pulso generado por el efecto XPW cuya duración es  $\tau_B \approx 20$  fs. La diferencia entre estos dos pulsos, es similar al producido por el interferómetro de Michelson en la figura 3.38, que es un esquema para producir pulsos de femtosegundo en gases, en el cual además del interferómetro se utiliza una cámara de argón para producir un ensanchamiento espectral del pulso inicial. En definitiva, resulta evidente que un cristal de  $\text{BaF}_2$  tiene potencial para producir estos pulsos aislados y, a su vez, simplificar los esquemas ya conocidos.

En el caso particular de esta tesis doctoral se decide centrar el estudio de la generación de pulsos aislados mediante blancos sólidos. Las razones que llevan a esta decisión son dos: la práctica ausencia de estudios centrados en este tipo de blancos en comparación con los blancos gaseosos y la ausencia de un límite de intensidad con la que se puede incidir.

En el campo de la interacción laser-plasma, es habitual definir el vector potencial normalizado

$$a(t) = 0.85 \sqrt{\frac{I(t)\lambda^2}{10^{18}}} \quad (3.25)$$

donde  $I(t)$  es el perfil de intensidad del pulso y  $\lambda$  es la longitud de onda central propia del pulso láser.

Por lo tanto, teniendo en cuenta que no existe una limitación en la intensidad por parte de los HHG, es necesario determinar si existe algún elemento que nos limite la cantidad de energía por pulso que se

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

puede aplicar. En este caso el elemento más restrictivo que tenemos es el cristal donde se produce el efecto no lineal. Para un cristal de BaF<sub>2</sub> las intensidades sobre el cristal superiores a 10<sup>12</sup> W/cm<sup>2</sup> provocarán que la autofocalización produzca daños permanentes en el cristal, reduciendo la eficiencia y modificando el perfil espacio-temporal del pulso a la salida del mismo. Esta limitación en la intensidad define el primer aspecto importante en el esquema para generar pulsos de attosegundos, y es que se utilizarán sistemas focales con longitudes equivalentes a varios metros. De esta forma será posible aumentar la energía por pulso utilizado y, en consecuencia, la intensidad de los armónicos será mayor.

Además, la discusión realizada acerca de los distintos modelos de XPW que se pueden aplicar en función de la divergencia del haz en el interior del cristal, que se realizó en la sección (3.2.1), permite simplificar la propagación del pulso XPW dentro del cristal, y restringirse al modelo simplificado. De esta forma, el sistema de ecuaciones que regirá la propagación del pulso en estas simulaciones numéricas será

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{i}{2k} \nabla_{\perp} A - i \frac{k'' \partial^2 A}{\partial t^2} + i \frac{k''' \partial^3 A}{6 \partial t^3} + i \gamma_1 A A^* A \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial B}{\partial z} = \frac{i}{2k} \nabla_{\perp} B - i \frac{k'' \partial^2 B}{\partial t^2} + i \frac{k''' \partial^3 B}{6 \partial t^3} + i \gamma_5 B B^* B - i \gamma_2 A A^* A \quad (3.27)$$

donde A y B son los campos eléctricos incidente y XPW, respectivamente. La coordenada z se corresponde con el eje de propagación del pulso,  $\gamma_i$  son los coeficientes que ponderan los efectos no lineales en cristales como el BaF<sub>2</sub>, k es el vector de onda, k'' es la dispersión de la velocidad de grupo y k''' es la dispersión de tercer orden.

### 3.3.4 Generación de HHG: Esquema básico

Uno de los principios básicos utilizados para el desarrollo de estos modelos numéricos es la utilización de valores que estén dentro de lo considerable como láser multiciclo ( $> 25$  fs) y donde la naturaleza del pulso utilizado se ajuste con los sistemas actuales de generación de pulsos de femtosegundo, es decir, pulsos provenientes de amplificadores de Ti:Za cuya longitud de onda central es  $\lambda = 800$  nm.

El pulso incidente, al cual nos referiremos como pulso A, se describe mediante la ecuación

$$A(\rho, t, z = -f) = \sqrt{I_0} \exp\left(-\frac{\rho^2}{\sigma^2} - \frac{t^2}{\tau^2} - i \frac{k_0 \rho^2}{2f}\right) \quad (3.28)$$

donde  $\rho$  es la coordenada radial,  $\sigma$  el diámetro del haz,  $\tau$  la duración temporal del pulso y  $f$  la longitud focal de la lente.

A continuación se muestran los parámetros utilizados para la realización de la simulación numérica. La duración temporal es de  $\tau = 25$  fs y se utiliza con un diámetro de  $\sigma = 10$  mm. La longitud focal y la energía por pulso se ajustan para que la intensidad en el interior del cristal no provoque un colapso del mismo. De esta forma se asigna una longitud focal de  $f = 3.5$  m y una energía por pulso de  $E_{in} = 5$  mJ.

Considerando el diagrama de bloques que se utiliza en los códigos diseñados durante la elaboración de la tesis, el esquema utilizado es de tres bloques: aire-BaF<sub>2</sub>-aire. En la tabla mostrada a continuación se encuentran los parámetros utilizados para ambos materiales.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

Parámetro	Aire	BaF <sub>2</sub>
$n_2$ [cm <sup>2</sup> / W]	$3,2 \cdot 10^{-19}$	$3,2 \cdot 10^{-16}$
$k_0$ [cm <sup>-1</sup> ]	$7,85 \cdot 10^4$	$1,15 \cdot 10^5$
$k''$ [fs <sup>2</sup> /cm]	0,2	360
$k'''$ [fs <sup>3</sup> /cm]	0	200

Tabla 3.8. Parámetros utilizados para la simulación de un sistema de generación de HHG mediante XPWG.

El cristal de BaF<sub>2</sub> se sitúa a 7 metros de la lente convergente donde se inicia la simulación numérica. La decisión de colocar el cristal en la parte divergente del haz responde principalmente a un único motivo: en esta situación el efecto de autofocalización producirá que la divergencia del haz se compense, de esta forma, se obtiene una mayor eficiencia [46]. A continuación se muestran los campos obtenidos para el pulso incidente y el pulso generado por XPWG.

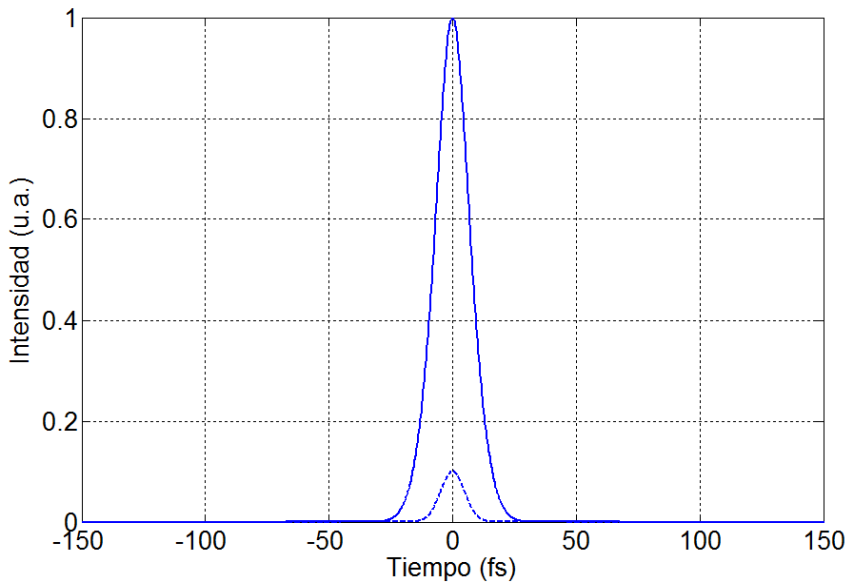


Figura 3.40. Perfiles de intensidad normalizada a la salida de la simulación numérica. Para el pulso fundamental (línea sólida) y para el pulso XPW (línea rayada).

El primer aspecto relevante de los dos pulsos salientes es la diferencia de duración temporal que presentan. El pulso fundamental muestra una duración de  $\tau_A = 25$  fs mientras que el pulso XPW tiene una duración sobre  $\tau_B \approx 16$  fs. Siendo un valor coherente con la reducción  $\sqrt{3}$  predicha por la teoría. Además, es interesante remarcar cómo la energía obtenida en este pulso no supera el 20 % de la total del pulso incidente. Esta eficiencia y la geometría utilizada, que genera un haz aproximadamente colimado, justifican la aplicación del modelo simplificado para este estudio.

Debido al carácter isotrópico de cristales no lineales m3m como el Fluoruro de Bario, es necesaria la colocación de una lámina retardadora  $\lambda/4$  que produzca la modificación temporal de la elipticidad en el pulso de femtosegundos.

En la siguiente figura se muestra la modulación de la polarización del pulso debido a la generación no lineal del pulso XPW.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

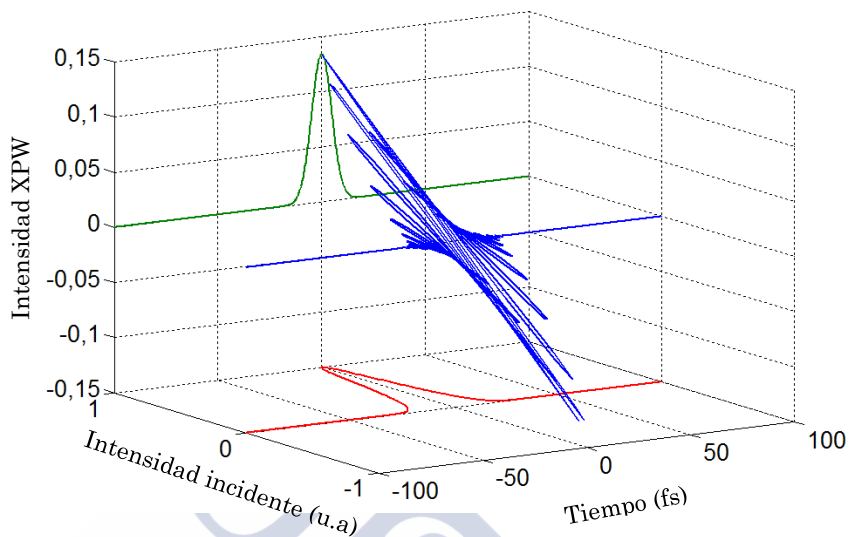


Figura 3.41. Perfil temporal del pulso a la salida del cristal de BaF<sub>2</sub>. En (azul) la oscilación del campo eléctrico suma del pulso XPW y del pulso incidente. En (verde) el perfil temporal del pulso XPW y en (rojo) el perfil temporal del pulso incidente.

En la figura (3.41) se observa el carácter isotrópico del cristal, puesto que el efecto no lineal XPWG actúa como si fuera una lámina retardadora  $\lambda/2$ . En las partes más intensas del pulso la polarización sufre una rotación. Sin embargo, las partes menos intensas del pulso no producen dicho efecto no lineal y, por tanto, mantienen la polarización propia del haz incidente. En el caso mostrado en la figura anterior se observa que la eficiencia obtenida no alcanza el 20% y, que la rotación producida por el XPW se limita a una ventana temporal de 15 fs.

A partir de la figura (3.41) se observan dos características que son fundamentales en la generación de pulsos de attosegundos. En primer lugar, el tamaño de la ventana temporal estará ligado al tamaño del pulso B generado y que teóricamente se puede reducir hasta un factor  $\sqrt{3}$ . En segundo lugar, la eficiencia del proceso será el causante de que

el ángulo entre la polarización del haz incidente, y la polarización en el punto de mayor intensidad del pulso sea mayor o menor.

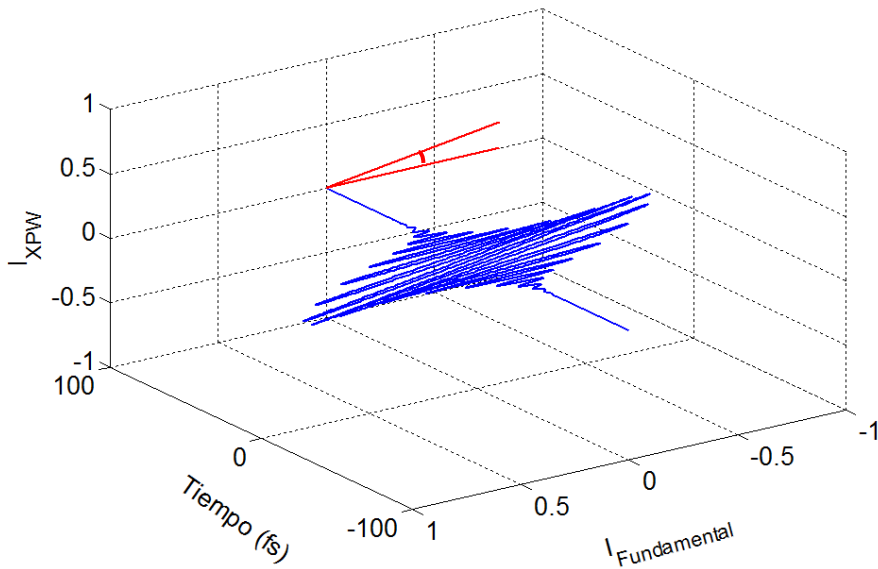


Figura 3.42. Imagen del perfil temporal del campo eléctrico resultante del pulso incidente y el generado por XPW. En rojo se representa el ángulo entre el eje de polarización del pulso incidente y el eje de polarización en la parte más intensa del pulso.

Es evidente de la figura (3.42) que cuanto más eficiente sea el proceso de XPW, el ángulo mostrado en dicha figura será mayor, alcanzando idealmente una situación donde el ángulo entre ambos ejes de polarización sea de  $45^\circ$ . La obtención de este resultado sería posible si el 50% de la energía del pulso fundamental se depositara en el pulso XPW.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

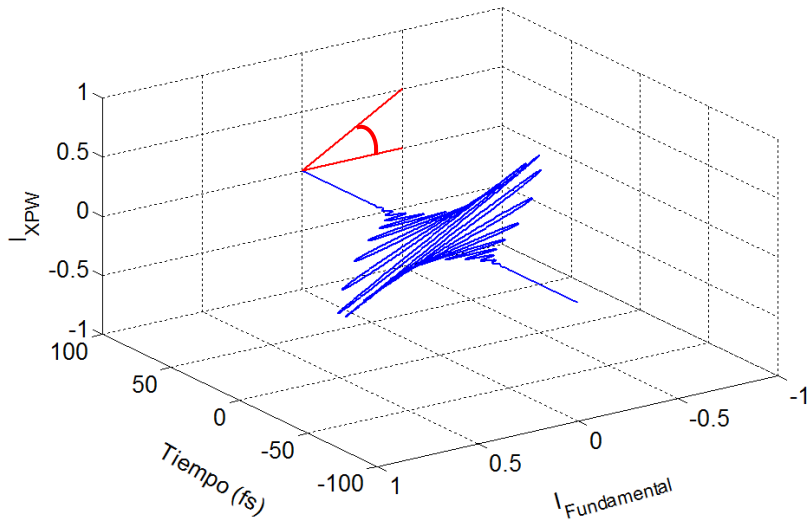


Figura (3.43). Perfil temporal a la salida del cristal de  $\text{BaF}_2$ . El ángulo obtenido entre el eje de polarización del pulso incidente y su máxima rotación es de  $45^\circ$ .

El resultado obtenido en la figura (3.43) implica una situación imaginaria, donde un efecto no lineal como es la automodulación de fase no tuviera lugar. Dado que este tipo de efectos no lineales siempre se encuentran presentes en este tipo de cristales, el ángulo obtenido se tendrá que limitar a las eficiencias que se pueden extraer de un sistema de XPW con un solo cristal. La eficiencia en estos casos puede alcanzar valores no superiores al 20%. Sin embargo, existen publicaciones experimentales donde se muestra que esquemas de doble cristal son capaces de mejorar la eficiencia del proceso hasta alcanzar el 30%.

Por tanto, es necesario realizar una parametrización de algunos aspectos relevantes del proceso con tal de determinar las condiciones adecuadas para obtener eficiencias cercanas al 20%, que se corresponden con el esquema de un cristal simple.

La figura (3.44) muestra la energía obtenida en el pulso de XPW para distintas posiciones del cristal respecto al plano focal. Los parámetros utilizados en este caso son:  $f = 350$  cm,  $\sigma_x = 0,4$  cm,  $\tau = 25$  fs,  $\lambda = 800$  nm y  $L_{\text{Cristal}} = 500$   $\mu\text{m}$ .

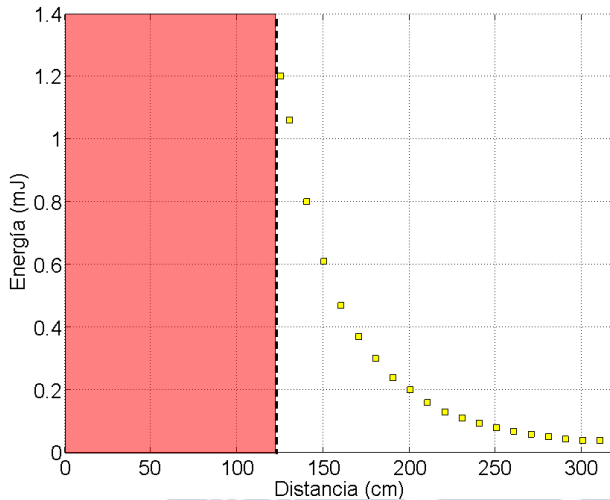


Figura 3.44. Gráfico de la energía obtenida en el pulso de XPW para distintas posiciones del cristal respecto al plano focal.  $z = 0$  corresponde con el plano focal.

En la figura (3.44) se distinguen dos regiones diferentes. Para distancias  $d < 125$  cm el modelo numérico colapsa debido a las intensidades que se alcanzan durante la propagación dentro del cristal. En contraposición, el modelo determina valores para la extracción de energía en el pulso XPW a partir de los 125 cm, observándose un descenso de la energía extraída a medida que se aleja el cristal de  $\text{BaF}_2$ . Además, el rápido descenso de la energía muestra que, para un uso eficiente del cristal, será necesario situar el cristal en una posición donde la intensidad esté próxima al colapso del pulso. Desplazando el cristal 25 cm más allá de la posición con máxima generación, la energía extraída se reduce del 20 % al 12,5%.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

Si se considera como óptima la posición donde la extracción es máxima (alrededor de un 20% de la energía de entrada), es posible establecer una relación entre la energía utilizada y la posición en la que se debe situar el cristal no lineal.

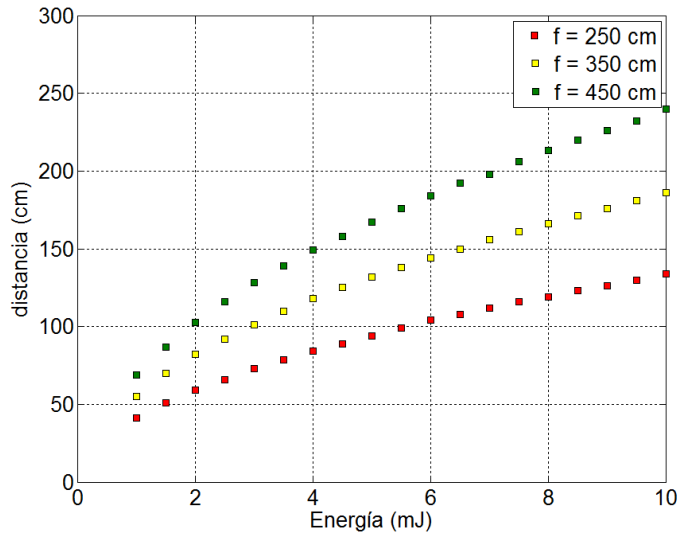


Figura 3.45. Relación de la distancia óptima para el cristal de  $\text{BaF}_2$  en función de la energía del pulso incidente para focales de 250 cm (rojo), 350 cm (amarillo) y 450 cm (verde).

Los cálculos numéricos realizados para esta caracterización consistieron en, dada una longitud focal fija, observar dónde la eficiencia del cristal se situaba sobre el 20%. Para ello se hizo un bucle cerrado donde se movía la posición del cristal. La figura (3.45) deja patente la relación que existe entre la mayor cantidad de energía utilizada con un aumento de la distancia entre el plano focal y el cristal no lineal. Este aspecto resulta evidente, puesto que a una mayor energía se necesita reducir la intensidad dentro del cristal, y esto es posible mediante su desplazamiento a posiciones más alejadas. La comparativa entre las 3 curvas muestra dos situaciones destacables. En primer lugar, el comportamiento general es similar entre sí. A mayores

energías, el cristal debe alejarse más del plano focal para reducir la intensidad dentro del cristal y, a bajas energías la extracción eficiente de energía en el pulso XPW es más sensible a la posición del cristal. Por otro lado, la elección de una lente suscita que la divergencia del haz incidente sea diferente para cada una de las lentes: A mayor longitud focal la divergencia del haz es menor. Como resultado, la curva correspondiente a la focal de 250 cm requiere de un cristal mucho más próximo al plano focal, puesto que la divergencia del haz es mayor. En el extremo opuesto está el caso de la lente con una focal de 450 cm. Si se comparan las posiciones óptimas de las lentes de focal 250 cm y 450 cm, para la extracción óptima con un pulso de 1 mJ existe una diferencia en la posición del cristal de 28 cm, este hecho deja patente cómo la divergencia del haz está jugando un papel destacado cuando se utilizan energías por pulso tan elevadas.

