



TRABAJO FIN DE MÁSTER

2015-2016

**Filamentation management by using
programmable diffractive optical elements**

Autor:

CARLOS DOÑATE BUENDÍA

Tutores:

LLUÍS MARTÍNEZ LEÓN

OMEL MENDOZA YERO

Índice

1. Motivación	2
2. Objetivo	3
3. Introducción teórica	3
3.1. Moduladores espaciales de luz	3
3.1.1. Tipos de moduladores y aplicaciones	4
3.1.2. Modulación de pulsos ultracortos	5
3.2. Efectos no lineales	6
3.2.1. Índice de refracción no lineal	6
3.2.2. Automodulación de fase (SPM)	8
3.2.3. Autoenfoco	9
3.2.4. Generación de supercontinuo	11
3.2.5. Filamentación	12
3.2.6. Potencia crítica	12
4. Implementación experimental	13
4.1. Montaje experimental	13
4.2. Técnica de codificación de fase	15
4.3. Control de múltiples filamentos	18
4.3.1. Control de la distribución	18
4.3.2. Control de la energía y posición axial	19
4.4. Coherencia entre filamentos	21
4.4.1. Variación de la distancia longitudinal	21
4.4.2. Variación de la distancia axial	24
5. Conclusiones	27

1. Motivación

Los pulsos ultracortos son excelentes herramientas para la generación y estudio de efectos ópticos no lineales, como por ejemplo automodulación de fase (SPM del inglés *self phase modulation*), autoenfoque, o la generación de plasma y supercontinuo, donde se aprovecha la posibilidad de focalizar los pulsos y su potencia pico elevada por su reducida duración temporal. Es bien sabido que un control adecuado sobre las propiedades espaciales y temporales de los pulsos ultracortos permite la manipulación de fenómenos no lineales para el desarrollo de múltiples tareas, como la microscopía multifotón [1], el tratamiento del cáncer [2], el micro-procesado de materiales [3], o la espectroscopía no lineal [4]. Otra aplicación en óptica ultrarrápida se refiere a su uso de semilla para amplificadores paramétricos ópticos [5], o para la síntesis de armónicos de orden superior [6]. El control de los parámetros de los pulsos ultracortos puede ser difícil de lograr debido a varios efectos no deseados, tales como la dispersión temporal o las aberraciones de fase espacial. En los dominios temporal y/o espacial, los parámetros del pulso pueden modificarse en tiempo real mediante el uso de dispositivos ópticos como moduladores de cristal líquido (LC-SLM) [7–9], cristales acusto-ópticos [10, 11], espejos deformables [12] o dispositivos digitales de microespejos (DMD) [13, 14]. Por otro lado, el uso de óptica difractiva ha demostrado su idoneidad para proporcionar no solo elementos capaces de controlar el perfil temporal de los pulsos [15], sino también para manipular fenómenos ópticos no lineales en la dirección de propagación [16, 17], así como en la dirección transversal a la de propagación de los mismos [18]. En este contexto, nos centraremos en el fenómeno de la filamentación [19]. Con respecto a este tema, la naturaleza coherente de los filamentos [20] ha sido investigado por medio de varias técnicas tales como interferometría basada en redes de difracción [21], interferómetros de dos brazos añadiendo un retardo a los pulsos [22], una matriz de fuentes de supercontinuo [23] o moduladores de cristal líquido programables [24]. Además, el proceso de filamentación en cuarzo generado bajo iluminación pulsada con duración de decenas de femtosegundos, que denominaremos iluminación de femtosegundo, también ha sido estudiado por medio de lentes difractivas [24–26]. En particular, las matrices convencionales de lentes difractivas se han implementado como una herramienta para generar múltiples filamentos en cuarzo [24–27]. En este punto, queremos señalar que la utilización de una matriz convencional de lentes difractivas para multifilamentación tiene algunos inconvenientes. El primero está relacionado con la imposibilidad de acercar los filamentos más allá del diámetro de las lentes que componen la matriz (suponiendo una matriz con todas las lentes iguales). El segundo incon-

veniente proviene de la reducción aparente de la apertura numérica de las lentes con respecto a la apertura numérica del sistema óptico debido a la propia implementación de la matriz. Además, las diferentes localizaciones espaciales de las lentes hacen que la energía correspondiente a cada filamento dependa fuertemente de la distribución de irradiancia inicial de la fuente de luz en el plano de la matriz de lentes.

