

FACULTAD DE CIENCIAS

Departamento de Física Aplicada. Área de Óptica.

Papel del frente de ondas de pulsos de femtosegundo amplificados en óptica no lineal



**VNiVERSIDAD
D SALAMANCA**

CAMPUS DE EXCELENCIA INTERNACIONAL

Resumen

Rocío Borrego Varillas

Director: Javier Rodríguez Vázquez de Aldana

Salamanca, Octubre 2012

Contenidos

Agradecimientos	7
Lista de acrónimos	9
Introducción	13
1.1. Una breve historia de los láseres intensos ultrarrápidos.....	13
1.1.1 La técnica de amplificación de pulsos por chirpeo	14
1.1.2 Una revolución en física.....	16
1.1.3 Hacia un futuro prometedor	17
1.1.4 Sistemas láser en la Universidad de Salamanca.....	18
1.2. Óptica no lineal: un campo vibrante.....	19
1.3. Motivación	22
1.4. Resumen de la tesis	23
1.5. Publicaciones.....	25
Caracterización espacial de pulsos cortos intensos: aplicaciones	27
2.2. Introducción: la importancia de la calidad espacial	27
2.2. Criterios cuantitativos	29
2.2.1 Factor de Strehl	29
2.2.2 Factor M^2	29
2.3. Aberraciones de frente de onda.....	29
2.3.1 Unidades.....	29
2.3.2 Definición de pupila.....	30
2.3.3 Pico a valle y RMS.....	30
2.3.4 Polinomios de Zernike	30
2.3.5 Función de ensanchamiento puntual (PSF).....	31
2.4. Detección del frente de ondas	32
2.4.1 Sensores de frente de ondas	32
2.4.1.1 Hartmann-Shack.....	32
2.4.1.2 Interferometría lateral a varias ondas	33
2.4.2 Conjugación de fase	34
2.5. Caracterización de nuestro láser.....	34
2.5.1 Aberraciones en láseres de teravatio	34
2.5.2 Descripción de nuestro sensor.....	35
2.5.3 Frente de ondas.....	36

2.5.4 Perfil del haz.....	39
2.6. Aplicaciones.....	39
2.6.1 Caracterización de un chorro de gas para aceleración láser en el régimen λ^3	40
2.6.2 Aceleración de electrones y emisión de rayos X en plasmas	41
2.6.3 Caracterización de un chorro de gas para HHG	45
2.6.4 Optimización de filamentación	45
2.7. Resumen y conclusiones	47
Conceptos básicos de óptica no lineal	49
3.3. Introducción	49
3.2. Procesos de mezcla de frecuencias.....	49
3.2.1 Generación de segundo armónico	51
3.2.2 Generación de frecuencia suma.....	52
3.2.3 Amplificación óptica paramétrica	53
3.2.4 Interacciones de tercer orden.....	54
3.2.4 Procesos de cascada $\chi^{(2)}:\chi^{(2)}$	56
3.3. Generación de supercontinuo en sólidos.....	57
3.3.1 Difracción.....	57
3.3.2 Dispersión.....	57
3.3.3 Auto-enfoque.....	58
3.3.4 Focalización espacio-temporal.....	60
3.3.5 Auto-modulación de fase	60
3.3.6 Aumento de pendiente.....	62
3.3.7 Respuesta Raman	63
3.3.8 Ionización.....	63
3.3.9 Filamentación.....	65
3.3.10 Mezcla a cuatro ondas	66
3.3.11 Generación de supercontinuo (SCG).....	66
Generación de segundo armónico con haces de femtosegundo aberrados	67
4.4. Introducción	67
4.5. Generación de segundo armónico con ondas monocromáticas.....	68
4.2.1 Ecuaciones de onda acopladas	68
4.2.2 Régimen de acoplamiento fuerte.....	70
4.2.3 Régimen de acoplamiento débil	70

4.2.4 Ajuste de fase	71
4.2.5 Efecto de separación espacial.....	74
4.6. Descripción de la generación de segundo armónico con pulsos de femtosegundo	75
4.3.1 Ecuaciones acopladas	75
4.3.2 Características temporales y espectrales	78
4.4. Efectos espaciales en ausencia de aberraciones (ondas planas)	81
4.4.1 Modelo numérico y montaje experimental.....	81
4.4.2 Régimen de baja intensidad.....	82
4.4.3 Régimen de alta intensidad	85
4.4.4 Distorsiones de fase por efectos de cascada de segundo orden.....	88
4.5. Dependencia del frente de ondas en la generación de segundo armónico.....	89
4.5.1 Visión general	89
4.5.2 Montaje experimental.....	91
4.5.3 Desenfoque.....	91
4.5.3.1 Régimen de baja intensidad	92
4.5.3.2 Régimen de alta intensidad.....	94
4.5.4 Astigmatismo	97
4.5.4.1 Régimen de baja intensidad.....	97
4.5.4.2 Régimen de alta intensidad.....	100
4.6. Resumen y conclusiones	102

Reconstrucción del frente de ondas de pulsos de femtosegundo mediante generación de segundo armónico..... 103

5.7. Introducción	103
5.2. Trasfondo teórico	104
5.3. Algoritmo	109
5.4. Simulaciones	112
5.4.1 Prueba de concepto.....	112
5.4.2 Espesor del cristal.....	114
5.4.3 Ruido	115
5.5. Montaje experimental.....	116
5.6. Resultados y discusión	117
5.6.1 Frente de ondas medido y reconstruido.....	117
5.6.2 Efectos del espesor del cristal no lineal.....	119
5.6.3 Reconstrucción de fase con discontinuidades	120
5.7. Resumen y conclusiones	121

Aberración cromática para el control espectral de pulsos	
generados a través de procesos no lineales.....	123
6.8. Introducción	123
6.2. Lentes difractivas	124
6.3. Pulsos de femtosegundo focalizados por lentes difractivas	127
6.3.1 Modelo teórico	127
6.3.2 Método experimental.....	127
6.3.3 Caracterización del frente de ondas.....	128
6.3.4 Dinámica espacio-temporal.....	129
6.4. Aplicación a procesos paramétricos	132
6.4.1 Motivación	132
6.4.2 Generación de segundo armónico	132
6.4.3 Generación de frecuencia suma.....	133
6.5. Aplicación a la generación de supercontinuo.....	134
6.6. Resumen y conclusiones	134
Generación de supercontinuo en sólidos con lentes difractivas	137
7.9. Introducción	137
7.2. Características espectrales del supercontinuo	138
7.2.1 Dependencia del band-gap	139
7.2.2 Dispersión cromática.....	139
7.2.3 Chrip.....	139
7.2.4 Energía	140
7.2.5 Longitud de onda.....	140
7.2.6 Duración del pulso	141
7.2.7 Polarización.....	141
7.2.8 Espesor del cristal.....	141
7.2.9 Posición del foco	141
7.2.10 Apertura numérica.....	142
7.3. Generación de supercontinuo con lentes difractivas	142
7.3.1 Montaje experimental.....	142
7.3.2 Resultados	142
7.4. Dependencia de parámetros	145
7.4.1 Energía	145
7.4.2 Apertura numérica.....	145

7.4.3 Espesor del cristal.....	146
7.4.4 Material	147
7.5. Fenomenología.....	147
7.5.1 Dinámica de supercontinuo con lentes difractivas	147
7.5.2 Papel de la difracción frente a la distancia de Rayleigh.....	153
7.6. Caracterización espacial.....	160
7.6.1 Perfil de haz.....	160
7.6.2 Focalización	162
7.6.3 Chirp espacial.....	168
7.7. Extensión al UV	170
7.8. Caracterización temporal.....	170
7.9. Resumen y conclusiones	171
Apéndice A.....	173
Parámetros del láser	173
Apéndice B.....	175
Estabilidad del sensor de frente de ondas	175
Apéndice C.....	177
Polinomios de Zernike	177
Bibliografía	181

1. Introducción

Breve historia de la óptica ultrarrápida

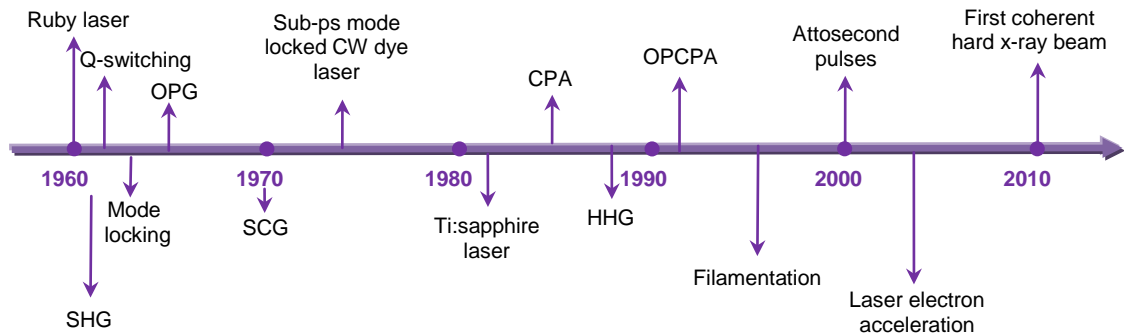


Fig 1: Hitos en la historia de los lasers ultraintensos (OPG: optical parametric generation; SHG: second-harmonic generation; SCG: supercontinuum generation; CPA: chirped pulse amplification; OPCPA: optical parametric chirped pulse amplification; HHG: high-harmonic generation)

Desde la primera demostración experimental en 1960 [1], el láser ha revolucionado campos tan diversos como la Física, la Química o la Medicina. La atención se centró pronto en conseguir pulsos cada vez más cortos y energéticos [2]. Con este propósito surgieron varias técnicas como el *Q-switching* o el *mode locking*, hasta la aparición en 1985 de la tecnología CPA (*chirped pulse amplification*) [3].