Es interesante observar el comportamiento de las derivadas de la figura (3.45)

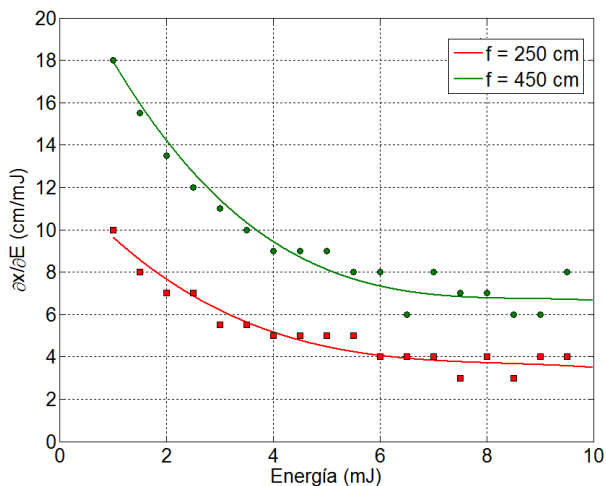


Figura 3.46. Derivadas de las curvas de energía óptima contra posición del cristal, para las lentes de focal 250 cm (rojo) y 450 cm (verde).

El comportamiento que se describe en la figura (3.45) concuerda con el mostrado en la figura (3.46). En este caso se puede observar

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

claramente como hay dos regiones, una donde el desplazamiento necesario para una extracción óptima es constante. Hasta los 6 mJ el desplazamiento es de 4 cm/mJ para la focal de 250 cm mientras que en el caso de la focal de 450 cm es de 7 cm/mJ. Estos resultados son coherentes con el argumento de la divergencia del haz: con focales largas es necesario desplazar más el cristal para obtener intensidades suficientes para la extracción de energía en el pulso XPW. Mientras que la diferencia entre ambas curvas se mantiene constante para la primera región, en la segunda (1 mJ a 6 mJ) la distancia entre las mismas aumenta. Para 1 mJ el desplazamiento para optimizar la extracción es de 10 cm/mJ para 250 cm y 18 cm/mJ para 450 cm. La reducción de energía hace que el cristal se tenga que acercar cada vez más al plano focal además, debido a la divergencia del haz, ese desplazamiento tendrá que ser mayor para focales largas.

En conclusión, la extracción óptima de energía en el pulso XPW muestra una dependencia con la longitud focal utilizada. Debido a la divergencia del haz producida por estas lentes, el desplazamiento del cristal para diversas energías varía. Las lentes de focal más larga necesitan de mayores desplazamientos del cristal para optimizar la extracción. Mientras que en el caso de focales cortas los desplazamientos del cristal serán menores. Este análisis no es trivial puesto que, desde un punto de vista experimental, la extracción óptima en este tipo de cristales implica intensidades cercanas al colapso del pulso. Por tanto, es recomendable utilizar focales lo más largas posibles, puesto que al requerir desplazamientos mayores, se reducirá las posibilidades de colapsar el haz al mover el cristal tratando de encontrar la posición óptima.

Como se dijo en páginas anteriores, el aislamiento de pulsos de attosegundos mediante XPWG dependerá de dos factores: la extracción del pulso XPW y la ventana temporal obtenida. A continuación se caracteriza la duración temporal obtenida a la salida del cristal para distintos parámetros. Dicha parametrización se realizará mediante la modificación de las fases temporales de alto orden del pulso incidente.

En primer lugar es necesario definir algunos aspectos matemáticos, que nos permitirán caracterizar previamente el fenómeno que sucederá dentro del cristal no lineal. El objetivo pues, es determinar la duración temporal que tendrá el pulso a la salida del cristal no lineal.

Teniendo en cuenta que el perfil temporal del pulso utilizado es Gaussiano, es posible escribir la siguiente fórmula [47]

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + 16 \ln^2(2) \frac{\varphi^2}{\tau_0^4}} \quad (3.29)$$

donde  $\tau$ ,  $\tau_0$  son la duración temporal del pulso incidente utilizado y su duración limitado por la transformada de Fourier, respectivamente. El valor  $\varphi$  se corresponde con el coeficiente de la fase espectral de segundo orden.

El espectro del campo eléctrico de un pulso Gaussiano centrado en la frecuencia  $\omega_0$  se escribe como

$$E(\omega) = E_0 \exp\left(-\tau_0^2 \frac{(\omega - \omega_0)^2}{8 \cdot \ln(2)}\right) \cdot \exp\left(i \frac{\varphi}{2} (\omega - \omega_0)^2\right) \quad (3.30)$$

A partir de la ecuación (3.30) es posible expresar el campo eléctrico en el dominio temporal, mediante una transformada de Fourier

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} E_0 \exp(-(\Gamma + i\varphi')t^2) \cdot \exp(-i\omega_0 t) \quad (3.31)$$

donde los parámetros incluidos en la ecuación (3.31) son

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0}{1+4\varphi^2\Gamma_0^2}, \quad \Gamma_0 = \frac{2\ln(2)}{\Delta\tau_0^2} \quad (3.32)$$

$$\varphi' = \frac{2\Gamma_0}{1+4\varphi^2\Gamma_0^2} \quad (3.33)$$

A partir de las ecuaciones (3.32) y (3.33) es posible obtener la siguiente relación

$$\varphi' = 2\varphi\Gamma_0\Gamma \quad (3.34)$$

El efecto no lineal XPWG es un proceso no lineal de tercer orden y, teniendo en cuenta el ancho espectral que presentan los pulsos de femtosegundos, la polarización no lineal se expresa como la siguiente convolución

$$P^3(\omega) \propto \chi^{(3)}E^*(\omega) \otimes E(\omega) \otimes E(\omega) \quad (3.35)$$

Una de las propiedades de la transformada de Fourier es que las convoluciones se expresan como productos en el espacio temporal, por tanto recurriendo a la ecuación (3.31) es posible expresar el campo eléctrico del efecto no lineal XPWG como

$$E_{XPWG}(t) = E'_0 \exp(-\Gamma_{XPWG}t^2) \cdot \exp(-i(\varphi_{XPWG}t^2 + \omega_0 t)) \quad (3.36)$$

En comparación con el campo eléctrico del pulso incidente, podemos relacionar el ancho temporal del pulso y la fase temporal de la siguiente forma

$$\Gamma_{XPW} = 3\Gamma \quad \varphi'_{XPW} = \varphi' \quad (3.37)$$

Las relaciones mostradas en (3.36) son importantes para el estudio de las puertas de polarización, puesto que definen dos aspectos importantes para su realización. En primer lugar, el ancho temporal del pulso XPW tiene una relación de proporcionalidad con la duración del pulso incidente.

Por otro lado, este fenómeno no lineal no añade ninguna fase de segundo orden al pulso XPW y éste mantiene el valor dado por el pulso incidente, por lo tanto la forma del pulso se mantiene. Con las ecuaciones (3.37) y (3.34) es posible obtener una ecuación que relacione los parámetros del pulso incidente con los del pulso XPW [12]

$$2\Gamma_{0XPW}\Gamma_{XPW}\varphi_{XPW} = 2\Gamma_0\Gamma \quad (3.38)$$

Utilizando la ecuación (3.38) y la relación entre el término  $\Gamma$  y  $\Delta t$  es posible extraer dos fórmulas que den información sobre el pulso XPW:

$$\tau_{0XPW} = \frac{\tau_0}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt{1+16\ln^2(2)\frac{\varphi^2}{\tau_0^4}}}{\sqrt{1+16\ln^2(2)\frac{\varphi^2}{9\tau_0^4}}} \quad (3.39)$$

$$\varphi_{XPW} = \frac{\varphi}{9} \frac{1+16\ln^2(2)\frac{\varphi^2}{\tau_0^4}}{1+16\ln^2(2)\frac{\varphi^2}{9\tau_0^4}} \quad (3.40)$$

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

La siguiente figura muestra el comportamiento de la ecuación (3.39).

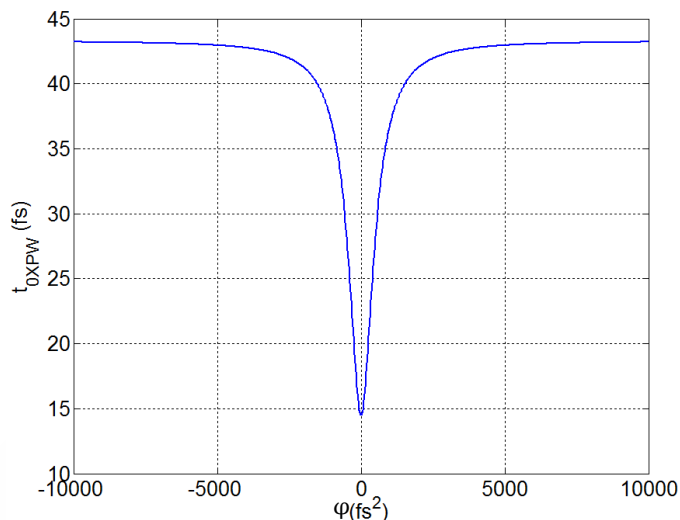


Figura 3.47. Duración temporal limitado por Fourier del pulso XPW en función de la dispersión de segundo orden. La duración del pulso incidente es  $\tau_0 = 25$  fs.

La ecuación (3.39) muestra cómo, para un efecto no lineal de tercer orden y asumiendo un pulso con perfil Gaussiano, la duración temporal limitado por Fourier puede reducirse un factor  $\sqrt{3}$  siempre y cuando el valor de  $\varphi$  sea moderadamente bajo. Por lo tanto, a partir de esta ecuación resulta evidente que el pulso incidente deberá tener una fase de segundo orden cercano a 0, con tal de conseguir el pulso XPW con la duración temporal más pequeña posible.

En este punto, es importante remarcar que los cálculos que se muestran en las páginas precedentes se basan en la suposición de un haz gaussiano y en el que no se tienen en cuenta aspectos como la propagación del haz o los efectos no lineales que también están presentes en este tipo de cristales. Por ello, aplicando el código numérico construido durante la elaboración de esta tesis doctoral se

realiza un estudio del efecto de la GDD para la extracción de energía en el pulso XPW.

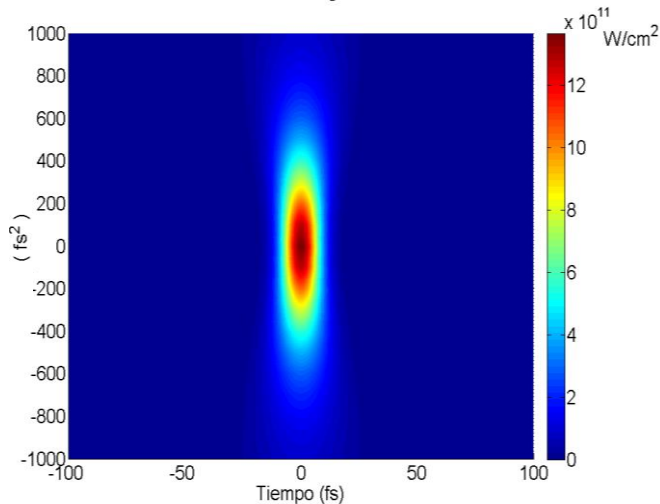


Figura 3.48. Mapa bidimensional de la intensidad obtenida en el pulso XPW para distintos valores de la fase de segundo orden. Parámetros utilizados:  $f = 350$  cm,  $\tau = 35$  fs,  $E = 5$  mJ,  $d = 131$  cm y  $L_{\text{Cristal}} = 500$   $\mu\text{m}$ .

El resultado que se observa en la figura (3.48) es similar al obtenido mediante la solución analítica. Para pulsos incidentes con una GDD cercana a 0 la extracción de energía es óptima. Mientras que para el resto de valores la eficiencia es menor, reduciéndose la intensidad hasta un orden de magnitud con respecto a la incidente para valores de  $\varphi = 800$   $\text{fs}^2$ .

Otro aspecto interesante es la relación de la GDD en la extracción de energía en el pulso de XPW, para distinta duración de pulso. A continuación se muestran los resultados obtenidos con este fin.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

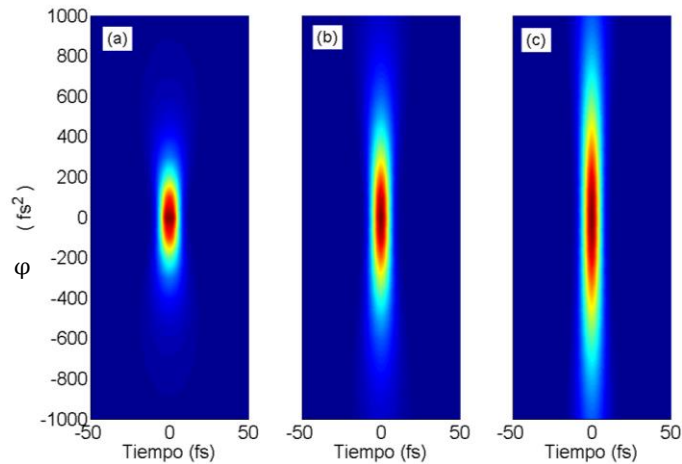


Figura 3.49. Mapa bidimensional de la intensidad obtenida a la salida de un cristal de  $\text{BaF}_2$  en función de la fase de segundo orden. Donde la duración temporal del pulso incidente es de 25 fs (a), 35 fs (b) y 45 fs (c).

La figura (3.49) muestra cómo la duración temporal del pulso afecta directamente a la eficiencia en la extracción de un pulso XPW. A menor duración temporal, el pulso es mucho más sensible a las modificaciones de la fase de segundo orden. Este aspecto se ve claramente reflejado en la figura, ya que para el caso de 25 fs el efecto no lineal es mucho más sensible a la GDD, reduciéndose un orden de magnitud en apenas  $300 \text{ fs}^2$ . Sin embargo, para el caso de 45 fs ni siquiera el aumento de  $1000 \text{ fs}^2$  es capaz de reducir un orden de magnitud la intensidad extraída en el pulso XPW.

Finalmente, cabe mencionar que el comportamiento que se observa en la figura (3.49) es muy similar al fenómeno observado en sistemas de caracterización de pulsos ultracortos, como por ejemplo, el sistema D-Scan [48].

Por lo tanto, del estudio paramétrico realizado en las páginas previas se deduce que, siendo el objetivo de este estudio la generación de pulsos de attosegundos es necesario optimizar la relación entre el pulso incidente y el pulso XPW, así como obtener la máxima

eficiencia posible dentro de las limitaciones propias de los sistemas XPWG con un solo cristal. En cuanto a la mayor extracción de energía, la elección de la lente tiene una relación directa en la posición de colocación del cristal, así como de la sensibilidad a desplazamientos que tendremos en el mismo. Por otro lado, el estudio de la fase de segundo orden apunta la necesidad de utilizar pulsos con una fase prácticamente nula y que, en buena medida, los pulsos de mayor duración muestran una menor sensibilidad al cambio de GDD. A partir de este análisis se seleccionaron los siguientes parámetros para el estudio de la generación de attosegundos: una lente de longitud focal de 350 cm, una fase de segundo orden  $\phi = 0 \text{ fs}^2$  y un pulso de duración  $\tau = 25 \text{ fs}$ .

Retomando la situación previa a la discusión de los parámetros óptimos para mejorar la ventana temporal y la eficiencia del fenómeno, el pulso a la salida del cristal no lineal sufre una rotación en su eje de polarización lineal debido al carácter isotrópico del cristal utilizado. Por tanto, es necesario utilizar una lámina retardadora  $\lambda/4$  cuya orientación será seleccionada para que la polarización se mantenga lineal en la parte central del pulso y que las zonas alejadas de  $t=0$  presenten una polarización elíptica.

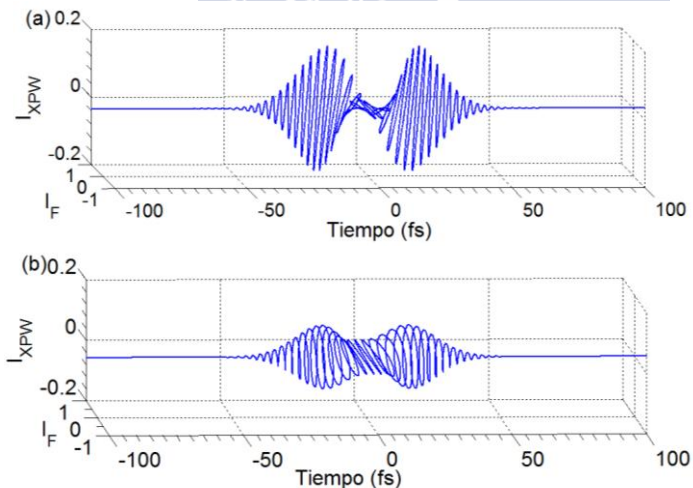


Figura 3.50. Ilustración del pulso antes de la lámina retardadora  $\lambda/4$  (a) y a la salida de la lámina (b).

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

En definitiva, la combinación de ambos pulsos, así como el paso por la lámina retardadora permite obtener un pulso cuya elipticidad varía a lo largo del tiempo, tal y como muestra la figura (3.50). Finalizada la simulación numérica mediante la NLSE, el campo eléctrico obtenido se introduce en el código PIC.

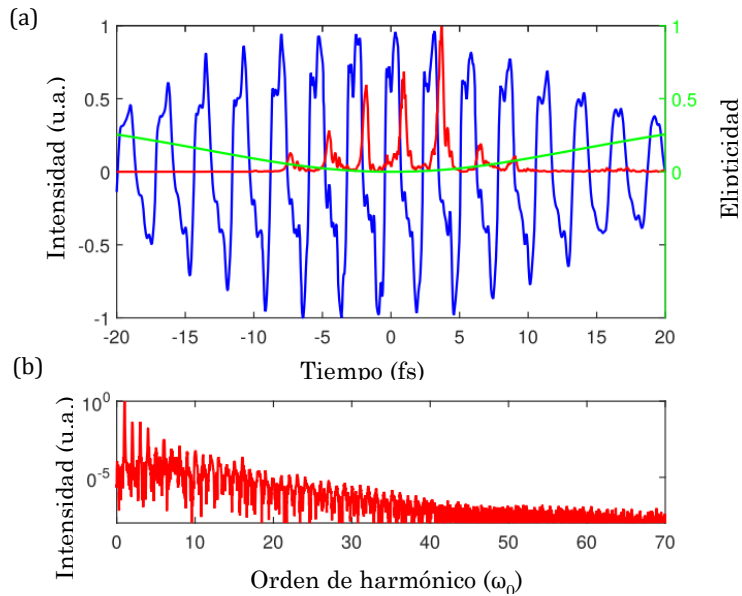


Figura 3.51. (a) Tren de pulsos de attosegundo obtenido mediante el sistema de ventana de polarización con un cristal de  $\text{BaF}_2$ . La línea azul representa el campo reflejado y la roja muestra el tren de attosegundos después de filtrar para entre los órdenes 30 y 50. La línea verde muestra la curva de elipticidad del pulso incidente. (b) Espectro del campo reflejado.

La figura (3.51) muestra el resultado obtenido mediante la simulación PIC. Una vez obtenida la simulación se examinaron distintos órdenes de armónicos con la finalidad de encontrar alguna región donde se aislara de forma efectiva un único pulso.

Sin embargo, no es posible encontrar una región de armónicos donde se aisle de forma efectiva un único pulso. La mejor situación posible se obtiene en los armónicos [30-50], donde se observa un tren de 3 pulsos.

El estudio previo mostró que los parámetros clave en la generación de pulsos de attosegundos son dos: la eficiencia del cristal y la relación entre la duración temporal del pulso incidente y del pulso XPW. Si se tiene en cuenta que la eficiencia obtenida durante la simulación numérica es cercana al 20%, que es el límite superior para evitar el colapso del pulso dentro del cristal, no será posible encontrar una mejora en este sistema. En contraposición, la relación entre ambos pulsos sí que es posible modificarla, con la finalidad que la relación entre ambos de una elipticidad mayor y, por lo tanto, se genere una ventana de polarización mucho más eficiente. Con esta finalidad se propone un nuevo esquema, que permite de una forma controlada modificar alguna característica del pulso incidente una vez haya salido del cristal de BaF<sub>2</sub>.