2. Objetivo

En este trabajo, conseguimos demostrar experimentalmente un método basado en la difracción para generar distribuciones tridimensionales arbitrarias de filamentos en cuarzo con un control preciso de la localización espacial de los mismos, así como de los efectos no lineales en cuarzo y las características de la radiación surgida de esta interacción. Este método se basa en la codificación de lentes difractivas mediante un modulador espacial de cristal líquido para generar distribuciones de filamentos en una muestra de cuarzo al focalizar los pulsos en su interior. La aportación de este método es la utilización de la técnica de codificación con un LC-SLM para generar el proceso de filamentación, esto permite un control preciso de la posición, así como la manipulación de los efectos no lineales generados. Cabe destacar la relevancia de estos objetivos, ya que todo este trabajo realizado ha dado lugar a una publicación recientemente [28].

La estructura del trabajo se dividirá en, primero, una introducción de los conceptos asociados a moduladores espaciales de luz y efectos no lineales necesarios para comprender el fundamento, objetivo y mejoras de la técnica. Posteriormente, se detalla el montaje experimental implementado y la técnica de codificación en el modulador para manipular el proceso de multifilamentación. Finalmente, se mostrarán y discutirán los resultados obtenidos, que pueden dividirse en dos partes. El control de tanto la energía como la distribución espacial de los filamentos, su distancia mutua y su posición axial relativa. Y por otro lado, el control, tanto de los efectos no lineales que suceden en el medio, como de la coherencia de la luz generada.

3. Introducción teórica

3.1. Moduladores espaciales de luz

Se denomina modulador espacial de luz a los dispositivos capaces de variar amplitud, fase o polarización de la luz espacial y temporalmente [29].

3.1.1. Tipos de moduladores y aplicaciones

En función del tipo de modulación generada y el tipo de elemento que la genera podemos clasificar en distintas categorías los moduladores existentes en el mercado. Si nos centramos en el tipo de modulación producida encontramos los siguientes tipos de moduladores:

Espejos deformables: Como su nombre indica, este tipo de modulador está basado en espejos capaces de deformarse y alterar la superficie sobre la que incide el frente de onda de la radiación incidente en él. De esta manera, es posible controlar el perfil espacial del frente de onda. Este tipo de moduladores funcionan a velocidades de pocos kHz y su variación rápida es lo que produce la modulación temporal. La pantalla está compuesta de entre 30 y 200 microespejos, que hacen posible una modulación continua de la fase pero limitan mucho la eficiencia en comparación con otros moduladores. Este tipo de elementos no son sensibles a la polarización del haz de entrada. Además, tienen eficiencias cercanas al 100% debido a que simplemente son espejos que reflejan la luz que les incide.

Dispositivos digitales de microespejos (DMD): Este tipo de dispositivo constituido por microespejos se basa en la rotación de dichos elementos entre dos estados, *on* y *off*, cuya separación angular es de entorno a 10° - 12° . Dado que su mecanismo fundamental es binario, refleja la luz de cada posición del haz con un ángulo distinto según la posición que tomen los espejos, estos tienen dos posiciones, denominadas *on* y *off*. Este tipo de elementos tienen su principal aplicación en la modulación en amplitud del haz. Sus principales ventajas son su gran resolución, debido al tamaño reducido de los espejos $5 \mu m$, y su velocidad, hasta 32 kHz. Además no son sensibles a la polarización del haz incidente al basarse, igual que en el caso anterior, en la reflexión del haz.