La técnica CPA consiste en el estiramiento temporal de los pulsos previamente a su amplificación para ser posteriormente comprimidos. De esta forma, se evita dañar tanto el material amplificador como las ópticas y se consiguen potencias pico muy altas. A su vez, la aparición de un nuevo material, el Ti:zafiro ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$) [4], con un gran ancho de banda (600-1100 nm) permitió la generación de pulsos muy cortos.

La potencia pico alcanzada por los sistemas CPA abrió nuevas fronteras en el procesamiento de materiales, la aceleración de partículas o la microcirugía, y dio lugar a nuevas disciplinas como la attociencia y la femtoquímica [5]. Además, se espera que los avances tecnológicos que se están produciendo en este campo conduzcan a nuevos descubrimientos en astrofísica y en física de partículas [6].

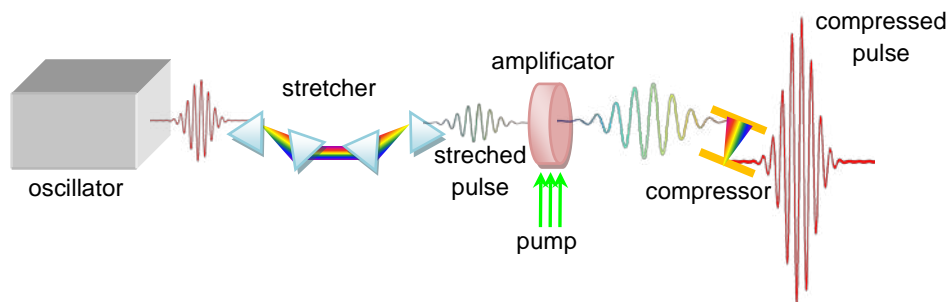


Fig 2: Esquema de la tecnología CPA

Sistemas láser en la Universidad de Salamanca

El laboratorio de láseres intensos de Salamanca comenzó a operar en 2003, cuando se instaló el primer sistema CPA de Ti:zafiro. Este láser sigue aún operativo y es la base de los experimentos reportados en esta tesis.

Este sistema produce pulsos de 120 fs de duración a una longitud central de 795 nm. Consta de dos salidas: la primera opera a 1 kHz de tasa de repetición alcanzando 1 mJ de energía (9 GW de potencia pico), mientras que la segunda lo hace a 10 Hz y 50 mJ (0.5 TW potencia pico).

Más recientemente, en 2007, se incorporó un sistema Ti:zafiro de 20 TW (25 fs, 500 mJ, 10 Hz de tasa de repetición) que actualmente constituye de la primera etapa del láser de 200 TW del Centro de Láseres Pulsados (CLPU) [7].

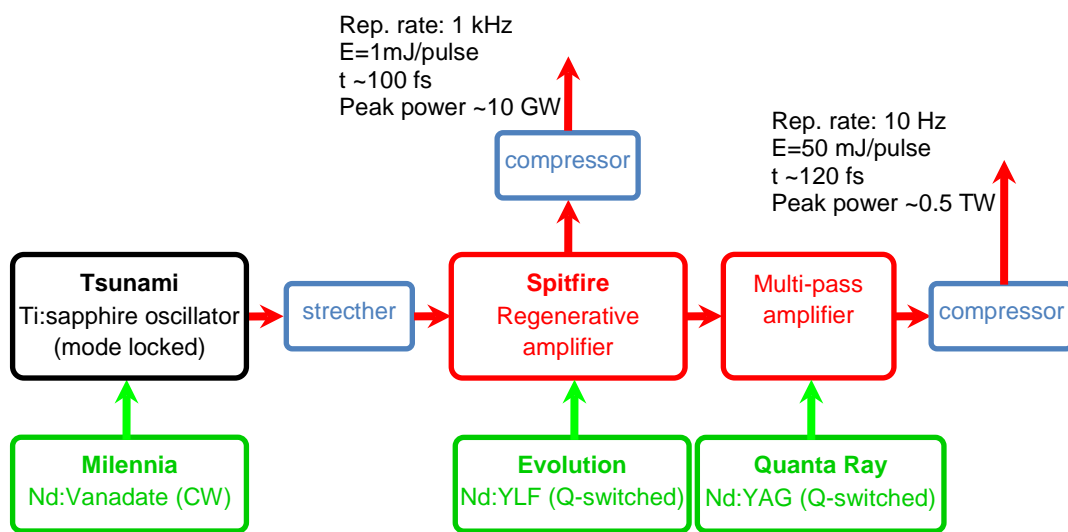


Fig 3: Esquema del láser empleado para los experimentos presentados en esta tesis
Óptica no lineal: un campo vibrante

El desarrollo de la óptica no lineal ha estado íntimamente ligado a los avances en la tecnología láser. De hecho, la generación de segundo armónico [8] se produjo solamente dos años después de la primera demostración experimental del láser.

A mediados de los años 60 surgió un tremendo interés, que aún persiste hoy día, por encontrar fuentes láser que se pudieran sintonizar. Aunque la generación de segundo armónico permitía acceder a otras frecuencias, éstas quedaban restringidas a múltiplos de la inicial. El problema quedó resuelto con la generación de supercontinuo junto con la aparición de la amplificación óptica paramétrica (OPA) [9].

En un proceso OPA, el pulso amplificar (onda señal) se propaga junto a una onda de longitud de onda más corta (bombeo) en un medio no lineal. Los fotones de bombeo se convierten entonces en número igual de fotones señal e idler (es decir, fotones con una energía equivalente a la diferencia entre la del bombeo y la señal).

Actualmente los OPAs son ampliamente utilizados en laboratorios de todo el mundo y permiten acceder a longitudes de onda en el rango del UV hasta el infrarrojo medio. Además, los primeros avances en OPA sentaron las bases para la técnica de amplificación óptica paramétrica de pulsos chirpeados (OPCPA) [10], si bien su desarrollo no se produjo hasta la pasada década.

Aunque como hemos visto la técnica CPA permite generar pulsos con una alta potencia pico, la duración temporal de los mismos viene limitada por el material empleado en el amplificador. Por contra, la tecnología OPCPA permite mayores anchos de banda por lo que se plantea como una buena alternativa para la generación de pulsos ultraintensos de pocos ciclos.

Los avances tecnológicos permitieron la observación experimental de armónicos de orden alto en gases (HHG) en 1987 [11]. A través de este proceso se consigue obtener pulsos de duración de attosegundos ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$), gracias a los cuales se ha podido describir la dinámica molecular y electrónica [12].

Otro fenómeno importante en el ámbito de la óptica no lineal es la filamentación [13], un proceso de autoguiado producido por un balance entre ionización y efecto Kerr. En consecuencia, se produce un ensanchamiento espectral que da lugar a pulsos muy cortos si se comprimen adecuadamente.

Motivación

Hoy en día el interés de la comunidad científica reside en implementar las aplicaciones de los láseres de femtosegundo, así como en nuevos avances en su tecnología. Los esfuerzos actuales se centran por un lado en obtener pulsos más energéticos, y por el otro, en acortar su duración temporal. Además, dichos avances conllevan retos tecnológicos en relación con la medida de los pulsos, tanto en el dominio temporal como en el espacial.

Anteriormente, se han descrito algunos de los procesos no lineales más importantes y discutido su relevancia en el ámbito de la óptica ultrarrápida. Es de hecho por esta razón que la optimización de dichos procesos es de un alto interés dentro de la comunidad.

El objetivo de esta tesis es, por un lado, la optimización de procesos no lineales a través del control del frente de ondas y, por otro, el desarrollo de herramientas de diagnóstico espacial adecuadas para este tipo de sistemas. Además, no existía experiencia previa en detección y control del frente de ondas en nuestro grupo y por tanto, conseguir unos conocimientos técnicos razonables era también necesario para sacar el máximo partido a nuestros láseres. Probablemente uno de los ejemplos más significativos es el hecho de que la mayor intensidad pico no ha sido conseguido con un láser de petavatio, sino con un multi-teravatio cuya fase estaba perfectamente corregida mediante óptica adaptativa.