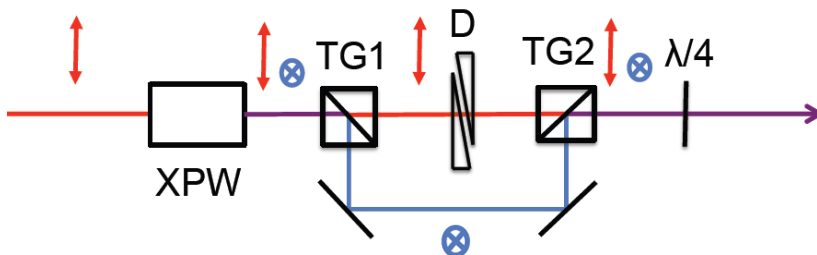


Figura 3.52. Esquema experimental. D es un material dispersivo; TG1 y TG2 se corresponden con dos polarizadores Taylor-GLAN situados ortogonalmente para separar y recombinar el pulso incidente y XPW, respectivamente. Las líneas de color se corresponde con: rojo (pulso incidente), azul (XPW) y violeta para la propagación colineal de ambos.

La adición de nuevos elementos ópticos para la mejora en el aislamiento de attosegundos tiene el objetivo de aumentar el ratio entre el pulso incidente y XPW. Para alcanzar este objetivo se considera que el pulso de entrada atraviese un par de cuñas de material

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

que apliquen una dispersión controlada. Mediante el desplazamiento relativo de una de estas piezas es posible controlar la cantidad de material que se añade a la propagación, y en consecuencia, la cantidad de dispersión que se añade al pulso incidente.

La figura (3.52) muestra una propuesta para la optimización de la puerta de polarización mediante el control de la dispersión del pulso. A la salida del sistema XPWG, ambos pulsos polarizados ortogonalmente se separan mediante un polarizador Taylor-GLAN (TG1), el pulso XPW se guía a través de un par de espejos montados sobre una plataforma móvil, que permite ajustar el camino óptico de ambos pulsos. El pulso fundamental se transmite a través del cubo polarizador, atraviesa el sistema de dispersión (D) y se recombina en un segundo Taylor-GLAN con el pulso XPW (TG2). Finalmente se vuelve a utilizar una lámina retardadora  $\lambda/4$  para generar diferentes estados de la polarización en el pulso de femtosegundos.

La capacidad de añadir fase de segundo orden en el pulso incidente, una vez que éste ha atravesado el cristal de XPW, permite modificar dos aspectos importantes; Por un lado, la relación de intensidades máximas entre ambos pulsos, y por otro la forma en la que el perfil temporal evoluciona a lo largo del tiempo.

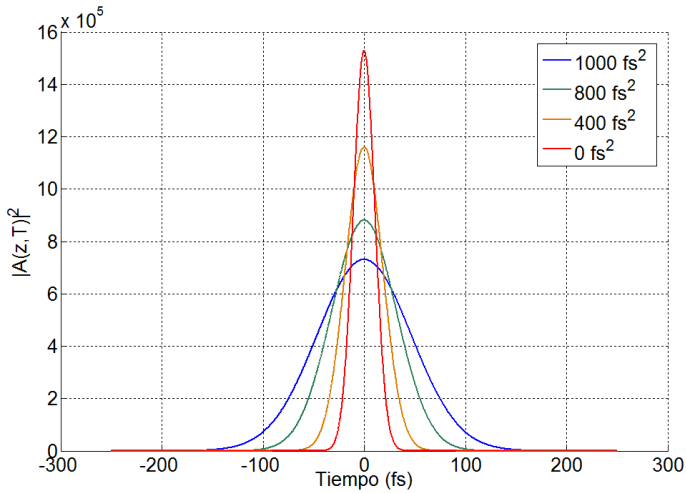


Figura 3.53. Modificación del perfil temporal de un pulso de  $\tau = 25$  fs para diferentes cantidades de un material dispersivo ( $GVD = 550 \text{ fs}^2/\text{cm}$ ).

Como se puede observar en la figura (3.53), un pulso de 25 fs modifica notablemente la forma del pulso con una cantidad relativamente pequeña de material dispersivo. En el caso particular que se muestra arriba, se consideró un material cuya GVD es de  $550 \text{ fs}^2/\text{cm}$ . Barriendo una cantidad de material de 0 a 2 cm, es posible producir GDD efectivas de 0 a  $+1000 \text{ fs}^2$ . Modificado la fase de segundo orden en el pulso incidente es posible observar la elipticidad conseguida en la recombinación de ambos pulsos.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

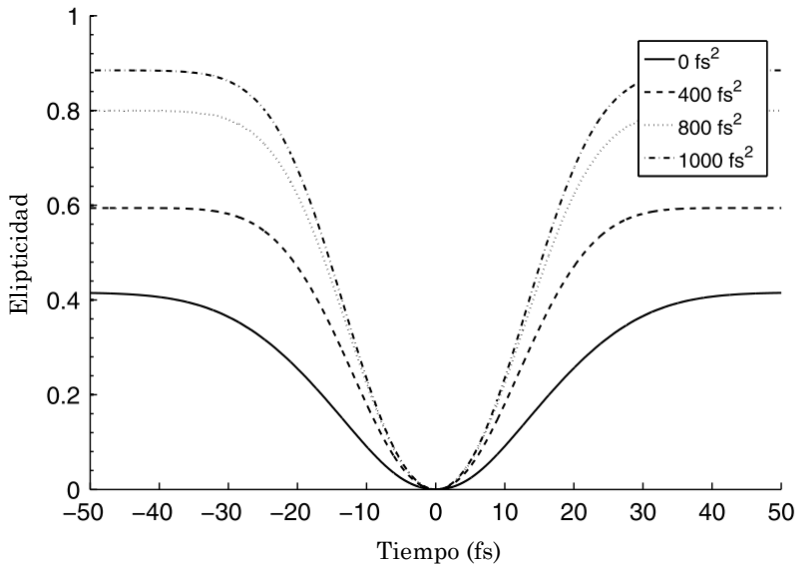


Figura 3.54. Variación de la elipticidad a lo largo de la duración temporal del pulso. Las simulaciones se han realizado para diferentes valores de GDD: 0 fs (línea sólida), 400 fs (línea rayada), 800 fs (línea punteada) y 1000 fs (línea punteada-rayada).

El resultado que se observa en la figura (3.54) indica claramente cómo la elipticidad se modifica de forma efectiva mediante el sistema de material dispersivo. La figura muestra como el resultado se va modificando hasta alcanzar un cierto límite donde la elipticidad no se mejora.

El mejor resultado se obtiene cuando el haz se le añade una dispersión total de 800 fs<sup>2</sup>.

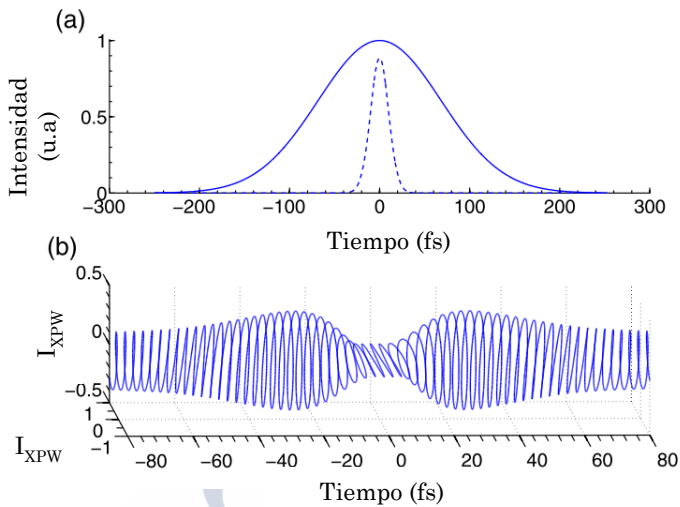


Figura 3.55. (a) Perfil de intensidad normalizado a la salida del cristal de BaF<sub>2</sub> para el pulso incidente (sólido) y pulso XPW (rayado). (b) Pulso resultado de la combinación de los campos incidente y XPW a la salida de la lámina retardadora  $\lambda/4$ . El material dispersivo añade 800 fs<sup>2</sup>.

Efectivamente, la relación de intensidades entre el pulso incidente y el XPW se encuentra en una relación igual. Para dispersiones superiores, el pulso incidente mostrará una intensidad menor que el pulso XPW a  $t = 0$ , por tanto se reducirá la eficiencia de la puerta de polarización.

El resultado de combinar ambos campos eléctricos se vuelve a introducir en el código PIC obteniendo la siguiente figura

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

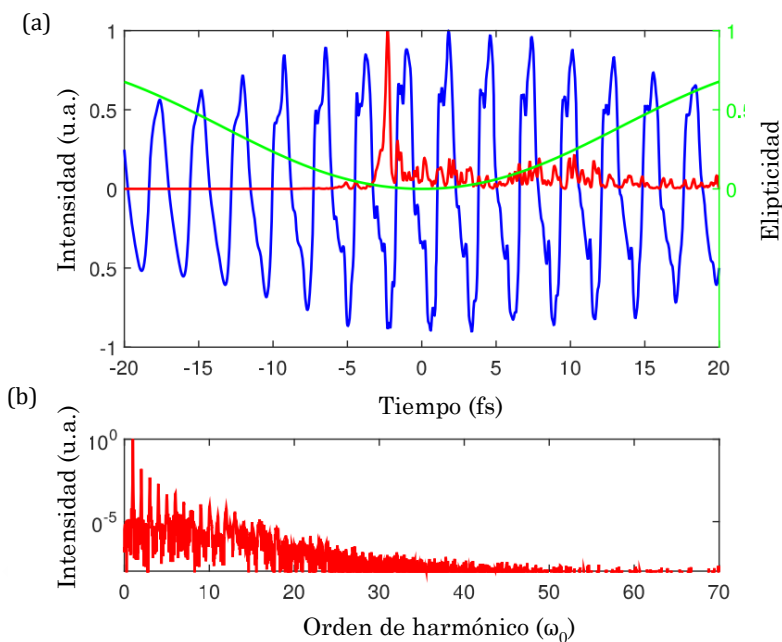


Figura 3.56. (a) Tren de pulsos de attosegundos obtenido mediante un cristal de  $\text{BaF}_2$  en combinación con un medio dispersivo y una lámina retardadora  $\lambda/4$ . La línea azul representa el campo reflejado y el rojo muestra el pulso de attosegundo obtenido entre los armónicos 30 y 50. La línea verde muestra la curva de elipticidad. (b) Muestra el espectro del haz campo reflejado.

La figura (3.56) muestra la interacción láser-plasma utilizando el pulso óptimo obtenido mediante el control de la dispersión del pulso incidente. En este caso particular sí es posible aislar de forma efectiva un único pulso de attosegundo. El pulso resultante tiene un FWHM de 800 attosegundos y una longitud de onda en el rango de los [16, 26.7] nm.

En conclusión, se ha demostrado mediante simulaciones numéricas la posibilidad de producir pulsos de attosegundos en blancos sólidos mediante un sistema XPWG utilizando un láser multiciclo. Combinando este método con una lámina retardadora y el control dispersivo del pulso incidente hace posible el control de la

elipticidad del pulso incidente combinado con el pulso XPW. Se ha mostrado el aislamiento de un único pulso de attosegundos (800 as).

Como se dijo anteriormente, la optimización de este proceso es posible debido a la modificación de dos aspectos importantes: la relación de intensidades entre el pulso incidente y el pulso XPW; y la duración de la ventana temporal.

El método mostrado en las páginas precedentes hace uso de la dispersión para modificar la relación entre intensidades y la ventana temporal. Este hecho reducirá la intensidad de los pulsos de attosegundo producidos. Por lo tanto, una mejora notable del sistema sería aumentar la eficiencia del proceso no lineal mediante esquemas que permitan una mayor extracción en el pulso XPW.

### 3.4 CONCLUSIONES

En este capítulo se ha mostrado el funcionamiento del código de simulación numérica que permite resolver la NLSE. A partir de este código se estudiaron dos situaciones: la relación entre el pulso incidente y el pulso XPW que sucede dentro de un cristal capaz de generar el efecto XPWG y la capacidad de producir polarizaciones dependientes del tiempo mediante el mismo fenómeno no lineal.

Del primer estudio se concluye que las fases del pulso incidente son cedidas al pulso XPW, por lo que es posible que se den situaciones donde el pulso XPW generado al principio del cristal no lineal interfiera con la parte del pulso XPW generado en la parte final del cristal. En consecuencia, es posible que se formen anillos de interferencia. Además, se ha introducido un término  $\xi$  que tiene en cuenta la relación entre el grosor del cristal y la divergencia del haz incidente. Mediante este término es posible determinar en qué situaciones es posible aplicar la *solución analítica*.

Dados este tipo de perfiles espaciales en el pulso XPW, la combinación de éste con el pulso incidente será capaz de producir

### **3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones**

polarizaciones locales dentro del pulso que, por ejemplo, podrían optimizar la mecanización de algunos materiales mediante láser.

Por otro lado, la naturaleza del efecto no lineal permite producir pulsos combinados (incidente y XPW) cuyo eje de polarización lineal varíe en el tiempo. De esta forma se comprobó que es posible utilizar el efecto XPWG como generador de puertas de polarización. Esto se comprobó numéricamente mediante el código presentado en este capítulo y simulaciones PIC sobre blancos sólidos. Como resultado, se demostró la posibilidad de producir un pulso de attosegundo aislado utilizando blancos sólidos y el efecto XPWG.



**REFERENCIAS**

- [1] M. Iliev, A. K. Meier, B. Galloway, D. E. Adams, J. A. Squier, and C. G. Durfee, “Measurement of energy contrast of amplified ultrashort pulses using cross-polarized wave generation and spectral interferometry,” *Opt. Express*, **22**, no. 15, pp. 17968-17978, 2014.
- [2] Y. Zaouter *et al.*, “Temporal cleaning of a high-energy fiber-based ultrafast laser using cross-polarized wave generation,” *Opt. Lett.*, **36**, no. 10, pp. 1830–1832, 2011.
- [3] A. Tajalli *et al.*, “Few-cycle pulse characterization using XPW d-scan” Proceeding in *High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions*, San Francisco, 2016.
- [4] C. Ruiz, “BALAS Code.” [Online]. Available: <http://code.google.com/p/balas/>. Fecha de consulta: Enero 2015.
- [5] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes 3rd Edition: The Art of Scientific Computing*, 3rd ed. New York, NY, USA: Cambridge University Press, 2007.
- [6] A. Couairon and A. Mysyrowicz, “Femtosecond filamentation in transparent media,” *Phys. Rep.*, **441**, no. 2–4, pp. 47–189, 2007.
- [7] A. Couairon and L. Bergé, “Light filaments in air for ultraviolet and infrared wavelengths” *Phys. Rev. Lett.*, **88**, no. 13, pp. 135003–135007, 2002.
- [8] F. Gori, “Flattened gaussian beams,” *Opt. Commun.*, **107**, no. 5, pp. 335–341, 1994.
- [9] G. Fibich *et al.*, “Self-focusing distance of very high power laser pulses,” *Opt. Express*, **13**, no. 15, pp. 5897–5903, 2005.
- [10] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Ed. W. Classics, Londres, 2002.

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

- [11] N. Minkovski, G. I. Petrov, S. M. Satiel, O. Albert, and J. Etchepare, “Nonlinear polarization rotation and orthogonal polarization generation experienced in a single-beam configuration,” *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**, no. 9, pp. 1659-1664, 2004.
- [12] A. Jullien *et al.*, “Spectral broadening and pulse duration reduction during cross-polarized wave generation: Influence of the quadratic spectral phase,” *Appl. Phys. B Láseres Opt.*, **87**, no. 4, pp. 595–601, 2007.
- [13] A. Jullien *et al.*, “Highly efficient temporal cleaner for femtosecond pulses based on cross-polarized wave generation in a dual crystal scheme,” *Appl. Phys. B Láseres Opt.*, **84**, no. 3, pp. 409–414, 2006.
- [14] V. Chvykov, P. Rousseau, S. Reed, G. Kalinchenko, and V. Yanovsky, “contrast 50 TW láser pulses”,” *Opt. Lett.*, **31**, no. 20, p. 2993-2996, 2006.
- [15] M. Iliev, A. K. Meier, M. Greco, and C. G. Durfee, “Nonlinear dynamics of double-pass cross-polarized wave generation in the saturation regime.,” *Appl. Opt.*, **54**, no. 2, pp. 219–227, 2015.
- [16] A. Jullien *et al.*, “Two crystal arrangement to fight efficiency saturation in cross-polarized wave generation,” *Opt. Express*, **14**, no. 7, pp. 2760–2769, 2006.
- [17] S. E. Harris, J. J. Macklin, and T. W. Hänsch, “Atomic scale temporal structure inherent to high-order harmonic generation,” *Opt. Commun.*, **100**, no. 5, pp. 487–490, 1993.
- [18] I. B. Foldes, J. S. Bakos, Z. Bakonyi, T. Nagy, and S. Szatmari, “Harmonic generation in plasmas of different density gradients,” *Phys. Lett. A.*, **258**, pp. 312–316, 1999.
- [19] F. Quéré *et al.*, “Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas,” *Phys. Rev. Lett.*, **96**, no. 12, p. 125004-125008, 2006.
- [20] Y. Nomura *et al.*, “Attosecond phase locking of harmonics

- emitted from láser-produced plasmas,” *Nat Phys*, **5**, no. 2, pp. 124–128, Feb. 2009.
- [21] U. Mohideen *et al.*, “High intensity above-threshold ionization of He,” *Phys. Rev. Lett.*, **71**, no. 4, pp. 509–512, 1993.
- [22] U. Teubner, “High-order harmonics from láser-irradiated plasma surfaces,” *Rev. Mod. Phys.*, **81**, pp- 445-479, 2009.
- [23] L. Plaja and L. Roso, “Generation of attosecond pulse trains during the reflection of a very intense laser on a solid surface,” *J. Opt. Soc. Am. B*, **15**, no. 7, pp. 1904–1911, 1998.
- [24] A. S. Pirozhkov, S. V. Bulanov, T. Z. Esirkepov, M. Mori, A. Sagisaka, and H. Daido, “Attosecond pulse generation in the relativistic regime of the láser-foil interaction: The sliding mirror model,” *Phys. Plasmas*, **13**, no. 1, pp. 1–12, 2006.
- [25] S. G. Rykovanov, M. Geissler, J. Meyer-ter-Vehn, and G. D. Tsakiris, “Intense single attosecond pulses from surface harmonics using the polarization gating technique,” *New J. Phys.*, **10**, pp. 1-14, 2008.
- [26] A. L. Cavalieri *et al.*, “Attosecond spectroscopy in condensed matter,” *Nature*, **449**, no. 7165, pp. 1029–1032, 2007.
- [27] W. Theobald, R. Häßsner, C. Wülker, and R. Sauerbrey, “Temporally Resolved Measurement of Electron Densities  $10^{23}$   $\text{cm}^{-3}$  with High Harmonics,” *Phys. Rev. Lett.*, **77**, no. 2, pp. 298–301, 1996.
- [28] G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, and F. Krausz, “Route to intense single attosecond pulses,” *New J. Phys.*, **8**, pp. 1-20, 2006.
- [29] E. Balogh *et al.*, “Dynamic wavefront rotation in the attosecond lighthouse,” *Optica*, **4**, no. 1, pp. 48–53, 2017.
- [30] J. A. Wheeler *et al.*, “Attosecond lighthouses from plasma mirrors,” *Nat Phot.*, **6**, no. 12, pp. 829–833, Dec. 2012.
- [31] P. B. Corkum, N. H. Burnett, and M. Y. Ivanov, “Subfemtosecond pulses,” *Opt. Lett.*, **19**, no. 22, pp. 1870–

### 3. Modulaciones espacio-temporales mediante XPWG: Simulaciones numéricas y aplicaciones

1872, Nov. 1994.