Modulador de cristal líquido (LC-SLM): Están basados en el control de la orientación de las moléculas de cristal líquido a través de la aplicación de un campo eléctrico. Es posible controlar la orientación en cada píxel de la pantalla del modulador independientemente y de esta manera tener un control de la fase del haz incidente. La resolución es del tamaño del píxel de la pantalla, que suele estar entorno a las $8 \mu m$ con una resolución muy grande, similar al caso de los DMD. Tienen una eficiencia de hasta el 80%, son sensibles a la polarización incidente y su velocidad es del orden de 50-100 Hz. Este tipo de modulador será el utilizado en nuestro experimento.

En cuanto a las aplicaciones de los moduladores, se puede destacar su uso en microscopía [30], en óptica adaptativa [31], o en la técnica de generación de pinzas ópticas [32] y en general en el control y variación de las características del haz [7]. En todas estas aplicaciones la relevancia del modulador yace en la posibilidad de controlar de forma dinámica las propiedades del haz incidente, consiguiendo efectos de iluminación de zonas deseadas o compensación de la fase del haz.

3.1.2. Modulación de pulsos ultracortos

Dado que en este trabajo nos vamos a centrar en el uso de un SLM para modular pulsos de femtosegundo, es necesario comentar cómo utilizar estos elementos con radiación ultracorta de alta potencia pico y baja monocromaticidad. El efecto de un LC-SLM sobre este tipo de radiación ha sido estudiado previamente [33] y un efecto adverso destacable es la distorsión temporal debida al sustrato de vidrio de la ventana del modulador que añade un factor de fase cuadrático. Sin embargo, este factor puede ser fácilmente precompensado con el compresor del láser por lo que la duración de los pulsos no varía. Hay que aclarar que el compresor es un sistema basado en redes de difracción o en la dispersión debida a atravesar un medio, que se utiliza para compensar las distorsiones temporales o controlar temporalmente los pulsos emitidos por el láser. También se ha estudiado el efecto de pulsos de alta potencia [34], y se ha concluido que para pulsos de hasta 20 GW/cm^2 no empeora el funcionamiento del modulador. Otro hecho relevante, es que se calibra para varias longitudes de onda, aunque no todas, y pese a que existe una dependencia con la inversa de la longitud de onda, se ha realizado la comprobación de que dicha calibración es extrapolable para todo el espectro y por lo tanto este hecho no genera distorsiones en la modulación.

Hay que destacar algunos efectos más generales causados por el LC-SLM. Debido a que la señal que se envía a cada píxel es una onda de amplitud variable con el tiempo, se producen oscilaciones temporales de la fase no uniformes, efecto denominado *icker* [35]. Esto puede hacer que la fase varíe entre un pulso y el consecutivo. Este efecto se enmascara cuando tomamos un número elevado de pulsos, dado que el promedio de la fase codificada sí es uniforme, y para el uso que daremos al modulador podemos despreciar este efecto. La eficiencia máxima es del 80%, lo que significa que una parte del haz no es modulada, orden cero, y ésta puede generar efectos no esperados. En nuestro montaje explicaremos posteriormente el efecto de esta radiación. Finalmente, existe un efecto de correlación entre píxeles, en que la modulación de

fase de un píxel afecta a los adyacentes, *crosstalk* o *fringing* *eld effect*, haciendo que el cambio de fase entre un píxel y el siguiente sea gradual y no abrupto [36].

3.2. Efectos no lineales

Los efectos no lineales son fenómenos generados por la interacción de campos intensos con un medio material. Su característica principal es que dependen de la intensidad del haz incidente y cuanto mayor es más probables son al tratarse de un proceso estadístico de interacción de múltiples fotones. También son más o menos probables según las propiedades del medio irradiado, esta dependencia se describe mediante la susceptibilidad no lineal del medio. Existen efectos no lineales de distinto orden, según si la dependencia con la intensidad del campo es cuadrática, cúbica... En este sentido, cuanto menor sea el orden de la interacción, mayor es su probabilidad. Además, debido a las simetrías del material si tenemos un medio con simetría de inversión, centrosimétrico, los procesos de segundo orden no pueden darse. Dado que en nuestro experimento contaremos con un medio centrosimétrico, una muestra de cuarzo, el desarrollo posterior se centra en un efecto no lineal de tercer orden, el efecto Kerr, despreciando las contribuciones de orden superior que son varios órdenes de magnitud menos probables.