Aunque ha habido un gran progreso durante la última década en relación al estudio de los procesos no lineales, algunas cuestiones aún deben ser abordadas. En este sentido, es interesante la optimización de la generación de segundo armónico ya que ofrece un mejor contraste que el pulso fundamental, haciéndolo atractivo para experimentos de interacción láser-materia. Por desgracia, los efectos no lineales presentes en este proceso dan lugar a importantes distorsiones en la fase que limitan la focalización del pulso próximo al límite de difracción.

Otro aspecto importante es la optimización y flexibilidad en el diseño de pulsos sintonizables para aplicaciones en espectroscopia. Aunque los OPAs actuales son capaces de producir pulsos en el rango de 450-2500 nm, existen muchos procesos que requieren pulsos en el UV. Éstos se pueden obtener a través de técnicas de suma de frecuencias, pero una implementación fiable y estable es aún un desafío. Además, algunos de estos experimentos necesitan pulsos cuyo espectro se pueda configurar. La generación de dichos pulsos, que constituirán la señal de un OPA, es uno de los objetivos de la presente tesis.

En cuanto a la filamentación, el incremento en la energía de pulsos post-comprimidos es aún un objeto de estudio. La mayor dificultad de estos esquemas reside en el límite en la energía de entrada, y en consecuencia, en la de salida. Actualmente, muchos esfuerzos se centran en el desarrollo de estrategias para superar esta limitación.

Por otro lado, las peculiares características de los pulsos intensos de femtosegundo requieren sistemas de medida adaptados a los mismos. En el caso de la detección del frente de onda, los métodos tradicionales presentan algunos inconvenientes debido al ancho de banda de estos pulsos.

Por último, muchos de los experimentos de interacción láser-materia se pueden beneficiar de un conocimiento en las áreas de medida y control de la fase espacial. Ahora que el mecanismo de aceleración láser está bien establecido, se persigue conseguir haces más estables y energéticos. En concreto, la optimización de los chorros de gas utilizados en este tipo de experimentos – lo cual puede conseguirse midiendo el frente de onda – es crucial para este fin.

Resumen

El objetivo principal de esta tesis puede resumirse como el estudio y manipulación de las aberraciones del frente de onda para aplicaciones en óptica no lineal ultrarrápida. Hemos dividido el trabajo en cuatro bloques. El primero de ellos (Capítulo 2) está dedicado a las bases de la detección del frente de onda, para aplicarlo después a la optimización de experimentos de aceleración de partículas y filamentación.

El segundo bloque (Capítulos 3 y 4) presenta una caracterización del proceso de generación de segundo armónico con haces aberrados, tanto a nivel teórico (a través de simulaciones) como a nivel experimental.

En la tercera sección (Capítulo 5) desarrollamos un nuevo método para la medida de la fase espacial, dirigido a solventar algunos de los problemas que presentan las técnicas tradicionales. Además, en el Capítulo 6 demostramos la capacidad de la técnica espacio-temporal STARFISH para resolver el frente de onda en función de la frecuencia.

Por último, los Capítulos 6 y 7 están dedicados a la generación y optimización de la generación de supercontinuo en sólidos usando óptica difractiva.

Publicaciones

G. Mínguez-Vega, C. Romero, O. Mendoza-Yero, J. R. Vázquez de Aldana, R. Borrego-Varillas, C. Méndez, P. Andrés, J. Lancis, V. Climent, and L. Roso
Wavelength tuning femtosecond pulses generated in nonlinear crystals by using diffractive lenses
Optics Letters **35**, 3694-3696 (2010)

C. Romero, R. Borrego-Varillas, A. Camino, G. Mínguez-Vega, O. Mendoza-Yero, J. Hernández-Toro, and J. R. Vázquez de Aldana
Diffractive optics for spectral control of the supercontinuum generated in sapphire with femtosecond pulses
Optics Express **19**, 4977-4984 (2011)

B. Alonso, R. Borrego-Varillas, I. J. Sola, O. Varela, A. Villamarín, M. V. Collados, J. San Román, J. M. Bueno and L. Roso
Enhancement of filamentation postcompression by astigmatic focusing
Optics Letters **36**, 3867-3870 (2011)

R. Borrego-Varillas, C. Romero, J. R. Vázquez de Aldana, J. M. Bueno, and L. Roso
Wavefront retrieval of amplified femtosecond beams by second-harmonic generation
Optics Express **19**, 22851-22862 (2011)

B. Alonso, R. Borrego-Varillas, O. Mendoza-Yero, I. J. Sola, J. San Román, G. Mínguez-Vega and L. Roso
Frequency resolved wavefront retrieval and dynamics of diffractive focused ultrashort pulses
J. Opt. Soc. Am. B **29**, 1993-2000 (2012)

R. Borrego-Varillas, C. Romero, O. Mendoza-Yero, G. Mínguez-Vega, and J. R. Vázquez de Aldana
Supercontinuum visible femtosecond pulses generated in sapphire with diffractive lenses
Enviado, 2012

C. Romero, R. Borrego-Varillas, O. Mendoza-Yero, G. Mínguez-Vega, C. Méndez, and
J. R. Vázquez de Aldana

*Second-harmonic generation of femtosecond pulses focused on BBO with a diffractive
lens*

En preparación

2. Caracterización especial de pulsos cortos intensos: aplicaciones

En este capítulo discutimos en primer lugar la importancia de un buen frente de onda y las implicaciones que tiene en la distribución de intensidad al focalizar el haz.

A continuación, revisamos los conceptos básicos de caracterización espacial. Entre ellos, definimos algunos de los parámetros más importantes que se utilizarán a lo largo de la tesis como el factor de Strehl, los polinomios de Zernike, factor M^2 ... etc. Además proporcionamos los criterios y unidades que seguiremos para la descripción del frente de onda.

En esta sección se realiza también una revisión del estado del arte en cuanto a medida de frente de ondas, discutiendo el funcionamiento de dos de los sensores más utilizados en el campo: el Hartmann-Shack y la interferometría multilateral.

Una vez sentadas las bases, nos centramos en la medida de la fase de nuestro láser (dando una completa caracterización espacial del sistema) y su aplicación en cuatro experimentos desarrollados en nuestro laboratorio.

Para el primer punto, caracterizamos el haz a lo largo de varios puntos dentro de la cadena CPA, lo que nos permite identificar posibles fuentes de aberraciones, tanto dinámicas (térmicas principalmente) y estáticas (mal alineamiento de las ópticas, por ejemplo).

Por otro lado, se realiza un estudio de estabilidad temporal del frente de onda, encontrándose pequeñas fluctuaciones, compatibles con las del láser. El frente de onda de los pulsos comprimidos tiene una aberración RMS de 0.323λ en una pupila de 6.4 mm, principalmente debida a desenfoque y astigmatismo.

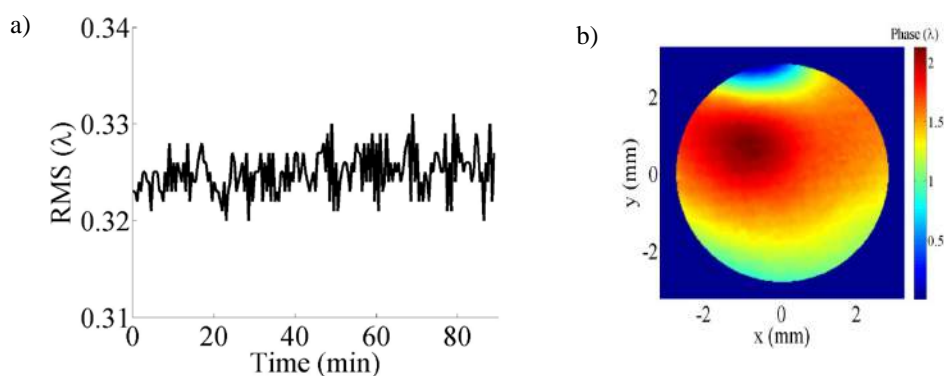


Fig 4: a) Estudio de estabilidad y b) fase registrada.

En cuanto a las aplicaciones experimentales, la primera de ellas está focalizada en el estudio de la dinámica de chorros de gas utilizados para aceleración de electrones, relacionando para ello la densidad de gas con el cambio sufrido en la fase de un haz que atraviesa el mismo [14]. El segundo consiste en una caracterización del gas usado para

generación de armónicos de orden alto (HHG), empleando para ello un montaje similar al anterior. Los resultados de ambos experimentos nos han servido para optimizar la posición del pistón y generar electrones de forma más eficiente.