- [32] P. B. Corkum, “Interactions Of Ultra-intense Laser Light With Matter,” *Phys. Today*, **48**, no. 22, pp. 36-43, 1995.
- [33] G. Sansone *et al.*, “Shaping of attosecond pulses by phase-stabilized polarization gating,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, **80**, no. 6, pp. 1–8, 2009.
- [34] I. J. Sola *et al.*, “Controlling attosecond electron dynamics by phase-stabilized polarization gating,” *Nat. Phys.*, **2**, no. 5, pp. 319–322, 2006.
- [35] J. J. Carrera, X. M. Tong, and S. I. Chu, “Creation and control of a single coherent attosecond xuv pulse by few-cycle intense laser pulses,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, **74**, no. 2, pp. 1–7, 2006.
- [36] F. Böhle *et al.*, “Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers,” *Láser Phys. Lett.*, **11**, no. 9, p. 95401-95405, 2014.
- [37] F. Hagemann, O. Gause, L. Wöste, and T. Siebert, “Supercontinuum pulse shaping in the few-cycle regime,” *Opt. Express*, **21**, no. 5, pp. 5536–5549, 2013.
- [38] S. Tang and X. Chen, “Generation of isolated sub-100-as pulses with 30-fs lasers,” *Phys. Rev. A*, **13**, pp. 1–5, 2010.
- [39] S. Tang and X. Chen, “Method to generate isolated attosecond pulses with many-cycle laser fields,” *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, **85**, no. 6, pp. 1–4, 2012.
- [40] C. Altucci *et al.*, “Interplay between group-delay-dispersion-induced polarization gating and ionization to generate isolated attosecond pulses from multicycle lasers,” *Opt. Lett.*, **35**, no. 16, pp. 2798–2800, 2010.
- [41] R. A. Fonseca *et al.*, “OSIRIS: A Three-Dimensional, Fully Relativistic Particle in Cell Code for Modeling Plasma Based Accelerators,” in *Computational Science --- ICCS 2002*:

- International Conference Amsterdam, The Netherlands, April 21--24, 2002 Proceedings, Part III*, P. M. A. Sloot, A. G. Hoekstra, C. J. K. Tan, and J. J. Dongarra, Eds. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, pp. 342–351, 2002.
- [42] R. A. Fonseca, S. F. Martins, L. O. Silva, J. W. Tonge, F. S. Tsung, and W. B. Mori, “One-to-one direct modeling of experiments and astrophysical scenarios: pushing the envelope on kinetic plasma simulations,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, **50**, no. 12, pp. 124034-124044, 2008.
- [43] R. A. Fonseca *et al.*, “Exploiting multi-scale parallelism for large scale numerical modelling of laser wakefield accelerators,” *Plasma Phys. Control. Fusion*, **55**, no. 12, pp. 124011-124027, 2013.
- [44] R. Lichters, J. MeyerterVehn, and a Pukhov, “Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity,” *Phys. Plasmas*, **3**, no. 9, pp. 3425–3437, 1996.
- [45] A. Jullien *et al.*, “Highly efficient nonlinear filter for femtosecond pulse contrast enhancement and pulse shortening,” *Opt. Lett.*, **33**, no. 20, pp. 2353–2355, 2008.
- [46] A. Ricci *et al.*, “Generation of high-fidelity few-cycle pulses at 2.1  $\mu\text{m}$  via cross-polarized wave generation,” *Opt. Express*, **21**, no. 8, pp. 9711–9721, 2013.
- [47] J.-C. Diels and W. Rudolph, “Ultrashort Laser Pulse Phenomena: Fundamentals, Techniques, and Applications on a Femtosecond Time Scale,” Ed. Elsevier, Londres, 2006.
- [48] D. Fabris, W. Holgado, F. Silva, T. Witting, J. W. G. Tisch, and H. Crespo, “Single-shot implementation of dispersion-scan for the characterization of ultrashort laser pulses,” *Opt. Express*, **23**, no. 25, pp. 32803-32809, 2015.

## **4. DINÁMICA ESPACIO-TEMPORAL DEL PULSO XPWG Y NUEVAS APLICACIONES**

En el capítulo anterior se mostró el estudio de la dinámica del efecto no lineal XPWG. A continuación se muestran resultados experimentales que corroborarán las conclusiones obtenidas en el anterior capítulo.

En primer lugar se presenta el estudio experimental de la generación de los anillos de interferencia que se predicen en el modelo numérico. Para ello se monta un sistema de generación de efecto XPWG con un solo cristal. Una vez mostrado la modulación espacial del pulso XPW (definido como pulso B en el capítulo 2), se realizará una comparación con la simulación numérica.

En segundo lugar, se presentará el comportamiento espectral del efecto XPWG. Para ello se mantendrá el montaje realizado en la primera parte del capítulo y se estudiará cómo se modula el espectro del pulso XPW para diferentes modificaciones en el pulso incidente, como la modificación de la GDD. Mediante este estudio se planteará la posibilidad de utilizar el efecto no lineal XPWG como catalizador para un sistema de medidas basado en el método D-Scan (*Dispersive Scan*), el cual se explicará a lo largo del capítulo.

#### 4.1 DINÁMICA ESPACIAL DEL EFECTO XPWG

En la sección (3.2) se mostró que la dinámica del pulso dentro del cristal es capaz de inducir estructuras que no se pueden predecir con un modelo simplificado. Como consecuencia del estudio mostrado anteriormente se concluye que existe un régimen donde se generan anillos de interferencia dentro del propio cristal, y que éstos son una constatación de la cesión de la fase no lineal del pulso incidente hacia el pulso XPW que se genera.

Si bien el modelo mostrado en el capítulo 3 se comparó con otros modelos, resulta interesante demostrar que este fenómeno se puede conseguir de forma experimental y que, gracias a dicho modelo los resultados que se obtienen a la salida del cristal pueden explicarse mediante el modelo de propagación propuesto anteriormente.

Dicho esto, el estudio que se presenta a continuación se realiza en la línea de baja energía del láser STELA (1 mJ, 35 fs, 1 KHz y 800 nm). Seguidamente se muestra la caracterización de este pulso que, a menos que se diga lo contrario, se considerará invariable en todas las medidas que se realizan durante todo el capítulo (véase figura 4.1).

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

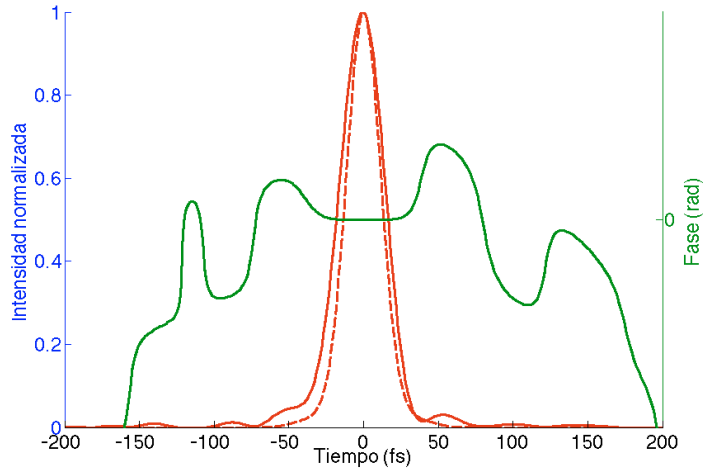


Figura 4.1. Caracterización del pulso de baja energía. La medida se realiza con el dispositivo LX SPIDER suministrado por la empresa A.P.E.

La energía disponible para este pulso es de 1 mJ y es posible reducirla mediante un sistema convencional de control de energía basado en una lámina retardadora  $\lambda/2$  y un cubo polarizador.

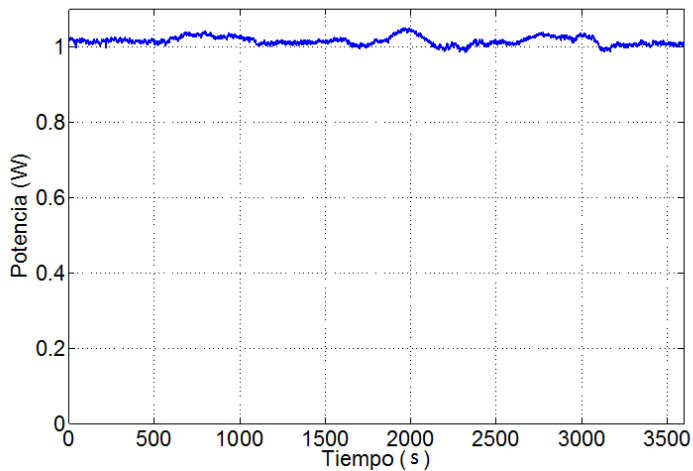


Figura 4.2. Medida de la energía de salida de la línea de baja energía del sistema STELA.

La figura (4.2) muestra que la estabilidad del equipo es suficiente como para asumir que las variaciones de energía durante los experimentos son suficientemente pequeñas como para no tenerse en cuenta.

A continuación se mostrará el esquema experimental utilizado para la búsqueda de las estructuras espaciales obtenidas de forma teórica en el capítulo 3.

#### **4.1.1 Generación de anillos de interferencia mediante el efecto XPWG**

Se ha mostrado que los sistemas de cristal doble colocados en su posición óptima son capaces de generar unos anillos de interferencia y que éstos son el producto de la suma coherente del pulso XPW generado en cada uno de los cristales de BaF<sub>2</sub>.

Acudiendo al modelo teórico mostrado en el capítulo anterior, estos anillos son posibles en una configuración de cristal único. Para demostrarlo experimentalmente se montó un sistema de generación del efecto XPW lo más sencillo posible, cuyo esquema se muestra en la siguiente figura.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

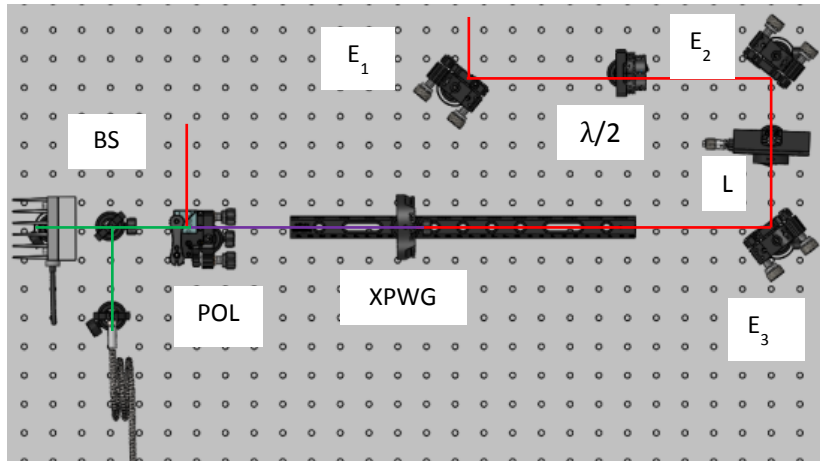


Figura 4.3. Esquema del experimento para generación de anillos de interferencia en un cristal de  $\text{BaF}_2$ . (Rojo) el pulso incidente, (morado) la propagación colineal del pulso incidente y el XPW y (verde) pulso XPW. Los elementos marcados son; E: espejos para el guiado del haz,  $\lambda/2$ : Lámina retardadora de media onda, XPWG: cristal no lineal, POL: cubo polarizador Taylor-Glan y BS: Divisor de haz.

La figura (4.3) muestra la configuración para la generación del efecto XPWG más sencilla posible. El pulso láser de baja energía del sistema STELA se guía mediante espejos y una lente hacia un cristal generador del efecto XPWG. Como ya se comentó en anteriores ocasiones se utilizan cristales de Fluoruro de Bario y Fluoruro de Calcio. Utilizando una lámina retardadora  $\lambda/2$  y una lente convergente, el pulso se focaliza a lo largo de una línea donde se situará el cristal no lineal, colocado en una montura rotatoria y sobre un rail.

Tras el esquema de un cristal, situamos un cubo polarizador que seleccionará la componente incidente y XPW. De tal forma que el pulso XPW se transmita a través del cubo. Finalmente se utilizan diferentes dispositivos para poder analizar el proceso no lineal. En general los elementos que se colocarán serán los siguientes:

- Espectrómetro Ocean View USB 2000+, con un rango espectral de 320 nm hasta 1100 nm
- Potenciómetro GENTEC
- Cámara CMOS Mightex
- Analizador de haz GENTEC 4M

En el capítulo 3 se muestra que la solución numérica de la NLSE propone la existencia de anillos de interferencia, producto del efecto no lineal inducido. Uno de los aspectos comentados en dicho capítulo es que la interferencia entre las fases adquiridas al principio del cristal y al final del mismo son las responsables de la generación de los anillos de interferencia, por ello se escoge el cristal de BaF<sub>2</sub> con mayor grosor posible, en este caso la longitud utilizada para estas medidas es  $L_{\text{cristal}} = 1 \text{ mm}$ .

A continuación se muestra la energía del pulso XPW en función de la energía del pulso incidente. Esta medida se realiza en la posición óptima del cristal para obtener mayor eficiencia.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

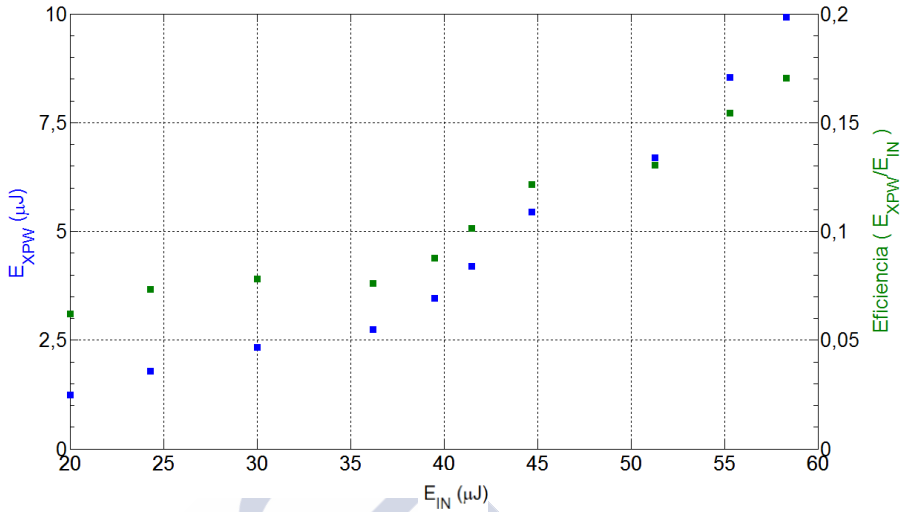


Figura 4.4. Energía obtenida en el pulso XPW mediante un cristal de  $BaF_2$  de longitud  $L_{Cristal} = 1$  mm. En (azul) la energía obtenida para el pulso XPW, en (verde) la eficiencia del proceso no lineal.

La gráfica mostrada en la figura (4.4) muestra que, a medida que la energía del pulso incidente aumenta, la energía que se deposita en el pulso XPW aumenta hasta un valor límite, que en este caso se encuentra alrededor de  $E_{IN} = 60 \mu J$ . A partir de dicho valor límite, los efectos no lineales como el efecto Kerr producen una disminución de la energía en el pulso XPW así como daños permanentes en el cristal no lineal.

Teniendo en cuenta la distancia focal  $f = 40$  cm, y el diámetro del pulso incidente,  $\Phi = 3$  mm, es posible calcular la intensidad sobre el cristal del  $BaF_2$ . De esta forma, para la energía máxima que se introdujo en el cristal ( $E \approx 60 \mu J$ ) y un pulso de  $\tau = 35$  fs, la intensidad obtenida sobre el cristal es  $I = 10^{12} W/cm^2$ , valor para el que el efecto Kerr comienza a tomar un papel relevante en la dinámica del pulso.

Es posible observar cómo la forma espacial del pulso se modula debido a la combinación de los efectos no lineales. A continuación se muestran algunas imágenes del pulso XPW (Fig 4.5).

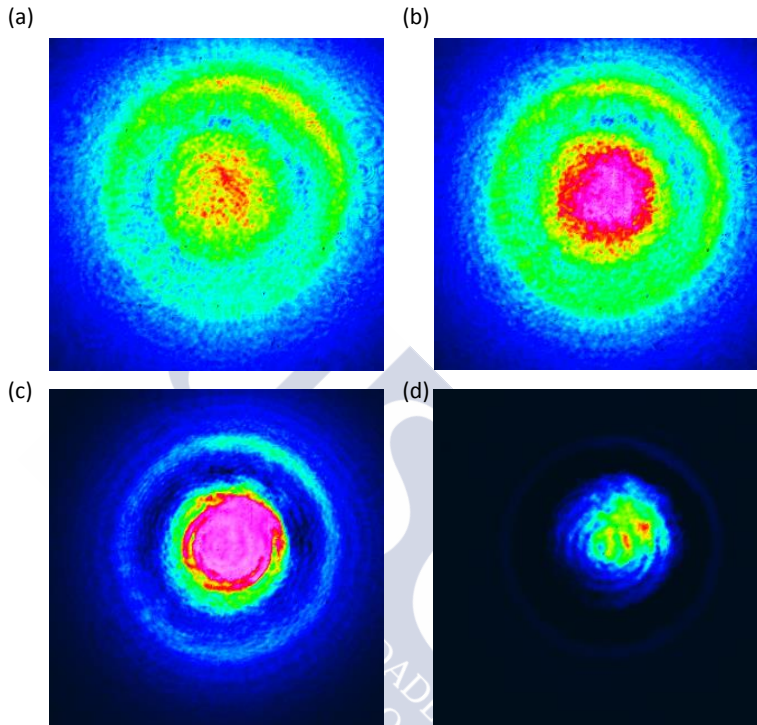


Figura 4.5. Forma espacial del pulso XPW. Las imágenes se toman para distintas posiciones del cristal de  $\text{BaF}_2$ , siendo  $z = 0$  el plano donde focaliza el pulso incidente: (a)  $z = 0$  mm, (b)  $z = 20$  mm, (c)  $z = 40$  mm y (d)  $z = 60$  mm. Parámetros del pulso:  $E = 60 \mu\text{J}$ ,  $\tau = 35$  fs,  $\Phi = 3$  mm y  $f = 40$  cm.

Los resultados obtenidos en la figura (4.5) ponen de manifiesto que existe una modulación dentro del cristal, dado que a medida que se desplaza el cristal la forma del pulso se modifica. Como se menciona en el capítulo 3, la generación de este tipo de modulaciones se debe a la dinámica del pulso dentro del cristal. Por lo tanto, la fase espacial inducida por una lente convergente, unida al efecto Kerr y al

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

XPWG son los responsables de las estructuras mostradas en la anterior figura. Todas las imágenes mostradas corresponden a la parte divergente de la propagación del pulso incidente. Dado que el efecto Kerr produce principalmente un efecto de convergencia sobre el haz, en posiciones de  $z > 0$  existirá la contraposición de la fase convergente del efecto no lineal junto con la fase divergente inducida por la lente. En consecuencia, para  $z > 0$  se observa la generación de este tipo de estructuras como las mostradas en la figura (4.5), mientras que para  $z < 0$  no se observa la generación de los anillos de interferencia.

Por lo tanto, si los anillos se generan debido a la relación entre la fase lineal divergente y la fase no lineal convergente, la variación de la energía del pulso incidente debe modificar el aspecto del pulso. Recordemos que, en el caso anterior, los parámetros seleccionados generaban que la intensidad en el plano focal fuera del orden de  $I \approx 10^{12} \text{ W/cm}^2$ , siendo este el valor umbral para que se produzca de forma efectiva el efecto XPWG. A continuación se muestra el pulso XPW obtenido para una energía incidente de  $E_{in} = 10 \text{ } \mu\text{J}$ .

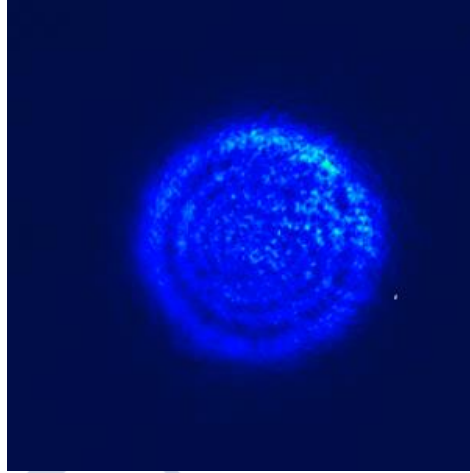


Figura 4.6. Pulso XPW obtenido mediante un cristal de  $\text{BaF}_2$  de  $L = 1$  mm de grosor y un pulso incidente con una energía de  $E = 10\mu\text{J}$ . El cristal se situó en  $z = 40$  mm.

La figura (4.6) muestra cómo la energía utilizada influye en la forma espacial que adquiere el pulso XPW. Para este caso particular la intensidad del pulso sobre el cristal es de  $I \approx 5 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ . A partir de las figuras (4.5) y (4.6) se concluye que existe una modulación del pulso XPW debido a la dinámica de las distintas fases lineales y no lineales involucradas en el cristal no lineal.

A continuación se muestra los efectos de coherencia en el perfil espacial del pulso XPW y la coincidencia que existe entre las observaciones experimentales y el modelo de la NLSE descrito en los capítulos anteriores, lo que valida los conceptos discutidos.

En primer lugar se muestra el perfil espacial obtenido para un pulso incidente de energía  $E_{IN} = 40 \mu\text{J}$ , duración temporal  $\tau = 35$  fs, diámetro del haz  $\Phi = 2\text{mm}$  y una lente cuya longitud focal es  $f = 40$  cm. El cristal de  $\text{BaF}_2$  se sitúa a 46 cm de la lente convergente.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

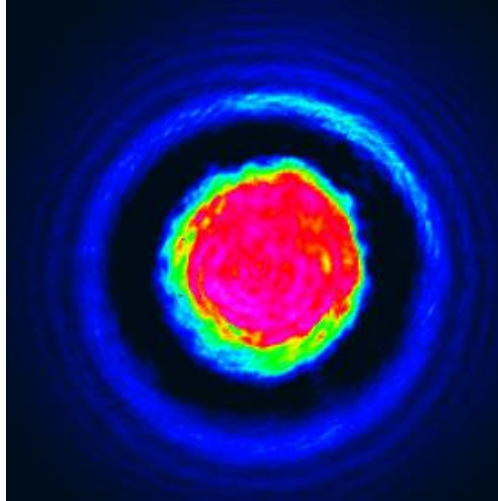


Figura 4.7. Forma espacial del pulso XPW mediante un cristal de  $\text{BaF}_2$  situado a 46 cm de una lente convergente de longitud focal  $f = 40$  cm.