3.2.1. Índice de refracción no lineal

Para un medio centrosimétrico isótropo, se puede demostrar [37] que su polarización de tercer orden viene dada por:

$$\vec{P}^{(3)} = \epsilon_0 \left[6\chi_{1122}(\vec{E} \cdot \vec{E}^*)\vec{E} + 3\chi_{1221}(\vec{E} \cdot \vec{E})\vec{E}^* \right] \quad (1)$$

Siendo χ_{ijkl} el tensor susceptibilidad eléctrica que relaciona el campo eléctrico aplicado \vec{E} con la polarización eléctrica inducida \vec{P} . Es un tensor de orden cuatro debido a que, en general, el medio tratado es anisótropo y cuantifica la interacción entre el campo incidente y el generado en el medio como respuesta. Ahora definimos $A = 6\chi_{1122}$ y $2B = 3\chi_{1221}$. Si consideramos un haz en el medio de polarización arbitraria propagándose en z, podemos describir su campo, sin pérdida de generalidad, como combinación lineal de luz circular a izquierdas y a derechas, dado que son ortogonales, donde como se ve en la ecuación 3 se denominan así dado que la dirección de la polarización viene marcada por una rotación circular en el plano complejo.

$$\vec{E} = E_+ \hat{\sigma}_+ + E_- \hat{\sigma}_- \quad (2)$$

$$\hat{\sigma}_{\pm} = \frac{\hat{x} \pm i\hat{y}}{\sqrt{2}} \quad (3)$$

Y tenemos en cuenta que $|\vec{E}|^2 = \vec{E}^* \cdot \vec{E} = |E_+|^2 + |E_-|^2$ y $\vec{E} \cdot \vec{E} = 2E_+E_-$. Quedando:

$$\vec{P}^{(3)} = \epsilon_0 \left[A(|E_+|^2 + |E_-|^2)\vec{E} + B(2E_+E_-)\vec{E}^* \right] \quad (4)$$

Podemos separar la polarización para la luz circular a derechas de la luz circular a izquierdas proyectando σ_{\pm} sobre la ecuación 4. Ya que $\vec{P}^{(3)} = P_+\hat{\sigma}_+ + P_-\hat{\sigma}_-$.

$$P_{\pm} = \epsilon_0 \left[A|E_{\pm}|^2 + (A+B)|E_{\mp}|^2 \right] E_{\pm} \quad (5)$$

Podemos resumir este resultado definiendo una susceptibilidad no lineal de tercer orden χ_{\pm}^{NL} .

$$P_{\pm} = \epsilon_0 \chi_{\pm}^{NL} E_{\pm} \quad (6)$$

Con esto la polarización total del medio para un medio Kerr queda:

$$P_{\pm}^{Total} = \epsilon_0 (\chi^{(1)} + \chi_{\pm}^{NL}) E_{\pm} \quad (7)$$

De esta manera podemos definir un índice de refracción para el medio Kerr que toma la forma.

$$n^{Total} = \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \chi_{\pm}^{NL}} \quad (8)$$

Utilizando el índice de refracción del medio sin el efecto no lineal, $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$, podemos reescribir la expresión 8 como:

$$n^{Total} = \sqrt{n_0^2 + \chi_{\pm}^{NL}} = n_0 \sqrt{1 + \frac{\chi_{\pm}^{NL}}{n_0^2}} \approx n_0 + \frac{1}{n_0} \chi_{\pm}^{NL} = n_0 + \frac{1}{2n_0} \left[A|E_{\pm}|^2 + (A+B)|E_{\mp}|^2 \right] \quad (9)$$