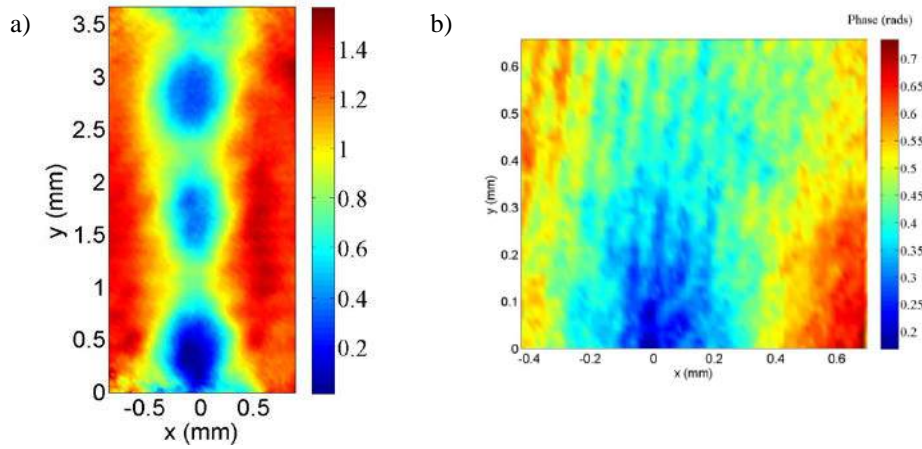


Fig 5: Fase adquirida por un laser de HeNe al propagarse a través de a) un chorro de gas a 4 bar usado para aceleración de electrons and b) gas contenido en una cámara de vacío para HHG.

En tercer lugar, hemos caracterizado los pulsos en un experimento de interacción láser-materia para la generación de electrones en sólidos. La caracterización tenía un doble propósito: por un lado, una caracterización completa era necesaria para obtener los parámetros de entrada de BALAS [15], un código de propagación no lineal desarrollado en nuestro grupo de investigación. Por otro, la monitorización del perfil en la región focal nos permite comprobar los resultados obtenidos mediante la simulación.

Por último, hemos propuesto un esquema de post-compresión de pulsos basado en filamentación con haces astigmáticos [16]. En un experimento de filamentación se focaliza el haz sobre una célula de gas; el cúmulo de efectos no lineales durante la propagación en la misma, da lugar a un ensanchamiento espectral. Comprimiéndolos correctamente, es posible obtener pulsos muy cortos.

La principal limitación de esta técnica es el límite superior en la energía de entrada (y por tanto, de salida), superado el cual entramos en el régimen de multifilamentación. Mediante el uso de lentes astigmáticas se consigue un alargamiento de la zona de Rayleigh, y por tanto una mayor distribución de energía. En consecuencia, es posible aumentar la energía de entrada obteniéndose así un efecto no lineal más sostenido y un mayor ensanchamiento espectral (pulsos más cortos).

En concreto, hemos demostrado post-compresión partiendo de pulsos de 100 fs y 3 mJ a 13 fs y 1 mJ.

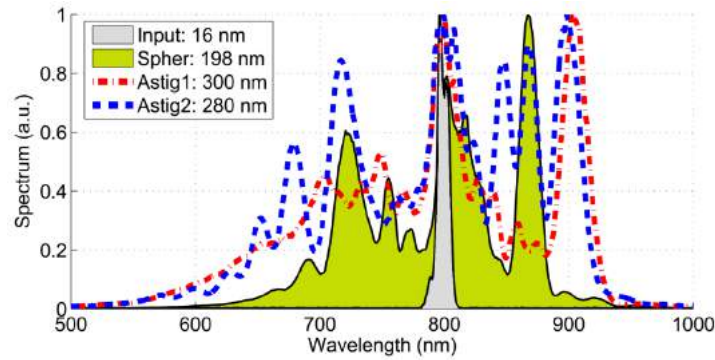


Fig 6: Comparativa entre los espectros obtenidos mediante filamentación con lentes esféricas y astigmáticas.

3. Conceptos básicos de óptica no lineal

A lo largo de este capítulo se revisan los conceptos teóricos relacionados con los fenómenos de óptica no lineal [17].

Comenzamos con la definición de polarización no lineal, para derivar los procesos paramétricos que tienen lugar cuando las susceptibilidades de segundo y tercer orden son no nulas.

A continuación, describimos brevemente algunos de los mismos. Comenzamos con la generación de segundo armónico (es decir, la suma de dos fotones de frecuencia ω para dar uno de frecuencia doble) para continuar con su formulación más general, la suma de frecuencias. Seguidamente, describimos la amplificación óptica paramétrica (diferencia de frecuencias). Por último, nos centramos en los procesos de tercer orden; en concreto, la generación de tercer armónico y los procesos en cascada.

En la siguiente sección se proporciona una revisión de los fenómenos involucrados en la generación de supercontinuo como son la difracción, el efecto Kerr, la auto-modulación de fase, la espuesta Raman, ionización... etc.

4. Generación de segundo armónico de haces de femtosegundo aberrados

En un primer bloque repasamos el marco teórico de la generación de segundo armónico (SHG) en cristales en la aproximación de onda plana, para concentrarnos después en SHG con pulsos ultracortos. De esta forma, podemos obtener fácilmente una expresiones analíticas sencillas para la eficiencia de conversión y el desajuste de fases que nos permiten entender de forma intuitiva algunas de las características más relevantes de este proceso.

La descripción teórica de SHG con pulsos ultracortos exige resolver las ecuaciones de onda, para lo cual realizamos simulaciones con ayuda del programa SNLO [18]; esto nos permite estudiar las características temporales y espectrales de los pulsos generados.

Sin embargo, para determinar las propiedades espaciales y su dependencia con el pulso fundamental es necesario recurrir a un estudio experimental, que constituirá la parte central del capítulo.

Con este fin, preparamos el montaje experimental mostrado en la figura inferior.

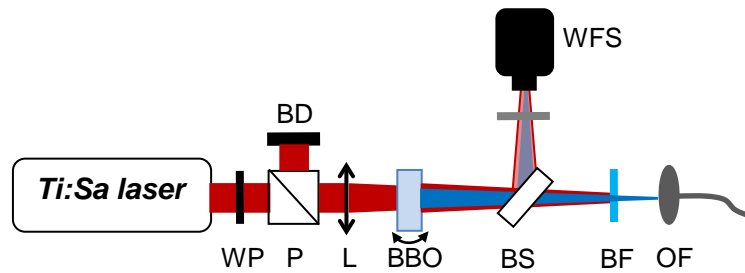


Fig 7: Montaje experimental para el estudio de SHG con haces aberrados (WP: half-wave plate; P: polarizer; BD: beam dumper; L: lens; BS: beam sampler; BF: band-pass filter; OF: optical fibre coupler; WFS: wavefront sensor)

El proceso de SHG lo estudiamos para onda plana y dos tipos de aberraciones del fundamental (haces astigmáticos y focalizados) y en dos regímenes de intensidad (baja 0.5 GW/cm^2 , y alta 34 GW/cm^2). En concreto, estudiamos la dependencia del segundo armónico con el fundamental en términos de perfil espacial y frente de onda, así como la focalización del haz, el factor de Strehl y el chirp espacial.

Este estudio nos permite discriminar los efectos debidos puramente a intensidades elevadas (procesos en cascada, efecto Kerr) y aquellos provenientes del desajuste de fase local inducido por las aberraciones.

En primer lugar, correlacionamos el perfil espacial del segundo armónico con la fase del fundamental: cuando se trata de haces con un frente de ondas aberrado, se produce una disminución de la eficiencia en aquellos puntos donde no se satisface la condición de ajuste de fase. En segundo lugar, dado que la longitud de onda que se dobla más eficientemente depende fuertemente del ángulo formado por el vector de onda con el eje óptico, observamos un chirp espacial en los haces cuya fase presenta una curvatura a lo largo del eje donde se están analizando.

Además comprobamos que en todos los casos existen efectos de cascada a intensidades elevadas, lo cual se traduce en un desenfoque inducido por el perfil gaussiano del haz fundamental, tanto en la fase del segundo armónico como en la parte de fundamental no convertido.