La figura (4.7) muestra una modulación propia de la relación entre la fase divergente del pulso con la fase no lineal dentro del cristal de  $\text{BaF}_2$ . Este fenómeno, que ya se mostró en las simulaciones en el capítulo 3, se puede volver a reproducir en este caso concreto tal y como se muestra en la siguiente figura obtenida mediante la simulación numérica.

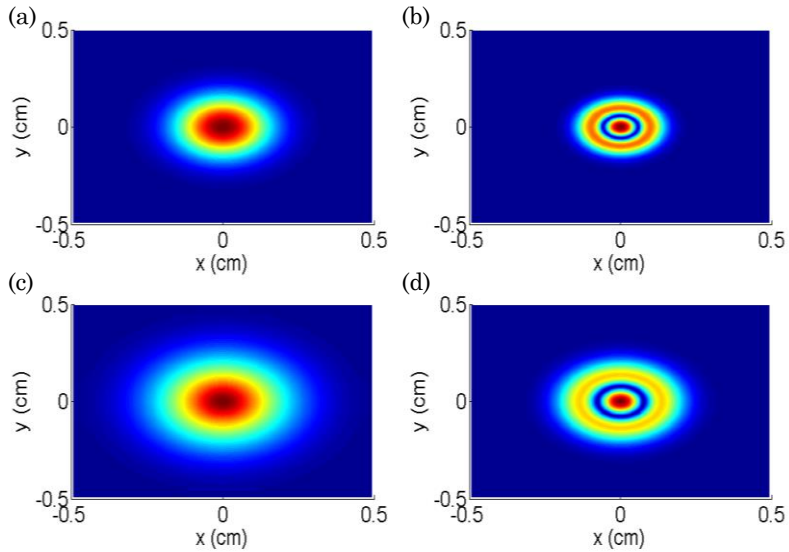


Figura 4.8. Simulación numérica mediante la resolución de la NLSE. (a) y (c) se corresponden con la forma espacial del pulso incidente, en la cara posterior del cristal de  $\text{BaF}_2$  y en la posición donde se coloca el analizador de haz, respectivamente. (b) y (d) representan la forma espacial para el pulso XPW, en la cara posterior del cristal y en la posición del analizador de haz, respectivamente.

La figura (4.8) muestra que la dinámica espacial se reproduce con el modelo numérico presentado en el capítulo 3. Además, se puede observar que el pulso incidente no sufre ningún tipo de modulación. Esto indica que es necesario, no tan solo el balance entre la fase no lineal del efecto Kerr y la fase divergente, sino que también es necesario la suma coherente que se produce en el pulso XPW debido a este efecto no lineal. De esta forma, las no linealidades inducidas por el pulso incidente al pulso XPW, que varían a medida que el pulso se propaga dentro del cristal de  $\text{BaF}_2$  producen la modulación del pulso. Si se tiene cuenta que ambos pulsos, incidente y XPW, se propagan colinealmente y que éstos presentan una polarización lineal ortogonal

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

entre sí, es posible realizar un mapa de polarizaciones locales dentro del pulso.

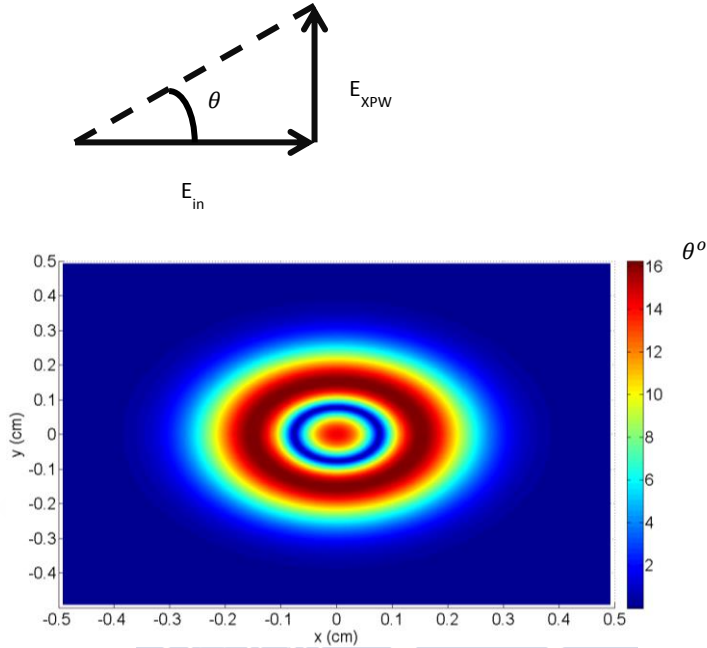


Figura 4.9. Mapa de polarización obtenida a partir de la simulación numérica. El ángulo  $\theta$  se corresponde con el formado por las polarizaciones lineales y ortogonales entre sí del pulso incidente y XPW.

La figura (4.9) muestra cómo el ángulo formado entre las dos polarizaciones ortogonales entre sí varía debido a la modulación espacial producida en el pulso XPW. De esta forma, existe una rotación en la polarización lineal que actúa de forma local.

Este tipo de estructuras, combinadas con una lámina retardadora  $\lambda/4$  sería capaz de producir zonas de polarización lineal y zonas de polarización elíptica en el mismo pulso. Este aspecto resulta interesante ya que existen distintos fenómenos de interacción radiación-materia que son sensibles a la polarización utilizada, tal y

como se observó en el capítulo 3 para la generación de pulsos de attosegundos.

## **4.2 DINÁMICA TEMPORAL DEL EFECTO XPWG**

La siguiente sección está dedicada al estudio experimental de fenomenología relacionada con la componente temporal del pulso XPW. Como en las secciones anteriores, el trabajo se realiza con la línea de baja energía del sistema láser STELA.

En el capítulo 2 se mostró cómo el efecto no lineal XPWG tiene asociado un ensanchamiento espectral del pulso, el objetivo inicial de esta sección es caracterizar el comportamiento del espectro a la salida del cristal no lineal.

Dada una característica en el comportamiento del espectro que se observará en próximas secciones, es necesario realizar un repaso previo al campo de la caracterización completa de pulsos de femtosegundos. Tras este repaso se mostrará el estudio del espectro del pulso XPW en función de distintos parámetros.

### **4.2.1 Sistemas de caracterización de pulsos**

Con el desarrollo de los pulsos ultracortos, surgió la necesidad de crear dispositivos que fueran capaces de caracterizar dicho pulsos. La respuesta electrónica limita las medidas a sistemas que tengan una duración de  $\mu\text{s}$ . Por lo tanto, fue necesario idear estrategias que permitan tener una resolución de femtosegundos y, en consecuencia, sean capaces de medir eventos de duración de unas pocas decenas de fs.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

Como ya se mostró en capítulos precedentes, un pulso linealmente polarizado dentro de la aproximación dipolar se puede describir como

$$\varepsilon(t) \propto \frac{1}{2} \sqrt{I(t)} \exp\{i[\omega_0 t - \phi(t)]\} \quad (4.1)$$

El pulso definido en el dominio temporal se puede escribir en el dominio de frecuencias como

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(i\omega t) dt = |E(\omega)| \exp(i\varphi(\omega)) \quad (4.2)$$

En los pulsos de femtosegundos la fase espectral  $\varphi(\omega)$  juega un papel crucial a la hora de caracterizar el estado de un pulso ultracorto. Esta fase se suele expandir en una serie de Taylor como

$$\varphi(\omega) = \sum_{k=0}^n \frac{\varphi^{(k)}}{k!} (\omega - \omega_0)^k \quad (4.3)$$

El segundo orden de esta expansión,  $\varphi^{(2)}$ , es la dispersión de fase de segundo orden (*Group Delay Dispersion*, GDD) y  $\varphi^{(3)}$  se conoce como *Third Order Dispersion*, TOD.

Cualquier material que atraviese el pulso láser añadirá fases espectrales de orden superior y, en el caso de un pulso de femtosegundos, el efecto sobre éste puede ser notable.

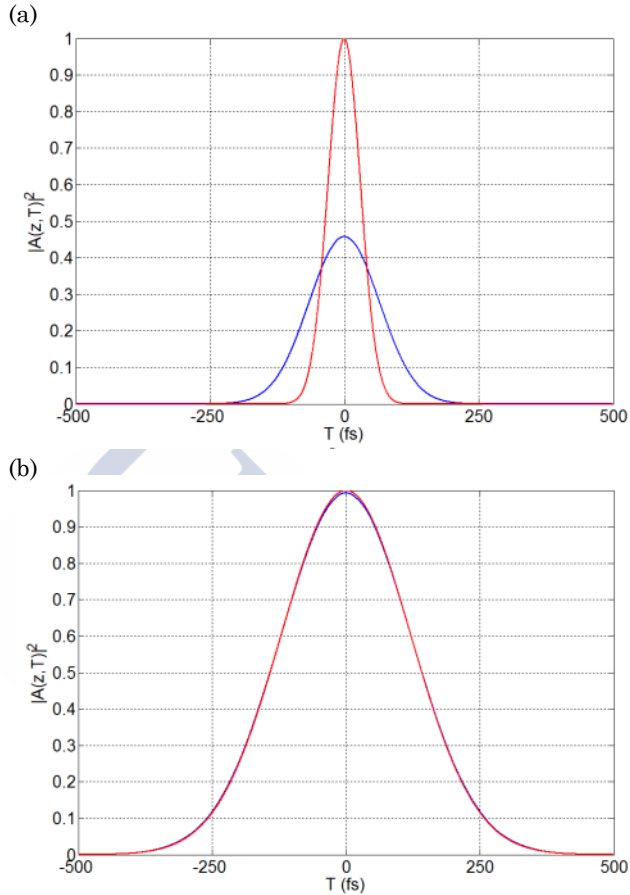


Figura 4.10. Simulación del perfil temporal de un pulso que atraviesa 5 cm de vidrio BK7 ( $GVD = 70,372 \text{ fs}^2/\text{mm}$ ), para un pulso de  $\tau = 50 \text{ fs}$  (a) y un pulso de (b)  $\tau = 200 \text{ fs}$ . (rojo) representa el pulso limitado por la transformada de Fourier y (azul) el pulso a la salida de los 5 cm de vidrio.

La figura (4.10) muestra la importancia que tienen las fases de alto orden cuando el pulso se encuentra en la decena de los femtosegundos, por ello es importante recuperar las fases asociadas al pulso de femtosegundo.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

Existen diferentes métodos que permiten caracterizar el pulso de femtosegundo y éstos se pueden dividir en dos grupos dependiendo del tipo de información que se obtenga:

1. Información de la duración temporal del pulso
2. Información de la duración y fase temporal del pulso

Del primer tipo de sistemas de caracterización, su mayor exponente son los autocorreladores de segundo orden [1]. Este dispositivo se basa en la función de autocorrelación del pulso que se quiere medir. Asumiendo un perfil temporal concreto del pulso incidente, por ejemplo un pulso Gaussiano, es posible relacionar la autocorrelación, medida con un fotodiodo o una cámara, con la duración temporal del pulso de femtosegundo. Existen autocorreladores de intensidad e interferométricos [2] e incluso sistemas de reconstrucción completa del pulso, aunque no son muy robustos [3].

La información proporcionada por estos dispositivos no es completa, ya que no se pueden precisar las fases de orden superior asociadas a este tipo de pulsos utilizando este método.

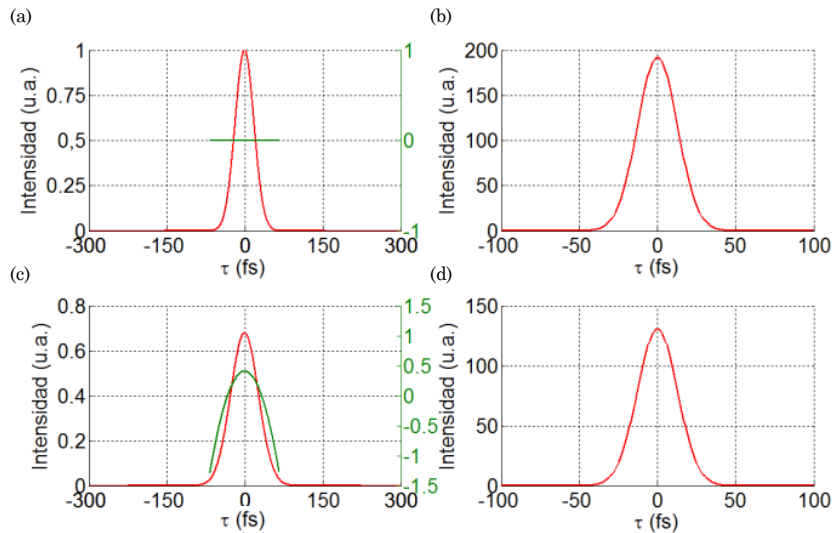


Figura 4.11. Simulaciones del perfil temporal de un pulso ultracorto. (a) y (c) son los perfiles temporales de un pulso  $\tau = 30$  fs con una GDD de 0 y 740 fs<sup>2</sup> respectivamente. (b) y (d) son las autocorrelaciones de del pulso en (a) y (b) respectivamente.

En la figura (4.11) se muestra cómo la adición de una fase de segundo orden (GDD) a un pulso de  $\tau = 30$  fs no afecta al perfil de autocorrelación generado. Por lo tanto, queda claro que este tipo de dispositivos no da una información completa del pulso.

A pesar de la falta de parte de la información del pulso, los autocorreladores se utilizan comúnmente como un sistema de caracterización rápida del pulso.

Existen dispositivos diseñados para recuperar de forma completa la información contenida en un pulso ultracorto: duración temporal y fases asociadas. Dado que el objetivo de esta sección es introducir distintos sistemas de medida, destacar que las técnicas más utilizadas son las conocidas como *Frequency Resolved Optical Gating* (FROG)

## 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

[4] y *Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction* (SPIDER) [5].

Mientras que el SPIDER se basa en interferometría espectral, el FROG se basa en el *optical gating*. Ambos usan cristales no lineales y un espectrómetro para obtener las medidas experimentales que son introducidas en algoritmos de reconstrucción para obtener tanto el perfil temporal como las fases del pulso. Este tipo de técnicas son las que se encuentran de forma extendida en cualquier laboratorio donde se trabaja con pulsos de unas pocas decenas de femtosegundo.

Una de las técnicas más novedosas para la caracterización de pulsos de femtosegundos es la conocida como D-Scan (abreviatura de *Dispersive-Scan*) [6]. Esta técnica permite la reconstrucción completa del pulso mediante la adición controlada de un elemento dispersivo, un efecto no lineal (generalmente la generación de segundo armónico) y un algoritmo de reconstrucción. Las principales ventajas de esta técnica son la sencillez en el alineamiento ya que, a diferencia de sistemas como FROG o SPIDER, éste no separa el haz en diversos caminos y tiene la capacidad de reconstruir pulsos afectados por efectos no lineales como pueden ser el efecto Kerr o pulsos afectados por la interacción con un plasma. En la siguiente sección profundizaremos un poco más en esta técnica de caracterización.

### 4.2.2 D-Scan

Si se tiene en cuenta la descripción de un pulso ultracorto definido por la ecuación (4.1) la potencia espectral en función de la cantidad de material dispersivo atravesado,  $z$ , viene definido por la siguiente ecuación:

$$S(\omega, z) = \left| \int \tilde{U}(\Omega) \exp\{izk(\Omega)\} \tilde{U}(\omega - \Omega) \exp\{izk(\omega - \Omega)\} d\Omega \right|^2 \quad (4.5)$$

El resultado de esta medida se corresponde con la traza de un pulso. A partir de la misma es posible realizar una reconstrucción completa.

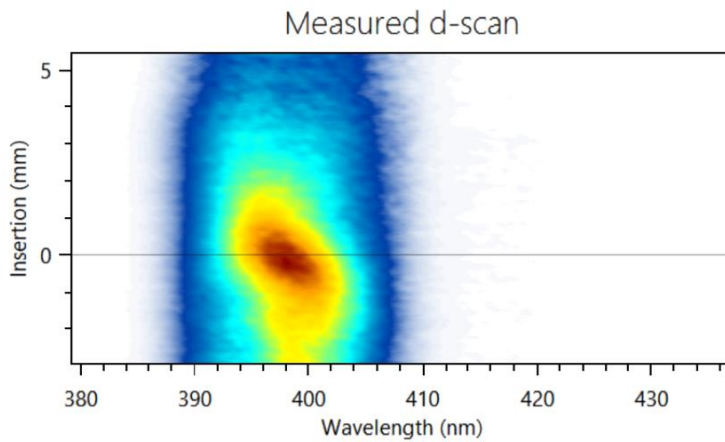


Figura 4.12. Imagen de la traza extraída por un sistema D-Scan (Sphere Ultrafast Photonics, Single Shot D-scan).

La figura (4.12) es un ejemplo de una traza  $S(\omega, z)$  obtenida mediante un dispositivo D-scan. Mediante el control de la inserción de un material dispersivo, se analiza el espectro del pulso obteniendo este tipo de trazas.

Como se describió en la sección precedente, una de las principales ventajas de este dispositivo es la sencillez en el guiado de haz que permite aplicar esta técnica. Un ejemplo de D-Scan multidisparo se encuentra en la siguiente figura.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

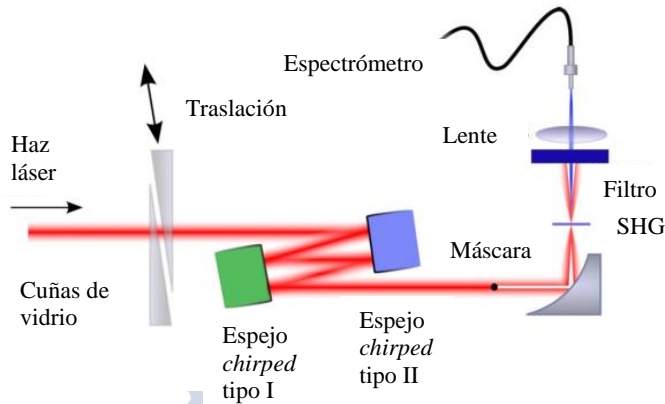


Figura 4.13. Esquema de un sistema de medida D-Scan. Imagen reimpresa de [6].

La figura (4.13) muestra cómo el esquema utilizado es bastante sencillo, mediante un par de cuñas de vidrio (BK7) que se insertan de forma controlada en el camino óptico del pulso, es posible realizar un escaneo del espectro resultante en función de la cantidad de material añadido en cada paso de la plataforma de traslación.

En definitiva, un sistema D-scan se basa en tener un control preciso de la cantidad de dispersión que se añade a un pulso y analizar el espectro resultante para distintas inserciones de material. Como es habitual en los dispositivos de caracterización de pulsos ultracortos éste necesita de un cristal no lineal. Habitualmente este cristal suele ser un cristal de BBO (*Beta Barium Borate*), el cual se utiliza como doblador de segundo armónico y es esta señal la que se analiza, tal y como se puede observar en la figura (4.12) donde las longitudes de onda mostradas están centradas en  $\lambda = 400$  nm.

### 4.2.3 XPW D-Scan

A pesar de que es común el uso de cristales BBO para este tipo de técnicas, durante la elaboración de esta tesis doctoral se planteó la posibilidad de utilizar cristales con el efecto XPW como generador de las trazas para reconstrucción mediante la técnica D-Scan. La principal motivación para explorar esta posibilidad recae en que este efecto no lineal mantiene la longitud de onda propia del haz incidente, en consecuencia, la caracterización de pulsos ultracortos centrados en  $\lambda = 400$  nm sería técnicamente más sencilla ya que se evita trabajar con su segundo armónico en 200 nm que se sitúa en la región de la luz ultravioleta.

Para llevar a cabo este tipo de pruebas es necesario tener un elemento que induzca una modulación en la fase espectral de segundo orden (GDD). Esta modificación se puede conseguir al propagar el pulso a lo largo de un vidrio BK7 con espesor determinado. Dado que el material presenta una dispersión conocida, añadir o sustraer cantidad de vidrio produce una modificación de la GDD sobre el pulso.

Para la modulación de la GDD del pulso se utilizan el compresor disponible en la instalación laser para la línea de baja energía (ver Capítulo 2.1.2). Mediante el control de la distancia entre ambas redes de difracción es posible modificar la GDD inducida en el pulso.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

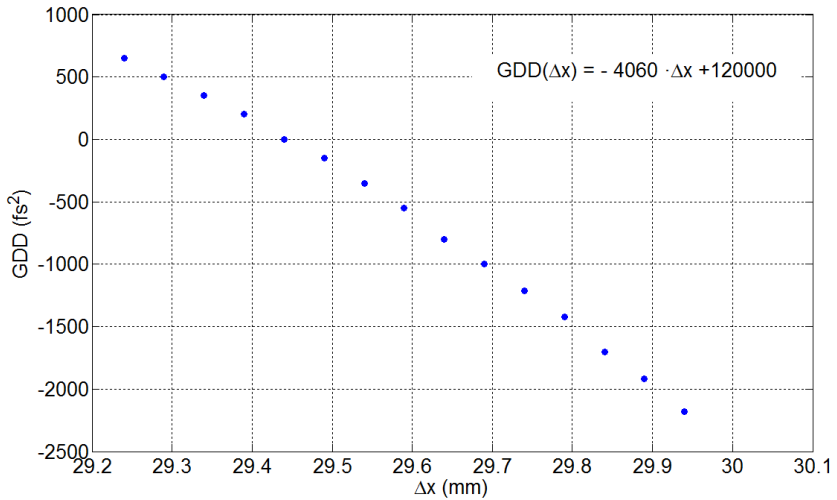


Figura 4.14. Relación entre la dispersión de segundo orden (GDD) y la distancia entre las redes de difracción que comprimen el pulso en el sistema laser STELA.