Vemos un efecto asociado a la propagación en un medio Kerr, una birrefringencia debida al diferente índice que ven la luz circular a derechas y la circular a izquierdas. Esta diferencia de índice viene dada por:

$$\Delta n = n_+ - n_- = \frac{B}{2n_0} \left[|E_+|^2 - |E_-|^2 \right] \quad (10)$$

Si analizamos el caso de luz linealmente polarizada, dado que $|E_+|^2 = |E_-|^2$ y $|E|^2 = 2|E_-|^2$, la diferencia de índice es nula y por lo tanto no hay un cambio de polarización. Y el índice de refracción total toma la forma:

$$n = n_0 + \frac{1}{2n_0} \left[A + \frac{1}{2}B \right] |E|^2 \quad (11)$$

Con las definiciones de $A = 6\chi_{1122}$ y $2B = 3\chi_{1221}$ y utilizando que $\chi_{1111} = \chi_{1122} + \chi_{1212} + \chi_{1221}$ nos queda que:

$$n = n_0 + \frac{3\chi_{1111}}{2n_0}|E|^2 \quad (12)$$

Con todo el desarrollo realizado llegamos a la forma habitual de escribir el índice de refracción en un medio Kerr:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (13)$$

Cuando iluminemos este medio con luz pulsada, la intensidad tendrá una variación espacial y temporal $I(r,t)$. Esto hace que el índice de refracción varíe con el tiempo y con la posición, generando dos efectos denominados automodulación de fase y autoenfoque, que pasamos a describir.

3.2.2. Automodulación de fase (SPM)

Este fenómeno está asociado a la variación de la intensidad de la luz incidente en el medio Kerr con el tiempo. Por simplicidad vamos a tomar una onda plana propagándose en z en el medio no lineal:

$$E(z,t) = E_0 e^{i(\omega_0 t - kz)} = E_0 e^{i\varphi(z,t)} \quad (14)$$

$$k = \frac{\omega_0}{c} n = \frac{\omega_0}{c} (n_0 + n_2 I(t)) \quad (15)$$

Donde ω_0 es la frecuencia central de la onda y E_0 la amplitud del campo eléctrico. Vemos que la fase φ del pulso viene dada por:

$$\varphi(z,t) = \omega_0 t - \frac{\omega_0}{c} (n_0 + n_2 I(t)) z \quad (16)$$

Si nos propagamos una distancia z en el medio, la fase adquirida por el pulso viene descrita por:

$$\Delta\varphi(t) = -\frac{\omega_0}{c} n_2 I(t) z \quad (17)$$

Y también podemos obtener la frecuencia instantánea del pulso tras propagarse una distancia z :

$$\omega(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt} = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} n_2 \frac{dI(t)}{dt} z \quad (18)$$

Con lo que la diferencia entre la frecuencia del pulso a la entrada y tras propagarse viene dada por:

$$\Delta\omega = \omega(t) - \omega_0 = -\frac{\omega_0}{c} n_2 \frac{dI(t)}{dt} z \quad (19)$$

Lo que podemos ver es que el hecho de que el índice de refracción dependa del tiempo, debido a la variación con el tiempo de la intensidad, hace que aparezcan nuevas frecuencias al propagarse el pulso en el medio. Además, las nuevas frecuencias no aparecen de igual manera para todo el pulso, en el frente del pulso se generan frecuencias más bajas, y en la cola frecuencias más altas.