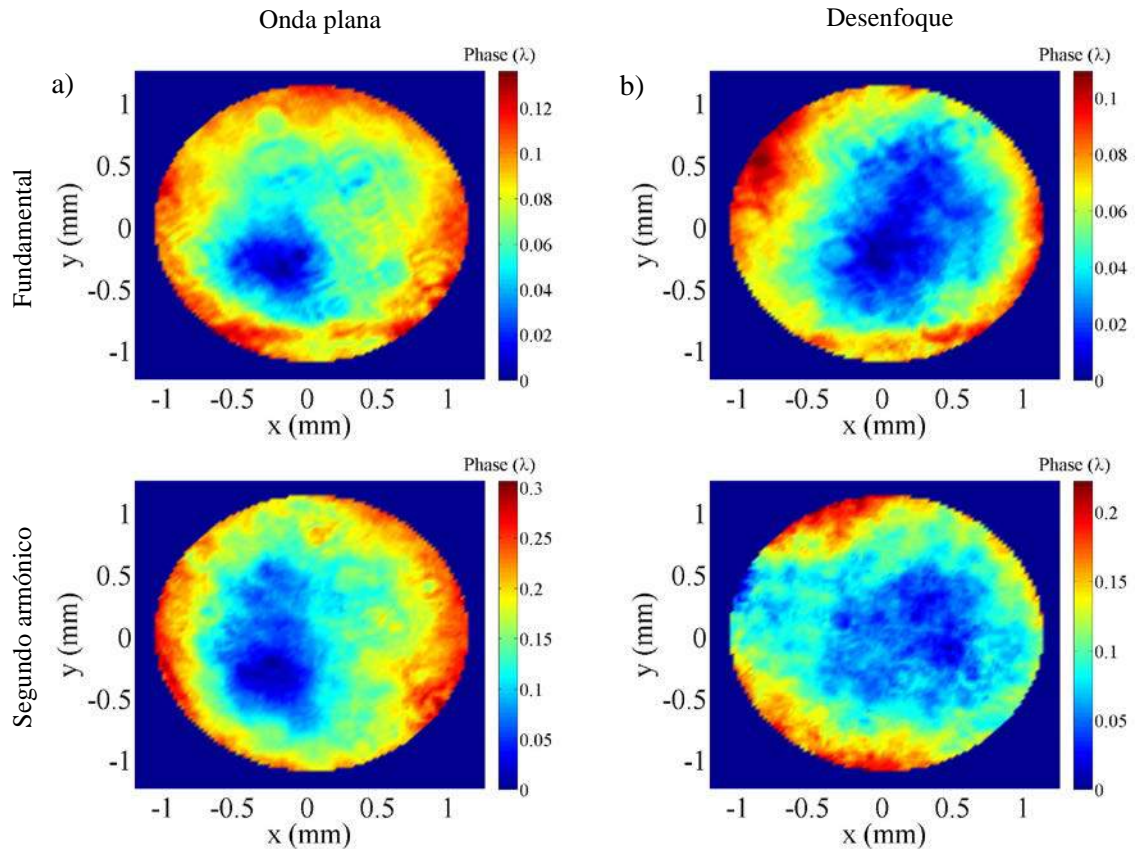


Fig 8: Desenfoque inducido en el segundo armónico (figuras inferiores) y fundamental (superiores) a una intensidad de 34 GW/cm^2 para a) onda plana y b) haz focalizado.

Los resultados de este estudio son especialmente útiles para la optimización en el bombeo de un OPA y en el módulo implementado en el laboratorio de procesado láser.

5. Reconstrucción del frente de onda de pulsos de femtosegundo mediante segundo armónico

En este capítulo proponemos una técnica para la medida de la fase de pulsos de femtosegundo basada en la generación de segundo armónico [19]. Hasta donde sabemos, se trata del primer método basado en óptica no lineal para la medida del frente de onda.

La técnica se basa en la fuerte dependencia del proceso de SHG con el ángulo formado por el vector de ondas con el eje óptico: la máxima eficiencia de conversión para una longitud de onda está unívocamente relacionada con dicho ángulo. Midiendo por tanto el espectro es posible obtener información sobre el ángulo que está formando el vector de ondas (perpendicular a la superficie de frente de ondas) respecto al eje óptico.

El siguiente diagrama presenta un resumen del algoritmo de reconstrucción de fase a partir de la medida del espectro de segundo armónico, mientras que la Fig. 10 muestra un ejemplo de la reconstrucción a partir de la medida experimental:

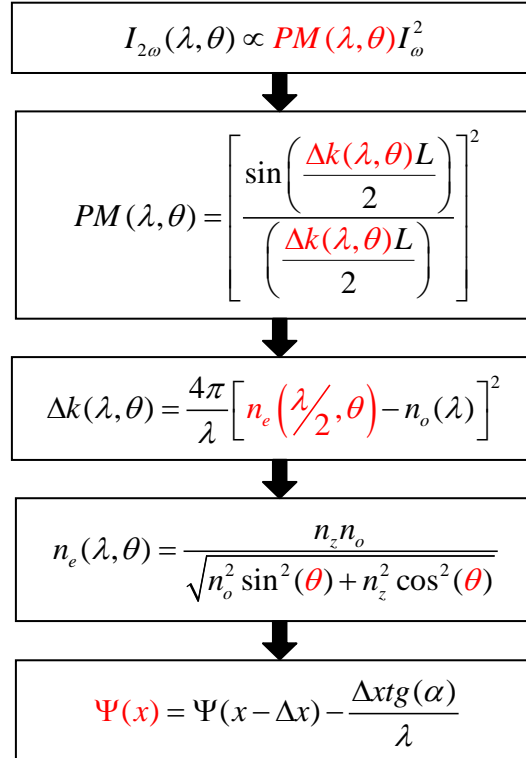


Fig 9: Algoritmo de reconstrucción del frente de onda

En primer lugar, escaneamos mediante una fibra conectada a un espectrómetro el espectro en diferentes posiciones a lo largo del eje donde deseamos medir la fase obteniéndose así el mapa espectral del primer panel. En un segundo paso, obtenemos la curva de ajuste de fase para cada posición (panel b). Conocida ésta, se puede hallar fácilmente el factor de ajuste de fase, Δk , resolviendo numéricamente la segunda ecuación del algoritmo.

Δk está relacionada con la diferencia entre el índice ordinario y el extraordinario, el cual lleva implícita la dependencia con el ángulo entre el vector de ondas (perpendicular a la superficie del frente de ondas) y el eje óptico. De esta forma, podemos reconstruir la fase a lo largo del eje escogido.

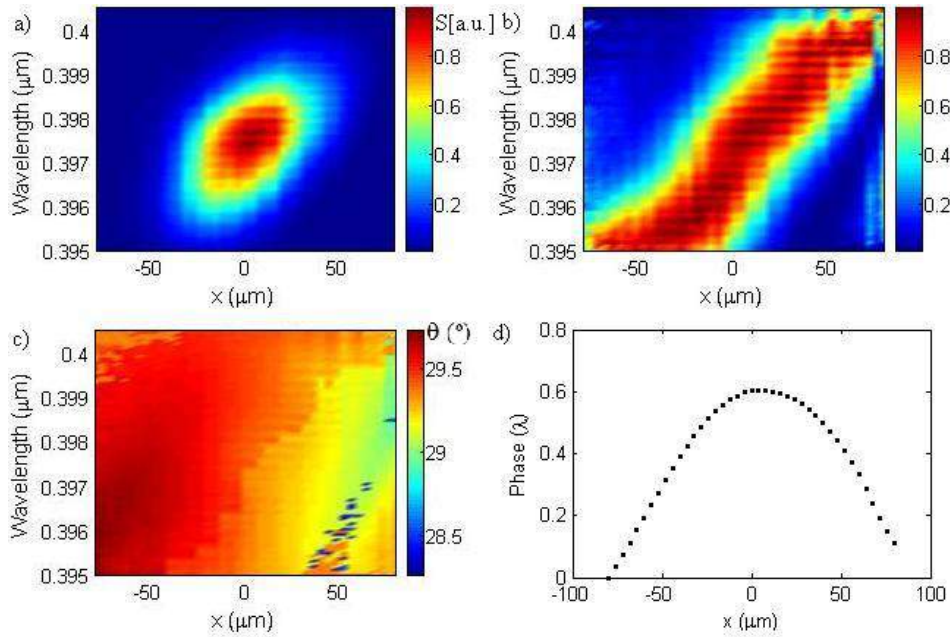


Fig 10: Ejemplo de reconstrucción de la fase para un haz divergente usando un BBO como cristal doblador ($\alpha_s = 29.4^\circ$, $500 \mu\text{m}$ de grosor): a) mapa espectral registrado; b) factor de desajuste de fase, PM; c) mapa de ángulos respecto al eje óptico; d) reconstrucción de la fase para la longitud de onda central del haz incidente.

El dispositivo experimental se muestra en la Fig. 11. El haz se divide en dos réplicas mediante un divisor de haz. La primera de ellas se usa como referencia y se mide con un sensor de frente de onda comercial a fines comparativos. Por su parte, la segunda réplica se dobla en un cristal no lineal (BBO en este caso).

Un sistema telescópico $4f$ hace imagen del segundo armónico generado sobre un espectrómetro montado sobre una plataforma motorizada, lo que nos permite realizar un barrido a lo largo del eje donde deseamos medir la fase.