Como se puede observar en la figura (4.14) existe una relación lineal entre la distancia entre redes y la GDD añadida. La función que describe dicha relación es

$$GDD(\Delta x) = -4060 \cdot \Delta x + 120000 \quad (4.4)$$

Una gran parte del trabajo realizado en esta sección consistirá en estudiar el comportamiento del espectro del pulso en función de la GDD inducida. Pese a que directamente el valor que se modificará en las redes de difracción es la distancia entre las mismas, no se realizará una distinción y se hablará de la modificación de la GDD mediante estas redes dada la relación lineal que hay entre estos dos parámetros.

Para comprobar si los cristales de XPWG pueden ser un buen candidato para realizar un D-Scan se propone el siguiente esquema.

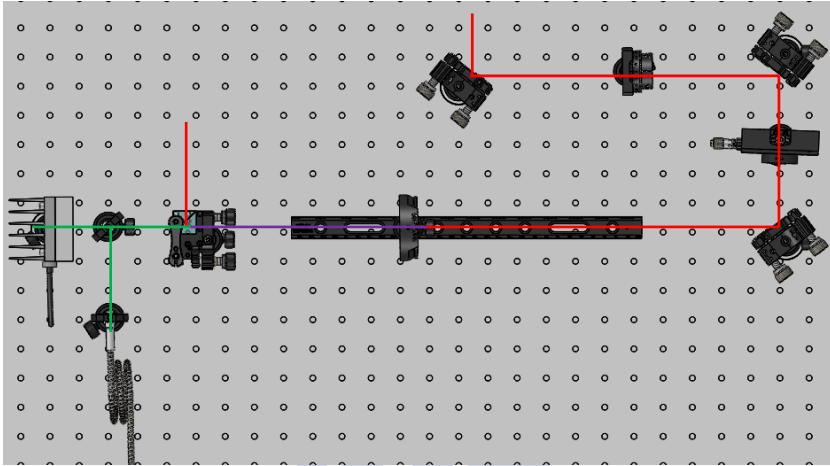


Figura 4.15. Esquema del experimento de influencia de la dispersión en cristales XPW. El pulso incidente (rojo), la propagación colineal de éste con el pulso XPW (morado) y, finalmente, la propagación en solitario del pulso XPW (verde).

En la figura (4.15) se muestra el sistema experimental XPW más sencillo posible. Mediante una lámina retardadora  $\lambda/2$  se selecciona un pulso polarizado horizontalmente cuyo tamaño es de  $\Phi = 3$  mm. Posteriormente se utiliza una lente de longitud focal  $f = 40$  cm para focalizar sobre un cristal de  $\text{BaF}_2$  (holo-cut [011],  $L_{\text{Cristal}} = 1$  mm). Los parámetros seleccionados determinan una distancia de *Rayleigh* de  $z_{\text{Rayleigh}} = 1,8$  cm y un *parámetro de divergencia*  $\xi = 18$ . Tras la generación del pulso ortogonalmente polarizado, se utiliza un cubo polarizador para eliminar la polarización correspondiente al pulso inicial. De esta forma, a la salida del sistema se obtiene tan sólo el pulso generado por el efecto no lineal. Tras este sistema es posible colocar diferentes dispositivos de caracterización del pulso. En este

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

caso se adquiere en paralelo información de la potencia del pulso XPW y el espectro correspondiente.

Las intensidades necesarias para la generación eficiente del efecto XPW implican el uso de intensidades próximas al colapso del pulso. Por ello, es importante asegurarse que el cristal se coloca en la posición óptima. Para ello se sitúa el cristal sobre una montura rotatoria y un carril. Con estos dos elementos es posible seleccionar la posición óptima para generar el pulso y el ángulo adecuado para la generación eficiente de XPW.

Como se ha mencionado, el experimento que se plantea consiste en estudiar cómo la modificación de la GDD del pulso incidente modula el espectro resultante del pulso XPW y, para ello, se moverá la distancia entre las redes de difracción que comprimen el pulso en la salida de baja energía del sistema láser STELA. Sin embargo, es conveniente caracterizar correctamente el sistema ya que es importante asegurar la posición y la orientación óptima del cristal. Como resultado de la optimización en el laboratorio se muestra la eficiencia del cristal en función de la distancia de ésta a la lente convergente utilizada.

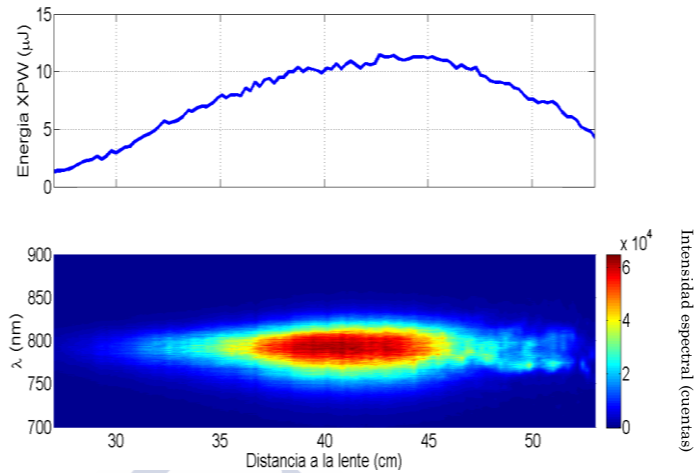


Figura 4.16. Traza espectral y energía del pulso XPW generado en un cristal de BaF<sub>2</sub> en función de la distancia de éste con la lente convergente utilizada.

La figura (4.16) muestra el comportamiento del cristal para diferentes distancias. La energía del pulso incidente es de 50 μJ y el diámetro del pulso antes de la lente convergente de  $f = 40$  cm es de  $\Phi = 3$  mm. Por lo que el parámetro de divergencia es de  $\xi = 18$ . Tras el cubo Taylor GLAN, que selecciona la polarización del pulso XPW, se sitúa un potenciómetro (MAESTRO GENTEC, XLP12-3S-H2-D0). Mediante el desplazamiento del cristal en un carril se mide la energía obtenida para cada paso realizado.

La máxima extracción se obtiene cuando el cristal se sitúa en el plano focal de la lente convergente, este resultado se puede comparar con la solución numérica discutida en el capítulo anterior y representado en la siguiente figura.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

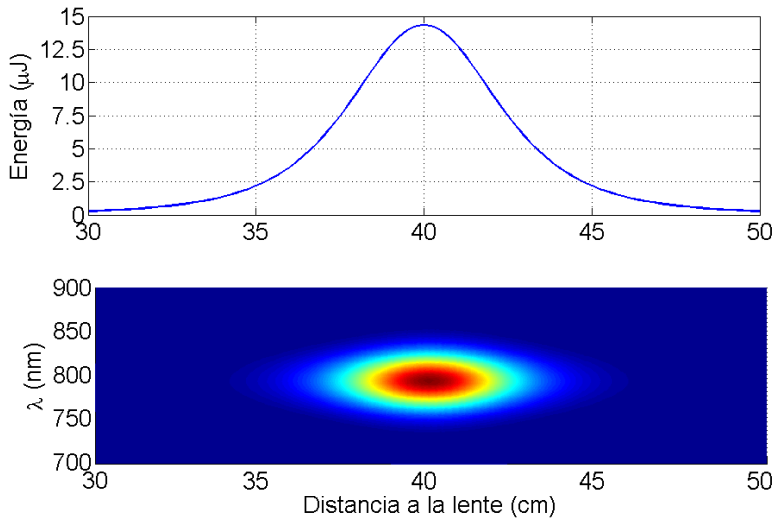


Figura 4.17. Trazo espectral y energía del pulso XPW generado en un cristal de BaF<sub>2</sub> en función de la distancia de éste con la lente convergente utilizada.

Como se puede observar en la figura (4.17) la energía extraída con los modelos numéricos es similar. Debido a la distancia de Rayleigh que presenta el sistema experimental, es posible conseguir una buena extracción de energía en el pulso XPW para un rango de posiciones sobre los 5 cm centrados en el plano focal.

Antes de realizar las medidas espectrales, se ajusta el ángulo óptimo para el cual el cristal de BaF<sub>2</sub> con corte holo-cut [011] optimiza la generación del pulso XPW. Para ello se coloca el cristal en una montura rotatoria y se mide la energía extraída en función de dicho ángulo para una energía de entrada de  $E_{in} = 30 \mu\text{J}$ .

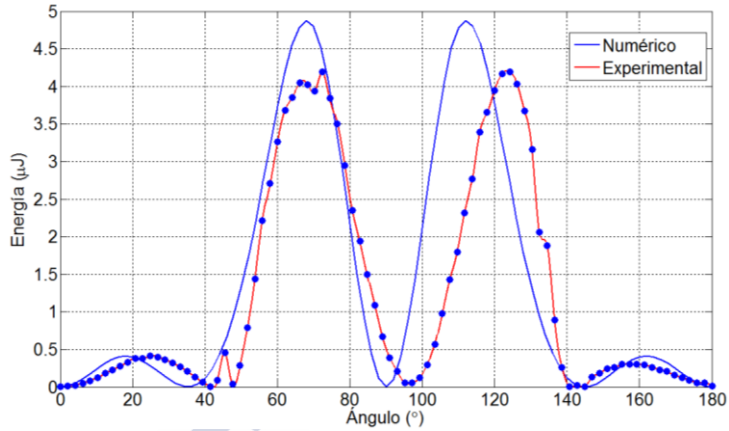


Figura 4.18. Energía del pulso XPW obtenida mediante un cristal de  $\text{BaF}_2$ , en azul la simulación teórica y en rojo la medida experimental. La relación entre máximos y mínimos indica el tipo de corte utilizado ([011], *holo-cut*).

El comportamiento del cristal en la figura (4.18) se corresponde con el tipo de corte *holo-cut* [011]. Por otro lado la eficiencia para esta situación es del 13%. Se observa que la resolución numérica muestra una extracción ligeramente mayor (eficiencia teórica del 16%). Para continuar ajustando la posición óptima del cristal se realiza un análisis del espectro y el ángulo que forma la red cristalina con la polarización del pulso incidente.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

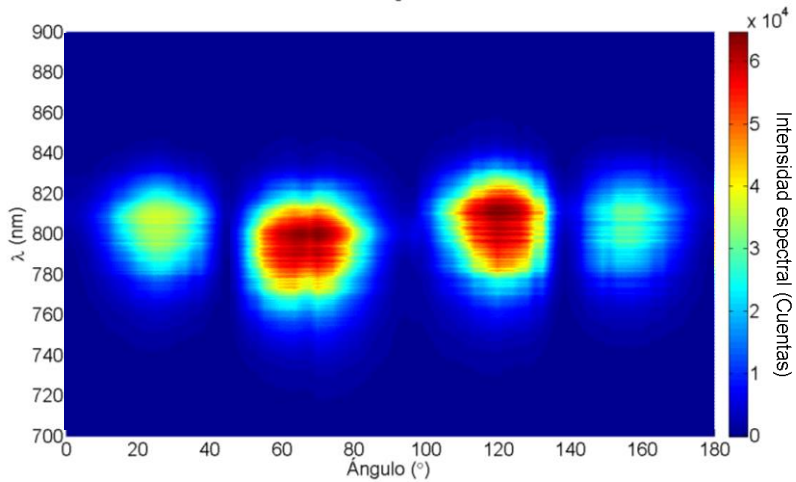


Figura 4.19. Mapa de espectros obtenido para distintos ángulos entre la polarización lineal incidente y la red cristalina del BaF<sub>2</sub>.

En la figura (4.19) se observan cuatro ángulos en donde el espectro alcanza valores máximos, siendo éstas posiciones coincidentes con los máximos obtenidos en la figura anterior. Los resultados mostrados anteriormente son posibles si el cristal se encuentra en la posición óptima y la energía contenida en el pulso incidente no supera el umbral para que se produzca autofocalización del pulso. La solución numérica arroja unos resultados similares tal y como indica la siguiente figura.

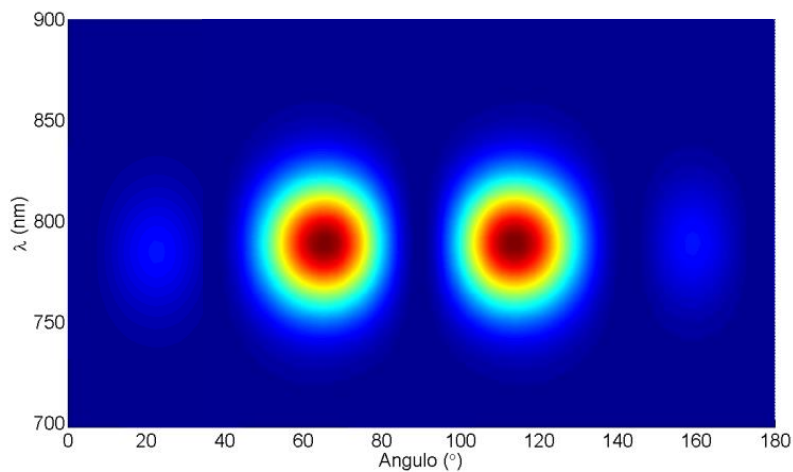


Figura 4.20. Simulación numérica del espectro resultante para distintos ángulos del cristal de  $\text{BaF}_2$ .

La figura (4.20) muestra la simulación numérica para un pulso con los mismos parámetros que los medidos experimentalmente. Se observa el desplazamiento hacia longitudes de onda “azules”. Por otro lado, la relación entre máximos y mínimos es mayor en la simulación que en el resultado experimental. Esta diferencia hay que atribuirla a la inyección en la fibra óptica del espectrómetro, la cual puede modificarse simplemente por el giro que se realiza en el cristal de  $\text{BaF}_2$ .

Si se selecciona el ángulo donde el ancho espectral es mayor y se compara con el pulso incidente, se observa el ensanchamiento espectral generado por el efecto no lineal predicho por la teoría.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

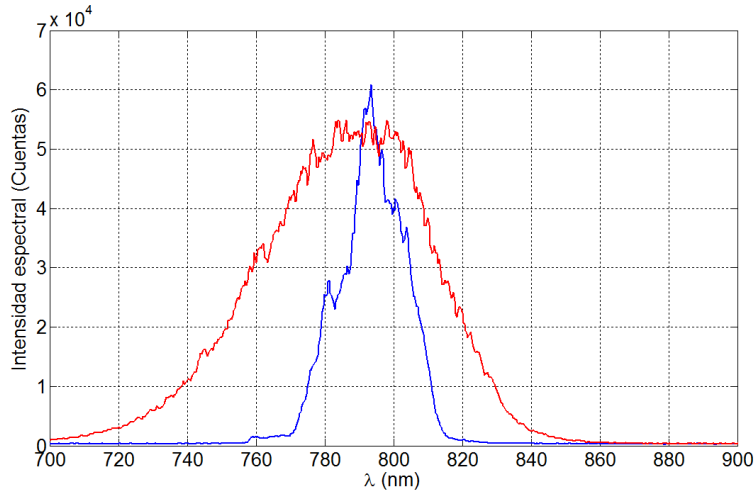


Figura 4.21. Medida del espectro del pulso ultracorto del pulso incidente (azul) y (rojo) del pulso generado por efecto XPW a través del cristal de  $\text{BaF}_2$ .

La figura (4.21) muestra la mejora temporal del pulso en la situación más favorable posible. El ancho espectral obtenido en el pulso XPW es mayor que el correspondiente al pulso incidente. En definitiva, el cristal se sitúa en la posición donde se maximiza la energía y, a su vez, se genera el mayor ensanchamiento espectral posible.

Una vez seleccionada la posición, se realiza una traza del pulso utilizando el cristal de  $\text{BaF}_2$ .

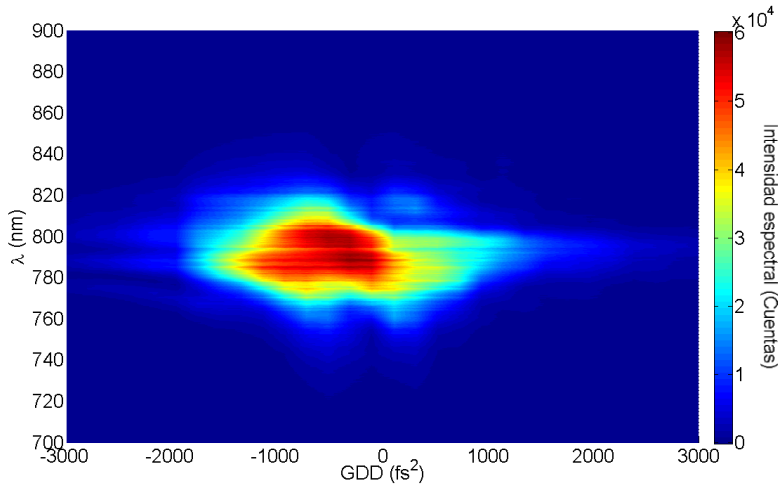


Figura 4.22. Medida de la traza del pulso XPW en un cristal de  $\text{BaF}_2$  obtenida mediante la variación de la distancia entre dos redes de difracción.

La figura (4.22) arroja una primera conclusión acerca de la posibilidad de que se pueda utilizar el efecto XPW como catalizador para un D-Scan. En la figura se puede observar que hay una dependencia en la producción de la señal no lineal con la dispersión que contenga el pulso incidente. De esta forma se observa que para una GDD cercana a  $0 \text{ fs}^2$  el espectro es el más ancho posible, mientras que para valores mayores de  $\pm 500 \text{ fs}^2$  el espectro se reduce de forma drástica. La tabla que se muestra a continuación muestra el FWHM espectral para una  $\text{GDD} = 0 \text{ fs}^2$ ,  $-500 \text{ fs}^2$  y  $+500 \text{ fs}^2$ .

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

GDD ( $\text{fs}^2$ )	$\Delta\lambda$ (nm)
-500	25
0	45
+500	33

Tabla 4.1. Medida del FWHM para distintos valores de GDD en el pulso incidente.

La tabla (4.1) muestra que efectivamente el ancho espectral del pulso se reduce cuando el pulso presenta un valor no nulo para la GDD.

Si bien es cierto que esta medida confirma la posibilidad de producir un XPW D-Scan, es importante remarcar que hay más parámetros que se deben analizar rigurosamente. Uno de ellos es la susceptibilidad a la GDD que presenta el efecto no lineal.

Del mismo modo que se realizó anteriormente, es posible utilizar el código numérico para reproducir este comportamiento. Para ello se establece un esquema en el cual se simulará el uso de un par de cuñas de un material dispersivo, como por ejemplo vidrio BK7. Este material se colocará de forma previa al cristal no lineal y será el encargado de modular la dispersión que afectará al pulso.

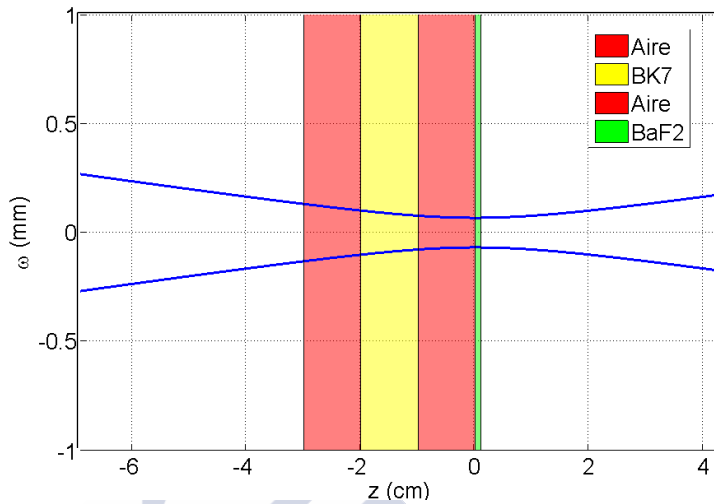


Figura 4.23. Ilustración de la simulación planteada para la generación de un escáner dispersivo utilizando el efecto XPWG.

La figura (4.23) muestra los distintos materiales que se simularán en el estudio del efecto XPWG como catalizador de un D-Scan. Mediante la modificación de la cantidad de material BK7 utilizado (bloque amarillo) el pulso que incidirá sobre el cristal de BaF<sub>2</sub> presentará una fase de segunda orden distinta y, en consecuencia, el espectro obtenido en el pulso XPW será distinto.