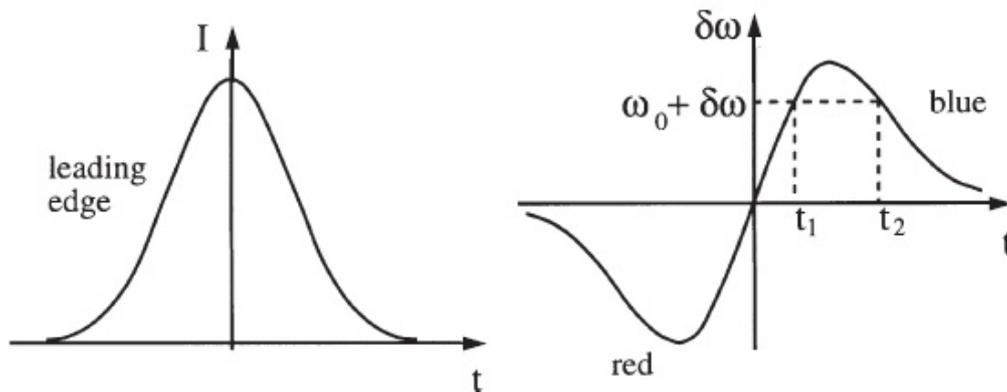


Figura 1: Ejemplo de un perfil de intensidad en función del tiempo de un pulso y el desplazamiento de frecuencias para cada instante.

3.2.3. Autoenfoque

Para describir el efecto de autoenfoque de un haz pulsado podemos hacer uso del modelo del foco móvil. Este modelo se basa en describir el cambio de la distancia característica de autoenfoque del material con el tiempo, que es la distancia a la que focalizan los pulsos debido al efecto no lineal generado en el material. Dicho cambio es debido a la variación de la intensidad instantánea $I(t)$ al estar en un régimen pulsado. Este hecho hace que podamos analizar el medio no lineal como una lente con distancia focal variable con el tiempo.

La dependencia con la intensidad del índice de refracción asociada a la propagación de un pulso en un medio Kerr tiene distintos efectos sobre este. El primero de ellos es una modulación de la fase espacial, dado que el pulso tiene una variación transversal de intensidad. Por otro lado, también observaremos una modulación de la fase temporal debida al cambio con el tiempo de la intensidad del pulso. Si nos centramos en un pulso Gaussiano, con una irradiancia dada por la ecuación 20, podemos razonar que la distribución radial de la intensidad causará una variación del índice del medio, y por lo tanto una curvatura del frente de onda. Este efecto lo vamos a describir tratando el medio no lineal como una lente con una distancia focal

dependiente de la intensidad.

$$I(r,t) = I_0(t) \exp \left\{ \frac{-2r^2}{w_0^2} \right\} \quad (20)$$

Con $I_0(0) = \frac{2}{\pi w_0^2}$ y w_0 la cintura del haz, es decir, el ancho espacial del pulso. Para este pulso, la fase asociada al efecto no lineal tras propagarse una distancia d viene dada por:

$$\varphi(r,t) = -n_2 \frac{2\pi d}{\lambda} I_0(t) \exp \left\{ \frac{-2r^2}{w_0^2} \right\} \quad (21)$$

Si además nos adscribimos a la zona central del pulso, podemos hacer un desarrollo en serie de Taylor y obtener la ecuación 22. La aproximación de ceñirnos a la zona central se puede entender si pensamos que estamos estudiando la fase debida al índice de refracción no lineal, y este depende de la intensidad. Por lo tanto tomará valores relevantes en la zona donde las intensidades sean grandes, el centro del pulso.

$$\varphi(r,t) = -n_2 \frac{2\pi d}{\lambda} I_0(t) \left(1 - 2 \frac{r^2}{w_0^2} \right) \quad (22)$$

Ahora podemos comparar este factor de fase debido al medio no lineal con el añadido por una lente delgada, es decir, su factor de transmisión:

$$T(r) = \exp \left\{ ik \frac{r^2}{2f} \right\} \quad (23)$$

Combinando las ecuaciones 22 y 23 podemos obtener el valor del foco si tratamos nuestro medio no lineal como una lente delgada:

$$f(t) = \frac{w_0^2}{4n_2 d I_0(t)} \quad (24)$$

Hasta este punto no hemos descrito la dependencia de los pulsos con el tiempo. Si asumimos un perfil Gaussiano, $I_0(t) = \bar{I} \exp \left\{ -2 \left(\frac{t}{\tau_G} \right)^2 \right\}$ podemos estudiar la propagación a través del medio no lineal. Sustituyendo el perfil temporal tomado, $I_0(t)$ en la ecuación 24 obtenemos:

$$f(t) = f_0 \exp \left\{ 2 \left(\frac{t}{\tau_G} \right)^2 \right\} \quad (25)$$