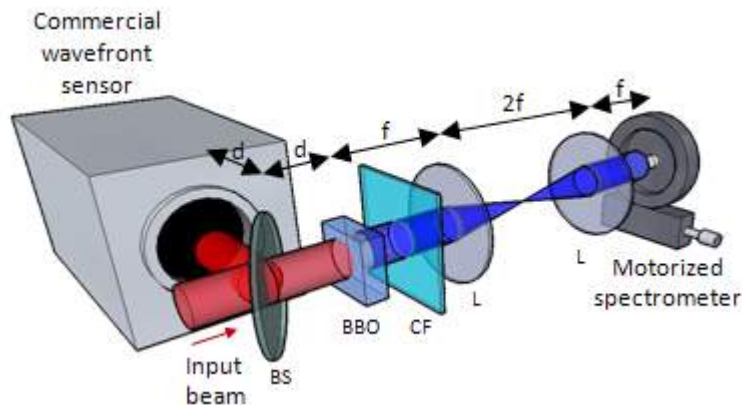


Fig 11: Montaje experimental de nuestro sensor

Para determinar la validez del método realizamos un estudio, tanto a nivel experimental como a nivel teórico mediante simulaciones.

Entre los parámetros de estudio se encuentran el espesor del cristal, el chirp en el haz fundamental, la resolución y el ruido. En cuanto al espesor del cristal observamos una mayor precisión en la reconstrucción en cristales gruesos; sin embargo, cuanto mayor el cristal, menor es el rango de medida (aberración pico-valle) que nos permite resolver. Por tanto hay que encontrar un equilibrio entre ambas situaciones. Para los haces de nuestro estudio experimental comprobamos que un BBO de 0.5 mm era el más apropiado.

El ruido espectral afecta severamente a la reconstrucción, por lo que es necesario implementar un algoritmo que permita reducirlo. Para ello, proponemos el uso de dos filtros: el primero está basado en realizar un promedio entre píxeles “vecinos”, mientras que en el segundo se realiza un filtrado por transformada de Fourier.

Una vez establecidas las bases y el rango de validez del método se prueba con éxito en pulsos enfocados, encontrándose una desviación del 3% respecto a la medida del sensor comercial.

A continuación demostramos su uso haces con discontinuidades, cuellos de botella de algunos de los sensores tradicionales dado que estos últimos reconstruyen la fase a partir de sus derivadas.

Otra de las ventajas es que, al escanear el haz mediante una fibra, permite obtener una alta resolución, lo que lo hace apropiado para haces de tamaño reducido. Además, es posible analizar la dependencia del frente de onda con la frecuencia, gracias a que un espectrómetro forma parte del dispositivo.

Entre las principales desventajas, está el tiempo requerido para la reconstrucción, el cual podría reducirse drásticamente si se utilizase una red de difracción sobre una rendija acoplada a una CCD en vez del espectrómetro motorizado. Por otro lado, como se ha comentado anteriormente, se ha de ser especialmente cuidadoso en la elección del cristal y el método pierde validez para pulsos chirpeados, excesivamente intensos y/o fuertemente aberrados, donde podrían producirse efectos no-colineales.

6. Aberración cromática para el control espectral de los pulsos generados mediante procesos no lineales

En primer lugar, describimos brevemente los elementos difractivos (DOEs) y las bases de su funcionamiento, que serán los elementos claves de los estudios del presente capítulo.

Una lente kinoforme es un dispositivo que focaliza gracias a la difracción y que, por tanto, presenta una fuerte aberración cromática, con una focal que depende fuertemente de la longitud de onda. En consecuencia, cuando se emplea con pulsos con un gran ancho de banda dan lugar a un continuo de focos en lugar de un único punto focal, como sucede con las lentes convencionales. Este efecto será la base de los experimentos presentados en este capítulo, así como de los del Capítulo 7.

Previamente a la descripción de los experimentos realizados con lentes difractivas en el ámbito de la óptica no lineal, proporcionamos un estudio completo de la dinámica espectral y temporal de los pulsos focalizados mediante este tipo de lentes [20] gracias a la técnica de caracterización espacio-temporal STARFISH [21]. Además, demostramos por primera vez la capacidad de esta técnica para la reconstrucción de la fase en función de la longitud de onda.

El estudio se realiza tanto a nivel experimental, como a nivel teórico (para lo cual proponemos un modelo matemático), encontrado buen acuerdo entre ambos. En primer lugar, estudiamos la evolución del frente de onda en función de la frecuencia para distintas posiciones a lo largo de la región focal observando cómo el foco se adelanta para las longitudes de onda más largas. Seguidamente, pasamos a analizar el comportamiento espacio-temporal y espacio-espectral.

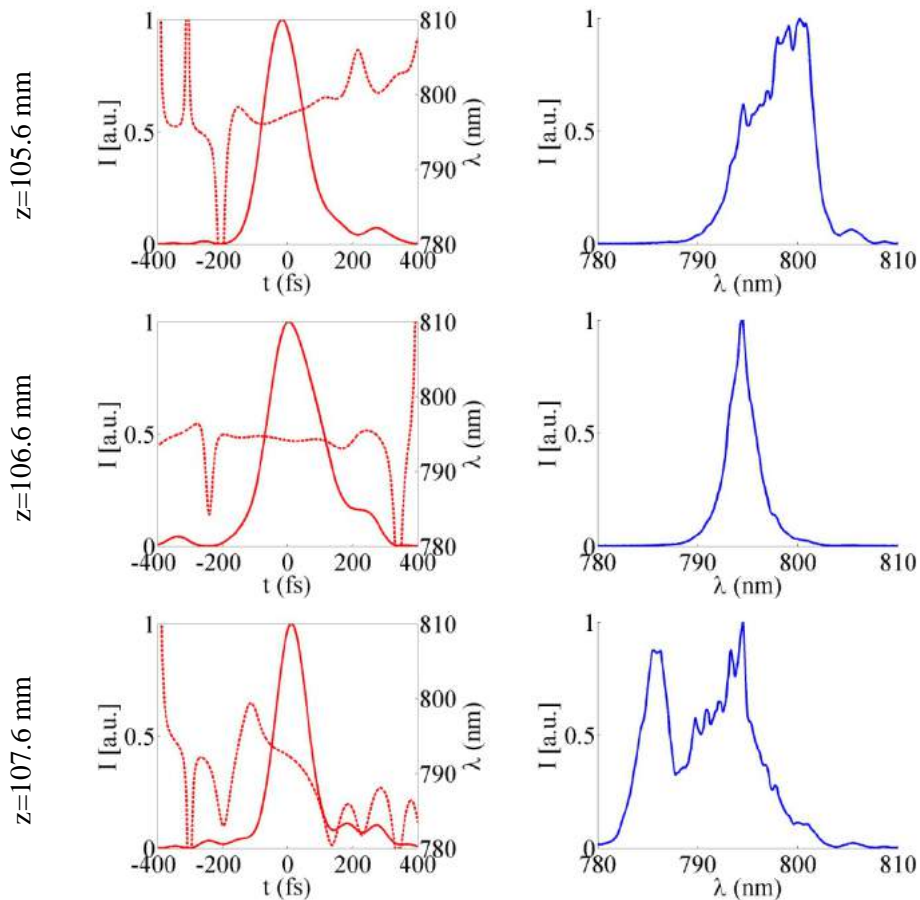


Fig 12: Perfil temporal en eje (izquierda) y espectro (derecha).

En la figura superior se muestra los perfiles temporales en eje (la línea sólida corresponde con la intensidad, mientras que la discontinua representa la longitud de onda instantánea) y sus correspondientes espectros. Observamos un mayor ensanchamiento espectral, compatible con pulsos más cortos, así como un chirp en la fase en las posiciones fuera de foco.

Una vez estudiada la dinámica de pulsos difractivos, proponemos su uso para la generación de segundo y tercer armónico [22], así como la generación de supercontinuo que se desarrollará a lo largo del capítulo siguiente. Tanto en el proceso de SHG como en el de frecuencia suma (tercer armónico) observamos una sintonización de la longitud de onda central de la señal generada (Fig. 13) que no se producía en el caso de utilizar dobletes acromáticos (lentes refractivas) al variar la distancia relativa, z , entre el cristal y la lente.