A continuación se muestra el efecto en la duración temporal del pulso el paso por distintas cantidades de BK7.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

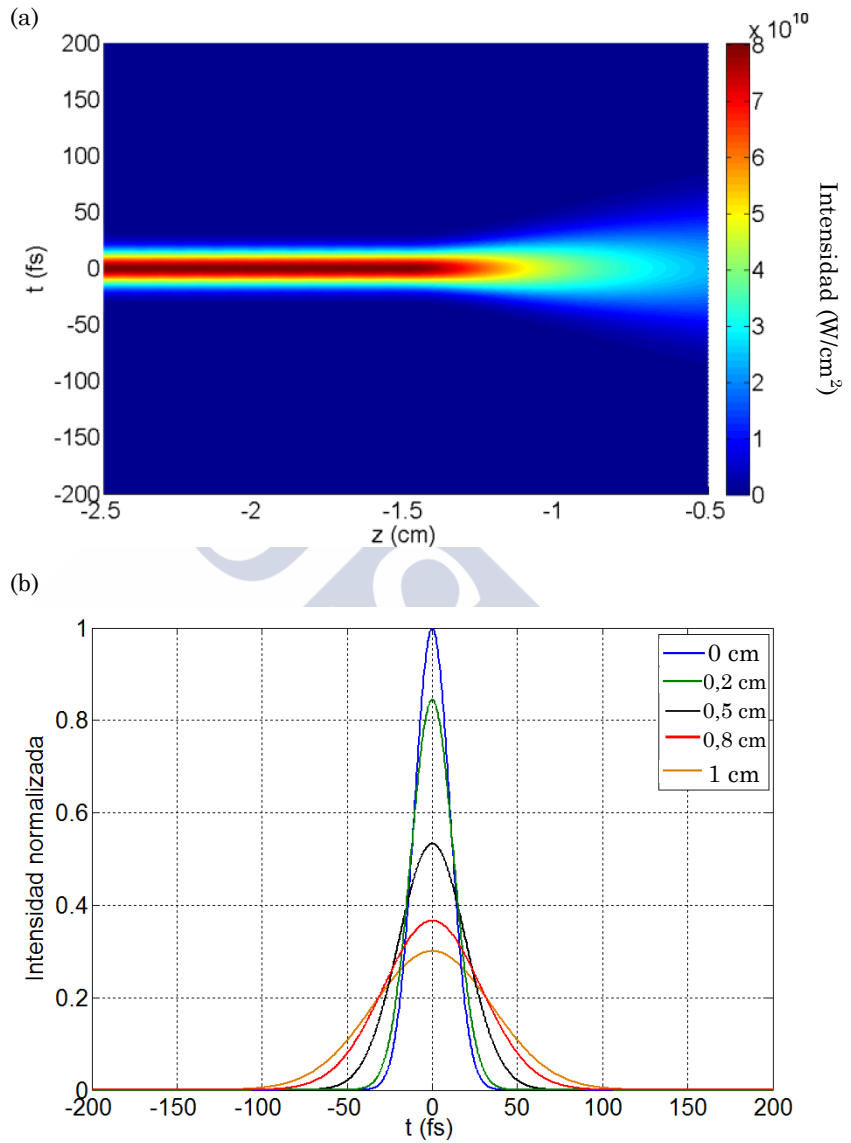


Figura 4.24. Efectos de la dispersión al propagarse a través de un bloque de material BK7. (a) Duración temporal del pulso donde el bloque de BK7 se sitúa en  $z = -1.5$  cm. (b) Distintos perfiles temporales para un pulso ultracorto de 35 fs que atraviesa distintos bloques del material.

La figura (4.24)(a) muestra la dinámica temporal de un pulso que atraviesa un bloque de 1 cm de material BK7. Este material presenta una dispersión de la velocidad de grupo de  $GVD = 700.372 \text{ fs}^2/\text{cm}$ . Teniendo en cuenta que la traza medida experimentalmente necesita una GDD total de  $1000 \text{ fs}^2$ , será necesario un grosor de 2 cm para asegurar que la dispersión introducida es suficiente para realizar la medida.

Si se asume que el pulso a medir no presenta un valor de GDD negativo el escaneo con el vidrio BK7, el cual induce una dispersión positiva, no será suficiente para caracterizar la traza completa. Por ello es necesario que el haz previamente se le añada una dispersión negativa, que será compensada con una cantidad determinada de material BK7.

Mediante simulaciones numéricas la dinámica temporal del pulso ultracorto quedará de la siguiente forma.

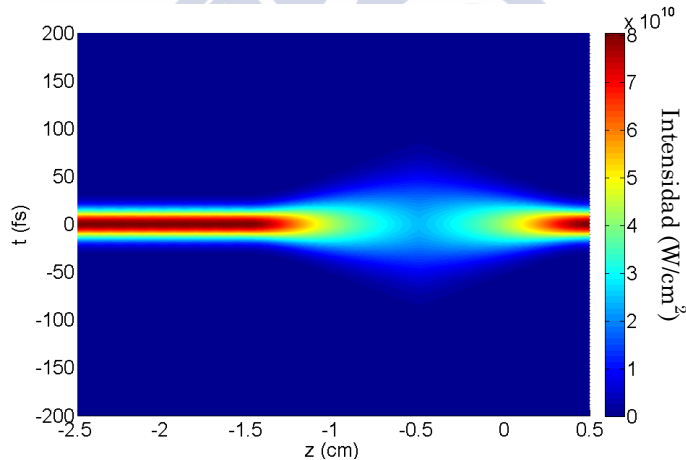


Figura 4.25. Duración temporal del pulso a través de un bloque dispersivo negativo de  $L = 1 \text{ cm}$  y otro bloque dispersivo positivo del mismo tamaño.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

La simulación que se muestra en la figura (4.25) muestra la posibilidad de compensar el pulso combinando dos materiales con un valor de GVD de signo contrario. Por tanto, las simulaciones numéricas para la generación de un D-Scan mediante el cristal de XPW seguirán un esquema como el que se muestra a continuación. La dispersión negativa se suele aplicar mediante un par de *chirped mirrors* tal y como se muestra en el esquema de un sistema D-scan (ver figura (4.13)). Por comodidad, en el modelo numérico se introdujo un material dispersivo cuyos parámetros ópticos son iguales al cristal que produce una dispersión positiva, pero que presenta un valor de GVD de signo negativo.

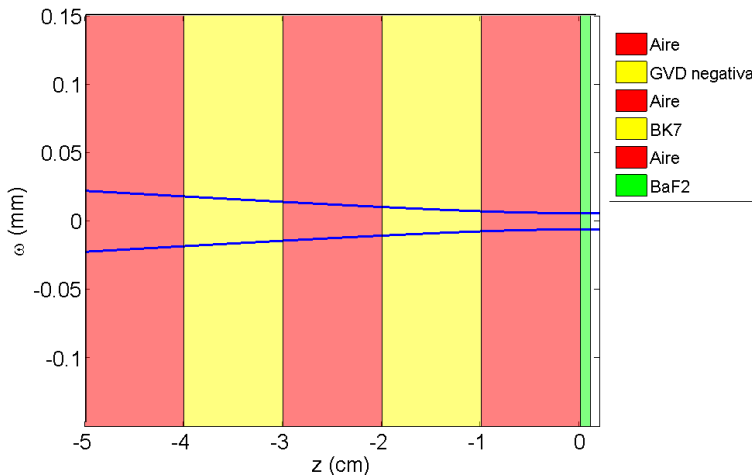


Figura 4.26. Duración temporal del pulso a través de un bloque dispersivo negativo de  $L = 1$  cm y otro bloque dispersivo positivo.

La figura (4.26) muestra el diagrama de bloques que se utilizará durante el análisis del XPW como efecto no lineal catalizador de un escaneo dispersivo. A continuación se muestra la traza obtenida con

un pulso limitado por transformada de Fourier de 35 fs, mediante un cristal de BaF<sub>2</sub> cuya longitud es  $L_{\text{cristal}} = 1$  mm.

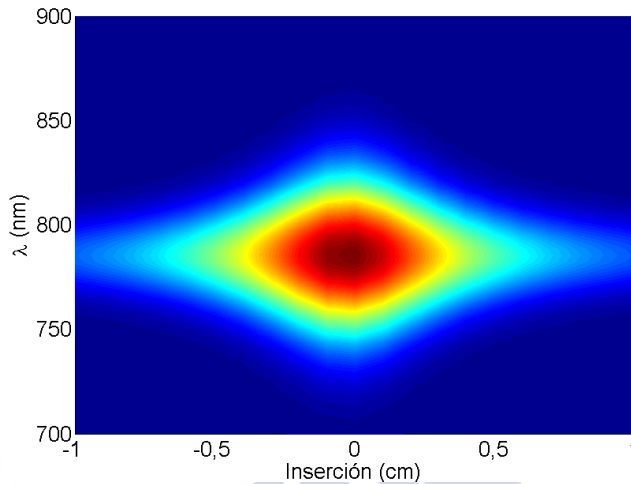


Figura 4.27. Trazo de D-scan obtenida mediante la resolución de la NLSE.

El primer aspecto importante que se obtiene de la figura (4.27) es que la traza, dada la naturaleza del efecto no lineal, se obtiene alrededor de la longitud de onda central del pulso incidente. Además, el ligero corrimiento hacia longitudes de onda azules también se puede observar y es propio de dicho efecto no lineal. A pesar de que el uso de 2 cm de BK7 es suficiente para la obtención de la traza, esta cantidad de material sería insuficiente para pulsos con una mayor duración temporal o en presencia de fases espectrales de orden superior.

Dada la versatilidad del código es posible buscar materiales que sean susceptibles de generar una dispersión mayor en un pulso de 800 nm. En tablas de materiales hay un material comúnmente utilizado en el ámbito de la óptica y que presenta una dispersión mayor. Este

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

material es el vidrio SF-11 con una dispersión de la velocidad de grupo de  $GVD = 1875 \text{ fs}^2/\text{cm}$ .

La traza obtenida utilizando este material, para un pulso de las mismas características que el anteriormente utilizado es el siguiente.

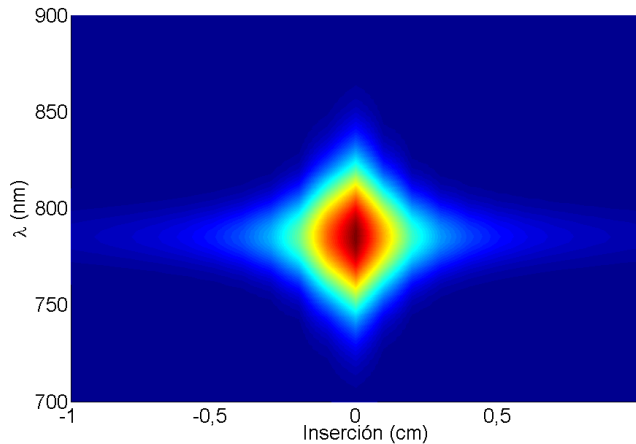


Figura 4.28. Traza de D-scan obtenida mediante la resolución de la NLSE utilizando como material dispersivo un bloque de SF11.

La importancia de la capacidad dispersiva del material utilizado se observa si se compara la figura (4.27) y (4.28). Para la misma cantidad de material el SF-11 resulta un mejor candidato dada su mayor capacidad dispersiva de pulsos ultracortos. Por tanto el material dispersivo que se utilizará en las simulaciones será el SF-11.

El D-Scan presenta una ventaja directa sobre otros sistemas de caracterización del pulso. La traza contiene información que puede analizarse de forma cualitativa, por lo tanto permite que un usuario con el entrenamiento adecuado sea capaz de determinar si el pulso presenta dispersión y necesita ser compensado con, por ejemplo, unas redes de difracción. La figura que se muestra a continuación son trazas

obtenidas utilizando el D-Scan, en las que se varía de forma artificial la fase de segundo orden del pulso a analizar.

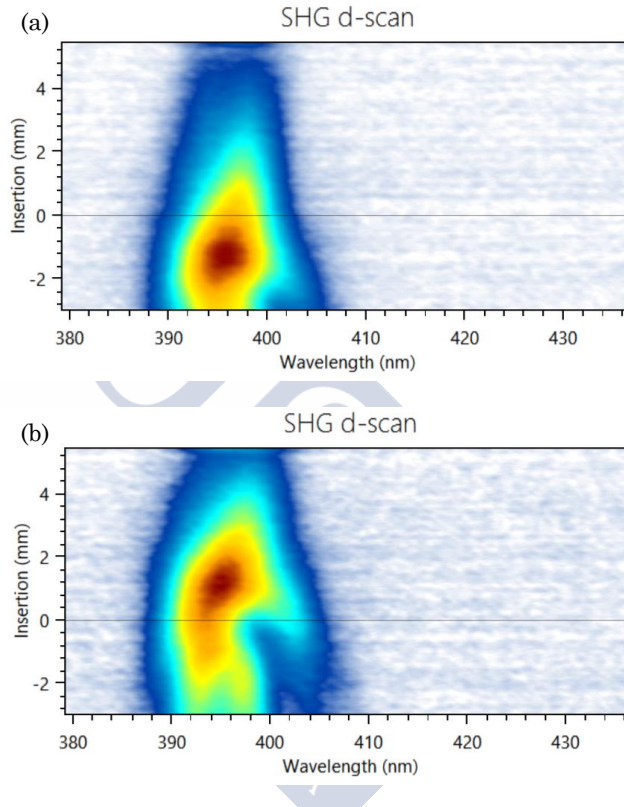


Figura 4.29. Trazas obtenidas mediante el sistema comercial D-Scan, singleshot para pulsos con GDD positiva (a) y negativa (b). El valor de inserción 0 representa un pulso con GDD nula.

La figura (4.29) muestra que un desplazamiento del máximo en el eje de inserción es sinónimo de que el pulso a caracterizar contiene un valor de la GDD distinto de 0. Las simulaciones realizadas con un cristal de XPW serán capaces de mostrar este mismo tipo de comportamiento.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

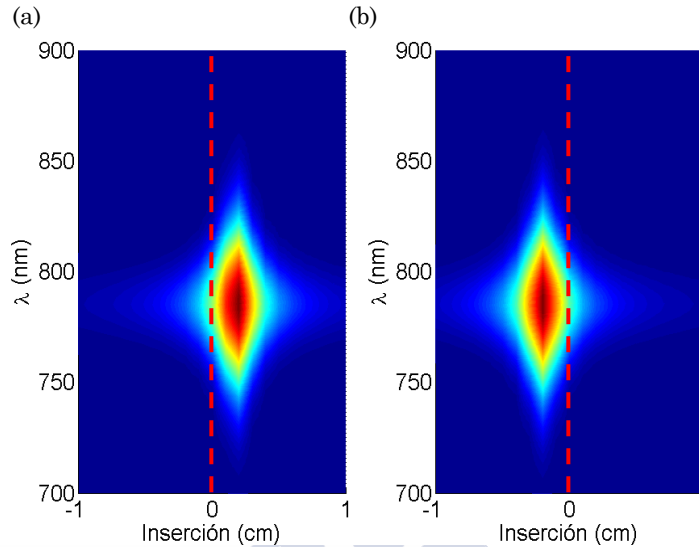


Figura 4.30. Trazas de D-scan obtenidas mediante simulación teórica para un pulso incidente con diferente GDD: (a)  $-350 \text{ fs}^2$  y (b)  $+350 \text{ fs}^2$ .

La figura (4.30) se puede comparar con las trazas medidas con el dispositivo comercial. Para una GDD de  $-350 \text{ fs}^2$  se observa que la parte más intensa de la traza se encuentra desplazada del valor de inserción 0, el cual se corresponde con la cantidad de material necesaria para un pulso limitado por transformada de Fourier.

Otro aspecto que se puede observar de la misma forma en una traza de D-Scan convencional es si el pulso presenta dispersión de tercer orden (TOD). Por tanto, mientras que un pulso con GDD se muestra como un desplazamiento respecto a la posición de inserción 0, un valor de TOD presente en el pulso se observará en una asimetría en la traza. A continuación se muestran simulaciones sobre cómo es la traza obtenida a través de un cristal de  $\text{BaF}_2$  cuando el pulso incidente presenta TOD.

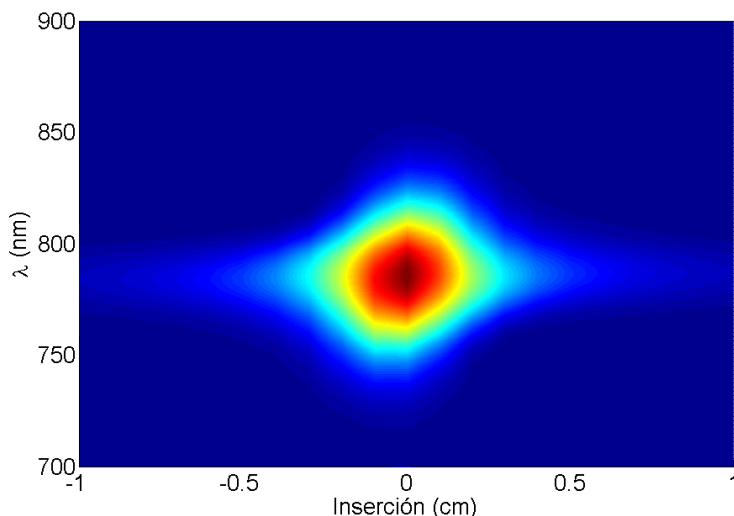


Figura 4.31. Simulación de la traza D-Scan obtenida para un pulso con TOD =  $-5000 \text{ fs}^3$ .

La figura (4.31) muestra cómo la traza pierde el aspecto redondeado que se obtuvo en la figura (4.28). De nuevo esta simulación de la traza permite, con un análisis cualitativo y sin un algoritmo de reconstrucción, determinar que el pulso presenta algún valor de TOD distinto de cero.

Para finalizar las simulaciones de D-Scan con el cristal de  $\text{BaF}_2$  se muestra una traza obtenida para un pulso con valores de GDD y TOD presentes en el mismo pulso.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

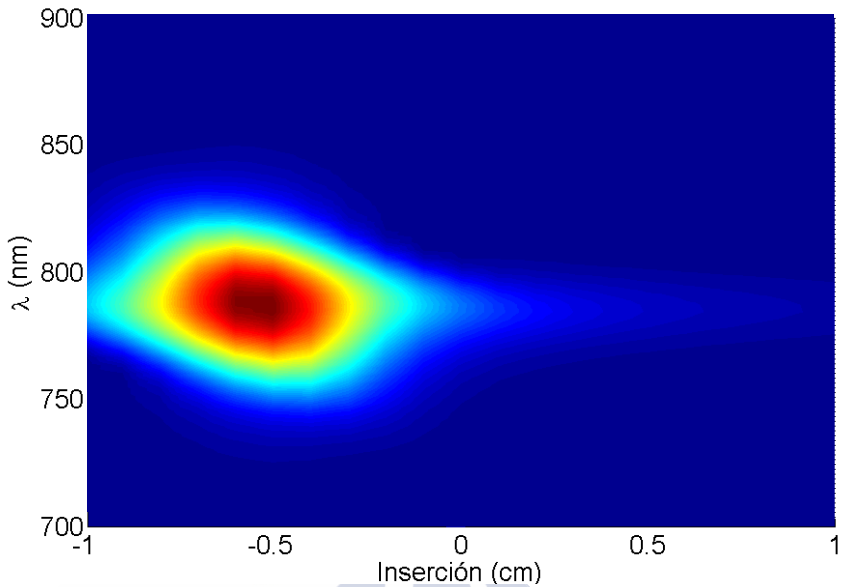


Figura 4.32. Simulación de la traza dscan para un pulso ultracorto de 35 fs. Las fases espectrales de alto orden utilizadas son  $GVD = 500 \text{ fs}^2$  y  $TOD = +10000 \text{ fs}^3$ .

Como se observa en la figura (4.32) el efecto XPWG genera trazas similares a las que se observan en cristales no lineales como el BBO, comúnmente utilizado para este tipo de escaneos dispersivos. En la figura se observa el desplazamiento respecto a la inserción 0, producto del valor de  $GDD = 500 \text{ fs}^2$  presente en el pulso ultracorto. A su vez, la traza presenta la asimetría propia de la presencia de un valor de  $TOD = +10000 \text{ fs}^3$ .

Dada la disponibilidad de otro cristal no lineal capaz de generar el efecto XPW, como es el Fluoruro de Calcio, se realizaron medidas similares a las presentadas anteriormente con el cristal de  $\text{BaF}_2$ . En este caso el cristal de  $\text{CaF}_2$  presenta una longitud  $L_{\text{Cristal}} = 5 \text{ mm}$ , para determinar el tipo de corte que presenta el cristal se realiza la medida de energía contra el ángulo del cristal.