Con $f_0 = \frac{w_0^2}{4n_2 d \bar{I}}$ y τ_G la anchura temporal, medida a media altura, mínima de los pulsos. Como vemos, el medio no lineal recorrido por un pulso Gaussiano puede ser descrito como una lente cuya focal varía con el tiempo.

3.2.4. Generación de supercontinuo

La generación de supercontinuo consiste en el ensanchamiento espectral de un haz debido a diversos efectos no lineales entre los que principalmente destacan el SPM y la propagación a través del plasma generado por la interacción de los pulsos ultracortos con el medio.

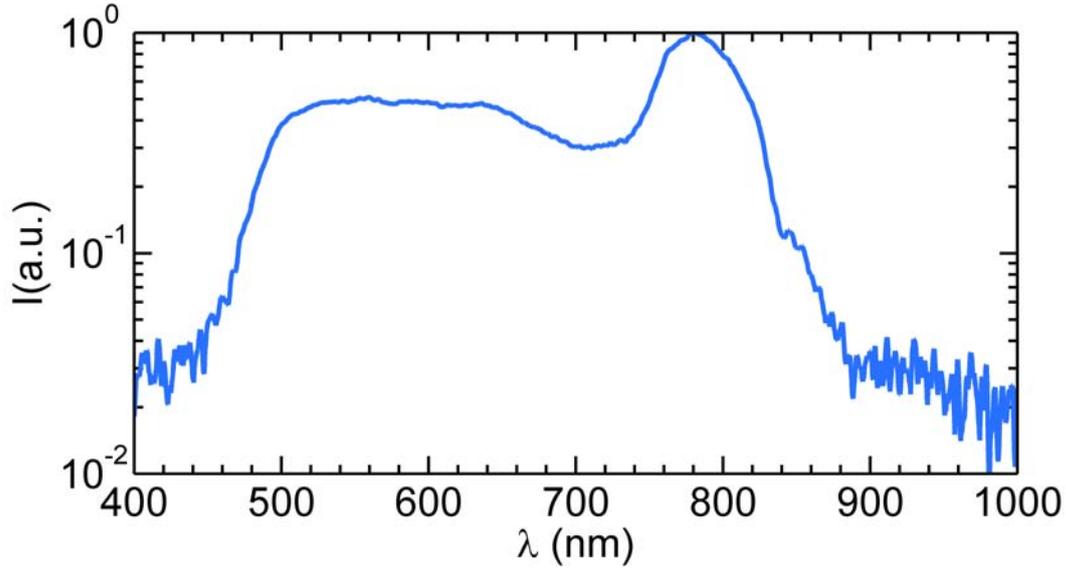


Figura 2: Ejemplo de un espectro de supercontinuo obtenido tras la propagación de un haz con anchura espectral inicial de 30 nm centrado en 800 nm a través de una muestra de cuarzo.

El ensanchamiento asociado al SPM debido a la propagación en el medio viene descrito por la ecuación 19. Sin embargo, si el único efecto fuera este, el espectro debería ensancharse de forma simétrica entorno a la frecuencia central del espectro de entrada. Sin embargo, como puede observarse en la figura 2, el ensanchamiento es mucho mayor hacia frecuencias más altas, hacia el azul. Este hecho se puede explicar añadiendo a la descripción de la propagación del haz en el medio la generación de plasma y el paso del haz por el mismo. Se puede demostrar [38] que el cambio de índice asociado a la generación del plasma viene dado por:

$$\Delta n = -\frac{4\pi e^2 N_e(t)}{2m_e \omega_0^2} \quad (26)$$

Donde m_e es la masa del electrón, e su carga y $N_e(t)$ la densidad de electrones generados por la ionización de las moléculas del material. Estos electrones son los que denominamos plasma del material. Realizando el mismo proceso que hemos especificado para el caso del SPM, podemos obtener el ensanchamiento asociado a esta variación de índice como:

$$\Delta\omega = \frac{2\pi e^2}{cm_e\omega_0} \frac{dN_e(t)}{dt} z. \quad (27)$$