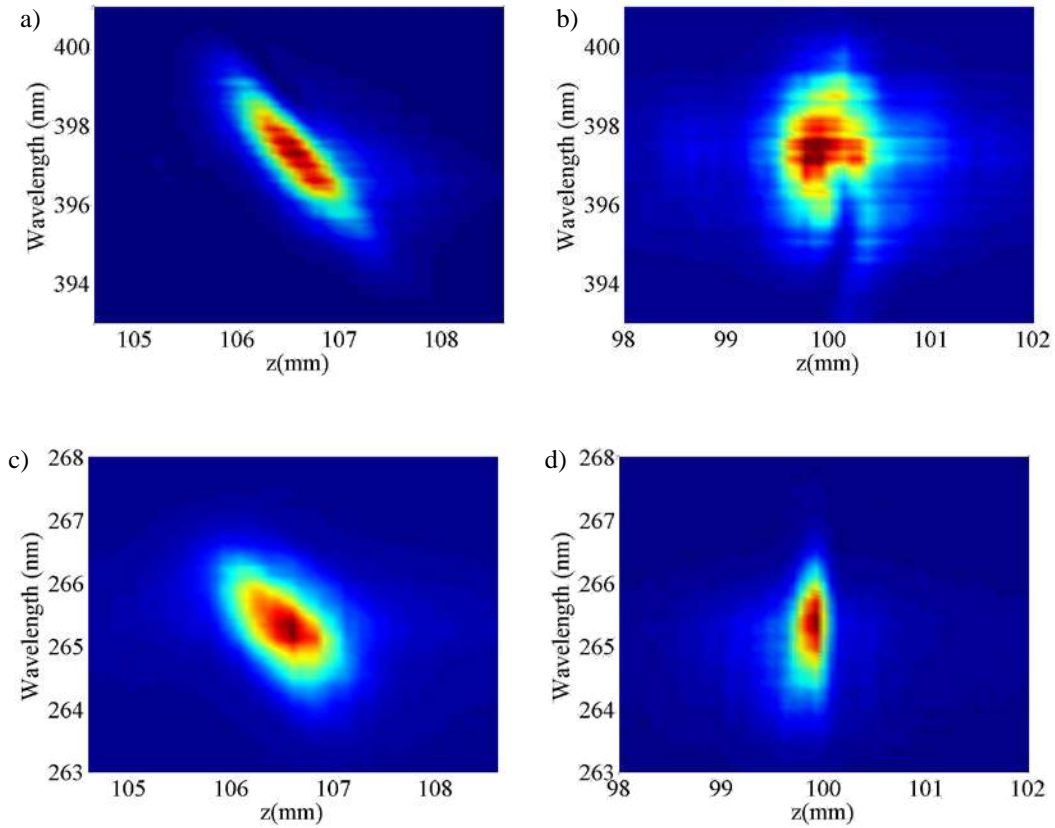


Fig13: Espectro de segundo armónico: a) con lente difractiva y b) con lente refractiva; y de frecuencia suma (tercer armónico): c) con lente difractiva y d) con lente refractiva

Otra alternativa para la sintonización de la longitud de onda central de la señal generada consiste en rotar un cristal grueso, de forma que modifiquemos la condición de ajuste de fase. Sin embargo, a intensidades elevadas esto produce una modulación en el espectro y por ende una degradación del perfil temporal del pulso.

Además, también hemos caracterizado los pulsos de segundo y tercer armónico así generados, para evaluar su posible uso en futuras aplicaciones, encontrando una buena calidad, tanto espacial como temporal [23].

7. Generación de supercontinuo en sólidos con lentes difractivas

Por último, proponemos el uso de lentes kinoformes para la generación de supercontinuo. Tal y como se describe en el Capítulo 3, la generación de supercontinuo es un ensanchamiento espectral resultante de la interacción de varios procesos no lineales que tienen lugar cuando un pulso suficientemente intenso se focaliza sobre un material con susceptibilidad de tercer orden no nula.

En primer lugar, nos centramos en describir las características espectrales de los pulsos de continuo generados en sólidos y realizar una revisión bibliográfica del trabajo realizado hasta la fecha por otros autores, con especial atención a la dependencia espectral del supercontinuo con diferentes parámetros (energía de bombeo, longitud de onda, material, posición del foco...).

A continuación, estudiamos la generación de supercontinuo con pulsos focalizados mediante óptica difractiva en zafiro [24] y comparamos con los resultados obtenidos con una lente refractiva de focal similar. El dispositivo experimental montado a tal efecto se muestra en la Fig. 14.

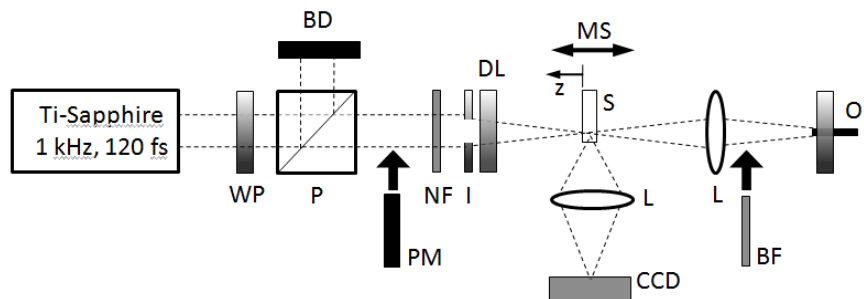


Fig 14: Montaje experimental para la generación de continuo y su caracterización

Observamos tres diferencias principales respecto al esquema tradicional. En primer lugar, la frecuencia de corte en el lado anti-Stokes (es decir, la región de longitudes de onda más cortas) aumenta cuando se emplean lentes difractivas. De hecho, conseguimos una longitud de onda de corte en torno a los 430 nm, un valor menor que los obtenidos previamente para el zafiro. En segundo lugar, la región donde se genera luz blanca es mucho mayor que para el doblete acromático en condiciones análogas; esto puede explicarse fácilmente dado que la extensión de la región focal de la lente difractiva es mucho mayor que la de la refractiva. Por último, observamos que variando la distancia relativa entre el cristal y la lente, es posible sintonizar la señal de continuo.

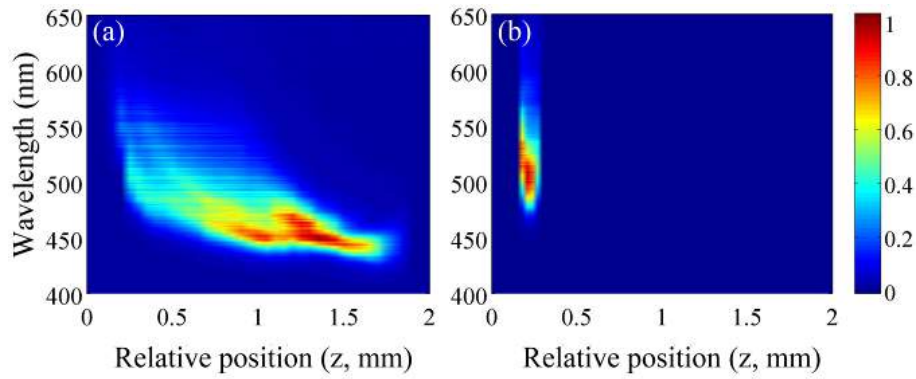


Fig 15: Mapas espectrales para a) la lente difractiva y b) la refractiva a medida que se reduce la distancia cristal-lente.

A continuación estudiamos la dependencia del proceso con la energía de entrada, el tamaño del iris de entrada (o en otras palabras, la apertura numérica), el espesor del cristal y el tipo de material.

Para estudiar la fenomenología del proceso, relacionamos las imágenes de la luminiscencia del plasma formado dentro de la lámina de zafiro con los espectros obtenidos, tanto para la lente difractiva como para el doblete acromático, usando diferentes aperturas numéricas. De esta forma concluimos que, aunque un alargamiento de la región focal da lugar a una extensión de la zona donde se genera supercontinuo y tiene consecuencias sobre el espectro, no es suficiente para explicar el comportamiento observado con la lente difractiva, lo que sugiere que la dinámica inducida por la misma es responsable de dicho comportamiento.

Por último, se realiza una caracterización espacial y temporal completa con el fin de evaluar el posible uso de los pulsos así generados en futuras aplicaciones. Para ello, estudiamos el perfil del haz, el chirp espacial y la focalización de los pulsos, encontrando una buena calidad de haz con valores de M^2 próximos a la unidad, lo que indica que se trata de pulsos razonablemente gaussianos.

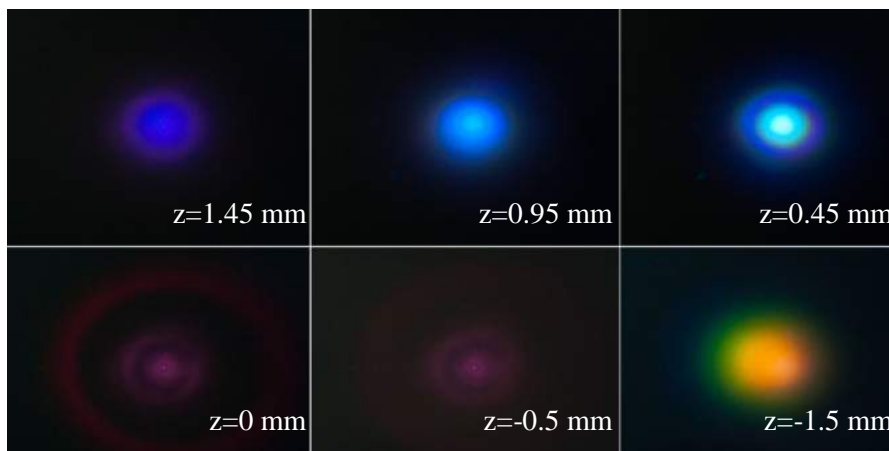


Fig 16: Fotografías del supercontinuo generado para diferentes posiciones relativas entre la lente y la muestra de zafiro..