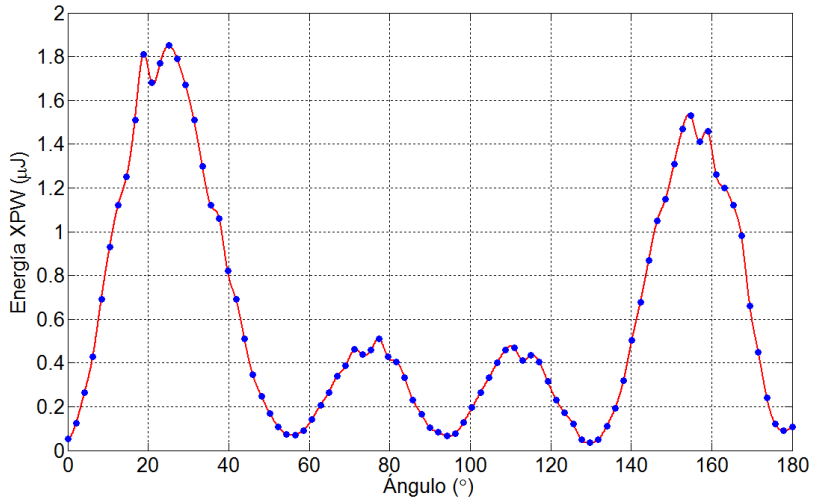


Figura 4.33. Energía obtenida del pulso XPW mediante un cristal de  $\text{CaF}_2$ . La relación entre máximo y mínimos indica el tipo de corte utilizado ([011], *holo-cut*).

La energía extraída para diferentes ángulos del cristal que se muestra en la figura (4.33) indica un corte del tipo *holo-cut* [011]. El único valor modificado para la realización de esta medida fue la cantidad de energía del pulso incidente, que en este caso fue de  $E = 43 \mu\text{J}$ . Por tanto, la eficiencia obtenida en este caso es de un 4.3 % siendo este un valor inferior si se compara con el cristal de  $\text{BaF}_2$ .

De nuevo, es importante destacar que la correcta colocación del cristal y la energía utilizada son básicas para poder obtener una generación del pulso XPW lo más óptima posible. Si se consulta la figura (2.15) y se compara con la figura (4.33) se observa el habitual doble máximo alrededor de los ángulos de mayor eficiencia del proceso. Indicando que la energía utilizada está próximo a las energías de colapso del pulso.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

A niveles de eficiencia energética los resultados obtenidos son los que se podrían esperar, siendo el cristal de  $\text{BaF}_2$  más eficiente que el cristal de  $\text{CaF}_2$ , razón por la cual se utiliza el primero como cristal para mejorar el contraste de un pulso de femtosegundo.

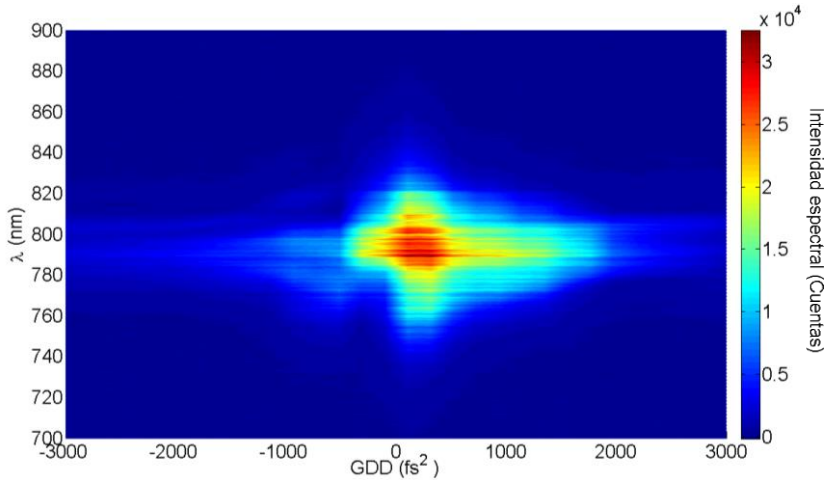


Figura 4.34. Medida de la traza del pulso XPW en un cristal de  $\text{CaF}_2$  obtenida mediante la variación de la distancia entre dos redes de difracción.

La figura (4.34) que muestra la traza obtenida utilizando el cristal de  $\text{CaF}_2$ , vuelve a confirmar la capacidad del fenómeno XPWG a producir una medida de D-Scan. Si se compara esta figura con la figura (4.22) se observa que hay una mayor susceptibilidad a los cambios de GDD. Sin embargo, no es posible extraer una conclusión directa si el  $\text{CaF}_2$  es mejor candidato para el uso de este cristal como catalizador de un D-Scan. Dada la existencia de otros efectos no lineales que pueden jugar un papel importante en la modulación del espectro, sería necesario asegurar perfectamente la igualdad en las condiciones en cada uno de los cristales usados.

Tal y como se realizó anteriormente, se puede realizar la simulación mediante el código espacio-temporal que resuelve la

NLSE, simplemente añadiendo un bloque de  $\text{CaF}_2$  en lugar del bloque  $\text{BaF}_2$  utilizado anteriormente.

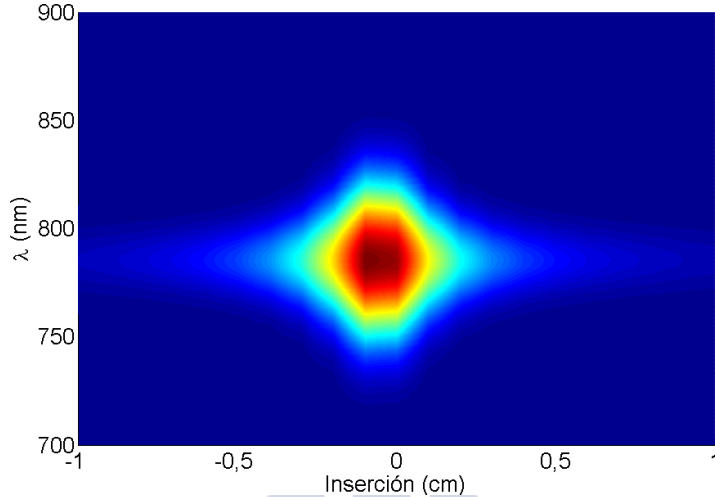


Figura 4.35. Medida de la traza del pulso XPW en un cristal de  $\text{CaF}_2$  obtenida mediante la variación de la distancia entre dos redes de difracción.

En la figura (4.35) se observa que el resultado de la traza utilizando un cristal de  $\text{CaF}_2$  es similar al resultado obtenido utilizando un cristal de  $\text{BaF}_2$ . En las trazas obtenidas de forma experimental se observaba una mayor respuesta a la dispersión cuando se utiliza el cristal de  $\text{CaF}_2$ . Sin embargo, el modelo numérico no muestra este comportamiento. Este aspecto indica que tras el aumento de la susceptibilidad a la dispersión del  $\text{CaF}_2$  hay un efecto no lineal diferente del XPW.

Más allá de la posibilidad de utilizar este tipo de cristales para la caracterización completa de un pulso ultracorto de 800 nm, existe una característica de este efecto no lineal que lo hace interesante frente al cristal de BBO. Esto es que, mientras que la traza analizada en un cristal de BBO se corresponde con su señal  $2\omega$ , el efecto XPW no

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

produce un doblado de frecuencias, por lo tanto es posible pensar en este tipo de cristales como elementos capaces de caracterizar de forma completa pulsos incidentes cuya longitud de onda principal esté centrada en los 400 nm. Y es que, en el caso de utilizar un cristal BBO sería necesario analizar espectralmente un pulso centrado en los 200 nm.

Para comprobar la capacidad de generar trazas en  $2\omega$  del pulso de femtosegundos se añade un cristal de BBO tras la lente convergente, de esta forma se generará el doblado de frecuencias que se focalizará sobre el cristal de XPW. Una vez ajustado el sistema a esta nueva configuración se realiza una nueva traza de la forma habitual.

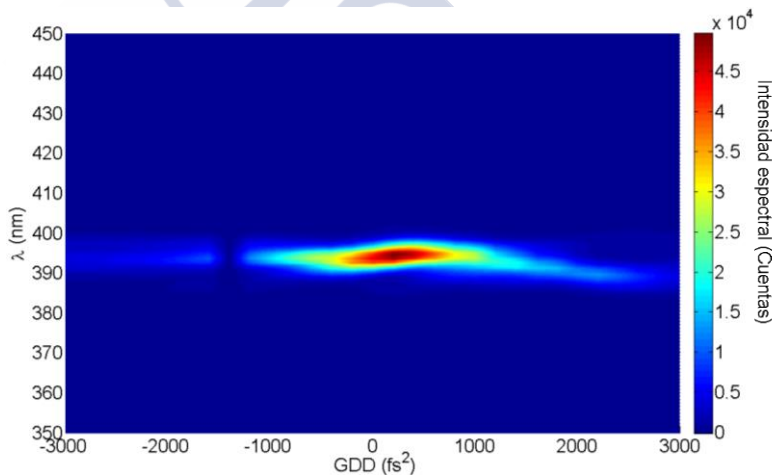


Figura 4.36. Traza obtenida a partir de un cristal de  $\text{BaF}_2$  con un pulso incidente cuya longitud de onda central es  $\lambda = 400$  nm.

El resultado obtenido en la figura (4.36) deja patente que es posible realizar trazas para pulsos centrados en  $\lambda = 400$  nm. A pesar de todo con esta imagen no es posible ir más allá, dado que la modificación de la GDD está afectando a los dos cristales por lo tanto

la traza resultante es una combinación de los efectos de un cristal de BBO y del cristal de BaF<sub>2</sub>. Teniendo en cuenta que realmente existe una traza que se puede medir en 400 nm, sería necesario colocar un compresor tras el cristal de BBO, para que éste solo afectara al cristal que genera el efecto XPWG.

Si se realiza una simulación para un pulso centrado en 400 nm, es posible analizar la traza de D-Scan que se obtendrá mediante un cristal de BaF<sub>2</sub>. Para ello se realiza una simulación con los mismos parámetros que los utilizados para los casos anteriores, teniendo en cuenta que parámetros ópticos como el índice de refracción o la GVD dependen de la longitud de onda central que atraviesa cada material. Al cambiar de 800 nm a 400 nm se tienen que modificar estos valores de acuerdo con los que toman para un pulso centrado en 400 nm. A continuación se muestra el resultado obtenido mediante la simulación numérica.

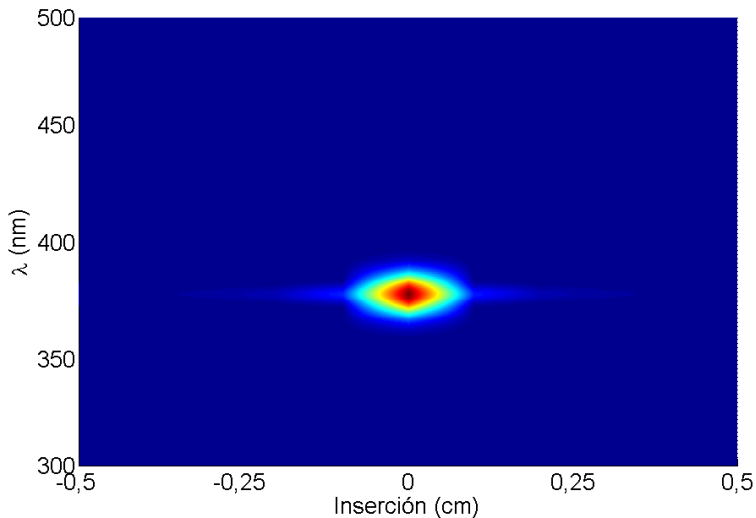


Figura 4.37. Simulación de la medida de la traza del pulso XPW en un cristal de BaF<sub>2</sub> cuya longitud central es  $\lambda = 400$  nm.

#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

La figura (4.37) muestra unas diferencias sustanciales respecto a las trazas de D-Scan obtenidas con un pulso centrado en  $\lambda = 800$  nm. En primer lugar, el ancho espectral del pulso obtenido es sustancialmente menor si se compara con los otros casos. Otro aspecto a destacar es la cantidad de inserción necesaria para realizar el D-Scan. La reducción de material necesario se debe directamente a las propiedades del vidrio SF11 que presenta una  $GVD = 8880$  fs<sup>2</sup>/cm para una longitud de onda de 400 nm. El valor de la GVD es 6 veces mayor que para una longitud de 800 nm y, como resultado, la cantidad de material necesario es mucho menor para realizar el escáner en dispersión. En consecuencia, pese a que el efecto XPW en longitudes de onda de 800 nm requiere de una cantidad de material dispersivo notable, la gran dispersión que presentan pulsos de 400 nm, al atravesar un vidrio de SF11, hace que esa característica poco favorable para longitudes de onda fundamentales se vea compensada en el caso de pulsos de  $\lambda=400$  nm.

#### 4.3 CONCLUSIONES

El trabajo presentado en este capítulo se ha centrado en las medidas experimentales realizadas durante la elaboración de esta tesis doctoral. De esta forma el capítulo se centró en la demostración experimental de la inducción de fases no lineales en el pulso XPW y de las medidas preliminares para el uso del efecto XPWG como catalizador para la recuperación completa de un pulso ultracorto mediante un sistema D-Scan.

Se han observado la inducción de anillos de interferencia debido al balance entre las distintas fases espaciales que se producen en cristales de BaF<sub>2</sub> y CaF<sub>2</sub>. Se comprobó que las simulaciones realizadas y que mostraban estos anillos son reproducibles experimentalmente.

Además, se comprobó que la reducción de la energía del pulso incidente suprime los anillos, siendo un claro indicador de la importancia del efecto Kerr en la producción de dichos anillos.

En cuanto a las medidas D-Scan mediante el efecto XPWG, se ha mostrado que existe una dependencia de la GDD del pulso incidente con la generación del efecto no lineal. Además, se comprueba teóricamente que los mapas espectrales habituales se reproducen mediante este fenómeno y no se pierde la interpretación que se puede realizar de los mismos. Finalmente, se realizaron pruebas iniciales que muestran el potencial del efecto XPWG para la recuperación completa de pulsos cuya longitud de onda central es de  $\lambda = 400$  nm.



#### 4. Dinámica espacio-temporal del pulso XPW y nuevas aplicaciones

##### REFERENCIAS

- [1] J.-C. M. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael, and F. Simoni, "Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy," *Appl. Opt.*, vol. **24**, no. 9, pp. 1270-1282, 1985.
- [2] C. V. S. E. P. Ippen, "Ultrashort Light Pulses- Picosecond Techniques and Applications," Ed. Springer, Berlin, 1977.
- [3] J. W. Nicholson, J. Jasapara, W. Rudolph, F. G. Omenetto, and A. J. Taylor, "Full-field characterization of femtosecond pulses by spectrum and cross-correlation measurements.," *Opt. Lett.*, vol. **24**, no. 23, pp. 1774–1776, 1999.
- [4] R. Trebino and D. J. Kane, "Using phase retrieval to measure the intensity and phase of ultrashort pulses: frequency-resolved optical gating," *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 10, no. 5, pp. 1101-1111, 1993.
- [5] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. **72**, no. 1, pp. 156-160, 1982.
- [6] M. Miranda *et al.*, "Characterization of broadband few-cycle laser pulses with the d-scan technique," *Opt. Express*, vol. 20, no. 17, pp. 18732-18743, 2012.



## Conclusiones

La tesis doctoral presenta un estudio teórico y experimental sobre el efecto no lineal de la generación de ondas con polarización cruzada (*Cross Polarized Wave Generation*, XPWG). Este fenómeno consiste en la generación de un pulso laser cuya polarización es ortogonal a la polarización del pulso incidente. Además, esta tesis doctoral introduce nuevas aplicaciones del mismo fenómeno para diferentes áreas de la óptica ultrarrápida como: La generación de pulsos de polarización compleja dependientes del tiempo y del espacio, la generación de pulsos aislados de attosegundos en interacciones con plasmas superdensos y la construcción de un D-Scan para la caracterización de pulsos en longitudes de onda en el visible y el infrarrojo cercano.

A continuación se listan una serie de conclusiones obtenidas durante el desarrollo de este trabajo.

- Es posible crear un modelo computacional para la integración numérica de la ecuación no lineal de Schrödinger (*Nonlinear Schrödinger Equation*, NLSE). El modelo describe la propagación de un pulso ultracorto mediante una malla espacio-temporal por medio de la resolución numérica de las ecuaciones del XPWG usando las técnicas del *Split-Step Operator* y *Crank-Nicolson*.

- El código de simulación creado tiene la suficiente flexibilidad para permitir crear nuevas simulaciones de forma eficiente y al mismo tiempo ser capaz de simular situaciones complejas con alta carga computacional. El código construido permite la rápida implementación de simulaciones que contienen diferentes materiales por los que se propaga el pulso ultracorto. Este código se realizó en dos lenguajes diferentes: C++ y MATLAB en los que se construyeron una serie de librerías para aumentar la versatilidad y potencia del código
- Esta tesis introduce un criterio simple sobre la importancia de la parte espacial de la propagación al introducir el parámetro de divergencia  $\xi$ . Este parámetro permite determinar qué tipo de fenomenología es relevante en la propagación no lineal. Para  $\xi > 1$  el pulso presenta una propagación adifraccional dentro del cristal no lineal por lo que solo es relevante la estructura temporal del pulso, mientras que para  $\xi < 1$  es necesario tener en cuenta la dinámica espacio-temporal del pulso dentro del cristal. Este criterio permite discernir entre la aplicación de modelos simplificados del sistema de ecuaciones que rige el fenómeno XPWG o entre el sistema completo de ecuaciones.
- Las simulaciones de la NLSE de los fenómenos no lineales en cristales cúbicos  $m3m$ , como el  $BaF_2$ , muestran que existe una dinámica compleja dentro de estos cristales cuando el pulso tiene suficiente intensidad como para que los efectos no lineales y lineales compitan durante la propagación del pulso. Como resultado, es posible producir anillos de interferencia en el pulso XPW que reflejan la

importancia de las fases de las ondas que contribuyen al pulso XPW. La suma coherente espacio-temporal del pulso XPW y del pulso incidente generan un mapa de polarizaciones local que puede tener diversas aplicaciones.

- Experimentalmente se ha demostrado la existencia de anillos de interferencia en el pulso de XPW y se han realizado experimentos que prueban que éstos dependen de la intensidad del pulso incidente dentro del cristal y del balance entre las fases espaciales que contiene el pulso incidente.
- Por medio del estudio teórico del fenómeno XPW se han realizado diferentes propuestas teóricas para nuevas aplicaciones de este fenómeno. Una de ellas es la implementación de una puerta de polarización temporal útil para la producción de un pulso aislado de attosegundo aislado en un plasma superdenso. La tesis incluye un estudio teórico en el que la combinación de los pulsos incidente y XPW permiten la generación de un pulso cuya polarización lineal varía a lo largo del tiempo. Esto demuestra la aplicación del efecto no lineal XPWG para la generación de puertas de polarización. El estudio demuestra que mediante la combinación de un cristal de  $\text{BaF}_2$  y un sistema de dispersión se pueden construir de forma controlada un pulso aislado de attosegundos en un plasma superdenso.

- El estudio experimental que se ha hecho en esta tesis muestra que es posible usar el XPWG para implementar la técnica de caracterización de pulsos D-Scan. En esta nueva aplicación del XPWG se demuestra que este efecto no lineal en cristales de  $\text{BaF}_2$  y  $\text{CaF}_2$  puede ser utilizado para sustituir la generación de segundo armónico en cristales BBO comúnmente utilizados para la caracterización de pulsos ultracortos. La principal ventaja es que el fenómeno XPWG mantiene la misma longitud de onda que el pulso incidente, por tanto la caracterización de pulsos ultracortos cuya longitud de onda central es de  $\lambda = 400$  nm será más sencilla que utilizando cristales de BBO, que doblan la frecuencia del pulso incidente.

El estudio teórico y experimental realizado durante esta tesis doctoral permite esencialmente dos aspectos. En primer lugar, el desarrollo de un código que resuelva la NLSE basado en bloques permite continuar con un estudio más profundo del fenómeno no lineal XPWG. Además, la versatilidad de este tipo de simulaciones numéricas permite introducir nuevos efectos no lineales y modificar las condiciones del experimento numérico con rapidez. En segundo lugar, esta tesis doctoral muestra la potencialidad del efecto XPWG más allá de su uso habitual como un filtro de contraste. A partir de lo mostrado en este trabajo será posible profundizar en la construcción de pulsos con polarizaciones complejas, por ello, un paso más allá de esta tesis sería la demostración y estudio experimental de los mapas de polarización local mostrados numéricamente. En el aspecto temporal, en esta tesis se procuró utilizar valores realistas para la generación de pulsos de attosegundo mediante el proceso XPWG, por lo tanto, experimentalmente se deberán mostrar dichos pulsos ultrarrápidos. Finalmente, el efecto no lineal estudiado ha mostrado sus capacidades

para construir sistemas D-Scan en pulsos de 400 nm y, en consecuencia, un paso natural será explorar este dispositivo de forma experimental y comprobar si puede ser un elemento complementario al habitual cristal BBO utilizado en este tipo de aparatos de medida.