Por otro lado, un montaje para frecuencia suma de los pulsos de continuo con el fundamental nos permite generar radiación en el rango del ultravioleta, lo cual suscita gran interés en la comunidad de Óptica Ultrarrápida hoy día debido a sus aplicaciones biológicas.

El mismo montaje lo utilizamos para realizar una medida de correlación cruzada y estimar la duración temporal de los pulsos, que se encuentra del orden de unos 150 fs.

Conclusiones

- En primer lugar, se ha realizado una completa caracterización del sistema láser operativo en la Universidad de Salamanca, monitorizando para ello el comportamiento a lo largo de diferentes puntos de la cadena CPA y estudiando su estabilidad temporal.
- Hemos caracterizado la dinámica de chorros de gas utilizados en experimentos de generación de electrones y armónicos de orden alto, relacionando la densidad de gas con los cambios en la fase. Este estudio ha permitido optimizar los montajes para dichos experimentos.
- La caracterización del perfil y la fase del haz también ha sido utilizada como parámetro de entrada para códigos de simulación y propagación no lineal.
- Se ha propuesto un esquema de postcompresión basado en filamentación con haces astigmáticos, demostrándose que es posible obtener pulsos más cortos y energéticos que en condiciones análogas con una lente esférica.
- Hemos estudiado experimentalmente la dependencia del proceso de segundo armónico con el perfil espacial y las aberraciones del haz fundamental, a altas y bajas intensidades. La señal de segundo armónico generada ha sido caracterizada en términos de perfil espacial, chirp espacial y focalización. Hemos encontrado un desenfoque inducido por procesos en cascada a altas intensidades, tanto para ondas planas como haces aberrados. Además, en el segundo caso se observó la existencia de chirp espacial, así como una degradación en el perfil del haz.
- Hemos propuesto un sensor de frente de onda basado en la generación de segundo armónico, haciendo uso de la fuerte dependencia que este proceso exhibe con el ángulo formado entre el vector de ondas (perpendicular a la superficie del frente de onda) y el eje óptico. Para ello, se ha desarrollado un algoritmo de reconstrucción, así como un programa de simulación que nos ha permitido discutir la validez del método y las restricciones del mismo. Se han conseguido reconstrucciones con una desviación del 3% respecto al valor dado por un sensor comercial. Hemos demostrado además, su validez al trabajar con haces que presentan discontinuidades y se ha discutido la posibilidad de analizar la dependencia de la fase con la frecuencia.
- Hemos estudiado la dinámica de los pulsos focalizados mediante una lente kinoforme con la técnica de caracterización espaciotemporal STARFISH,

demostrando por primera vez la capacidad de la misma para reconstruir el frente de onda en función de la frecuencia.

- Hemos demostrado la sintonización de la longitud de onda de la señal de segundo armónico generada focalizando los pulsos con una lente kinoforme sobre un cristal doblador, simplemente variando la distancia relativa entre ambos.
- Hemos aplicado la óptica difractiva a la generación de supercontinuo. Observamos tres diferencias principales respecto al esquema tradicional. En primer lugar, la frecuencia de corte en el lado anti-Stokes (es decir, la región de longitudes de onda más cortas) aumenta cuando se emplean lentes difractivas. De hecho, conseguimos una longitud de onda de corte en torno a los 430 nm, un valor menor que los obtenidos previamente para el zafiro. En segundo lugar, la región donde se genera luz blanca es mucho mayor que para el doblete acromático en condiciones análogas; esto puede explicarse fácilmente dado que la extensión de la región focal de la lente difractiva es mucho mayor que la de la refractiva. Por último, observamos que variando la distancia relativa entre el cristal y la lente, es posible sintonizar la señal de continuo.

Bibliografía

1. T. H. Maiman, "Stimulated optical radiation in ruby," *Nature* **187** (1960).
2. G. Mourou, and T. Tajima, "More Intense, Shorter Pulses," *Science* **331** (2011).
3. D. Strickland, and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications* **56**, 219-221 (1985).
4. P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of TiAl_2O_3 ," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **3** (1986).
5. T. Brabec, and F. Krausz, "Intense few-cycle laser fields: Frontiers of nonlinear optics," *Reviews of Modern Physics* **72**, 545-591 (2000).
6. G. A. Mourou, N. J. Fisch, V. M. Malkin, Z. Toroker, E. A. Khazanov, A. M. Sergeev, T. Tajima, and B. Le Garrec, "Exawatt-Zettawatt pulse generation and applications," *Optics Communications* **285** (2012).
7. "Centro de Láseres Pulsados, CLPU www.clpu.es."
8. P. A. Franken, G. Weinreich, C. W. Peters, and A. E. Hill, "Generation of optical harmonics," *Physical Review Letters* **7**, 118-& (1961).
9. G. Cerullo, and S. De Silvestri, "Ultrafast optical parametric amplifiers," *Review of Scientific Instruments* **74**, 1-18 (2003).
10. I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie, A. J. Langley, and J. L. Collier, "The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers," *Optics Communications* **144** (1997).
11. A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. McIntyre, K. Boyer, and C. K. Rhodes, "Studies of multiphoton production of vacuum ultraviolet-radiation in the rare-gases," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **4**, 595-601 (1987).
12. P. B. Corkum, and F. Krausz, "Attosecond science," *Nature Physics* **3** (2007).
13. A. Couairon, and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Physics Reports-Review Section of Physics Letters* **441**, 47-189 (2007).
14. F. Valle, "Caracterización y optimización de un jet de gas para aceleración de electrones con láser," in *MSc thesis*(Universidad de Salamanca, 2012).
15. "<http://code.google.com/p/balas>."

16. B. Alonso, R. Borrego-Varillas, I. J. Sola, O. Varela, A. Villamarin, M. V. Collados, J. San Roman, J. M. Bueno, and L. Roso, "Enhancement of filamentation postcompression by astigmatic focusing," *Optics Letters* **36**, 3867-3869 (2011).
17. R. W. Boyd, *Nonlinear optics (third edition)* (Academic Press, San Diego, 2008).
18. A. V. Smith, "How to use SNLO nonlinear optics software to select nonlinear crystals and model their performance," in *Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications II*, K. L. Schepler, D. D. Lowenthal, and J. W. Pierce, eds. (2003), pp. 50-57.
19. R. Borrego-Varillas, C. Romero, J. R. V. de Aldana, J. M. Bueno, and L. Roso, "Wavefront retrieval of amplified femtosecond beams by second-harmonic generation," *Optics Express* **19**, 22851-22862 (2011).
20. B. Alonso, R. Borrego-Varillas, O. Mendoza-Yero, I. J. Sola, J. San Roman, G. Mínguez-Vega, and L. Roso, "Frequency resolved wavefront retrieval and dynamics of diffractive focused ultrashort pulses," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **29**, 1993-2000 (2012).
21. B. Alonso, I. J. Sola, O. Varela, J. Hernandez-Toro, C. Mendez, J. San Roman, A. Zair, and L. Roso, "Spatiotemporal amplitude-and-phase reconstruction by Fourier-transform of interference spectra of high-complex-beams," *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* **27**, 933-940 (2010).
22. G. Mínguez-Vega, C. Romero, O. Mendoza-Yero, J. R. V. de Aldana, R. Borrego-Varillas, C. Mendez, P. Andres, J. Lancis, V. Climent, and L. Roso, "Wavelength tuning of femtosecond pulses generated in nonlinear crystals by using diffractive lenses," *Optics Letters* **35**, 3694-3696 (2010).
23. C. Romero, R. Borrego-Varillas, O. Mendoza-Yero, G. Mínguez-Vega, C. Méndez, and J. R. Vázquez de Aldana, "Second-harmonic generation of femtosecond pulses focused on BBO with a diffractive lens," (submitted, 2012).
24. C. Romero, R. Borrego-Varillas, A. Camino, G. Mínguez-Vega, O. Mendoza-Yero, J. Hernandez-Toro, and J. R. V. de Aldana, "Diffractive optics for spectral control of the supercontinuum generated in sapphire with femtosecond pulses," *Optics Express* **19**, 4977-4984 (2011).