Lo que se observa es que dado que en el proceso de ionización $N_e(t)$ aumenta con el tiempo, $\frac{dN_e(t)}{dt}$ será positivo y por lo tanto el plasma genera un ensanchamiento espectral del pulso hacia frecuencias mayores.

Además, hay otro efecto asociado al plasma y a la propagación del pulso que favorece la generación de longitudes de onda más bajas, es el denominado *self steepening*, y consiste en que el frente del pulso genera un incremento del índice de refracción, por efecto Kerr, ecuación 13, y por lo tanto al propagarse por un medio de índice mayor su velocidad es menor, dado que $n = \frac{c}{v}$. Sin embargo, en la cola del pulso, que es menos intensa y no genera una variación de índice tan grande, lo que ocurre es que el plasma generado provoca una disminución del índice de refracción por la variación de densidad local del material, lo que hace que la cola del pulso se propague a mayor velocidad. Estos dos hechos hacen que la cola del pulso alcance al frente del mismo, aumentando notablemente la intensidad de la primera. Y como vemos en la ecuación 19, en la cola del pulso $\frac{dI(t)}{dt} < 0$ tenemos un ensanchamiento espectral positivo, lo que implica que se favorece también la generación de frecuencias altas.

Estos dos hechos explican el espectro observado en la figura 2 donde el ensanchamiento espectral es mucho más marcado hacia longitudes de onda menores.

3.2.5. Filamentación

La filamentación en un material puede describirse como un régimen de propagación anómalo en el que la luz recorre una distancia sin efectos observables de variación espacial de su perfil. Este hecho se produce generalmente para un haz focalizado dentro del medio, y en posiciones próximas al foco. La causa de que se genere esta propagación espacialmente estable, solitón espacial, es debida al balance entre el efecto de autoenfoque por un lado y la difracción y dispersión del plasma por otro. Dado que el autoenfoque y la generación de plasma dependen del material, existe un valor umbral de potencia para cada material a partir del cual el efecto de filamentación es observable.

3.2.6. Potencia crítica

En apartados anteriores hemos desarrollado un modelo sencillo para describir el fundamento físico del efecto Kerr. En él solo hemos tenido en cuenta la fase adquirida por el pulso

en su propagación a través del medio Kerr debida al efecto no lineal. Si añadimos el efecto de la difracción y el del plasma generado en el medio, podemos obtener la potencia para la que el efecto no lineal y la difracción se compensen. La fase adquirida por el pulso, al propagarse una distancia d , debida a la difracción, en la aproximación paraxial es:

$$\varphi(r, t) = -\frac{kd}{2w_0^2}r^2 \quad (28)$$

Si igualamos esta fase a la dada por la ecuación 22, que es debida al efecto no lineal, podemos obtener el valor de la potencia crítica para la que ambos efectos se compensan:

$$P_{cr} = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (29)$$

Si $P > P_{cr}$ el efecto predominante será el de autoenfoco, si no se cumple esta condición, la propagación del haz vendrá regida por los efectos asociados al aumento del tamaño del haz.

4. Implementación experimental

4.1. Montaje experimental

Para mostrar experimentalmente la capacidad de la técnica de manipular a voluntad algunos parámetros de múltiples filamentos generados en una muestra de cuarzo, hemos construido la configuración óptica mostrada en la figura 3. La luz emitida por un láser de Ti: Zafiro de femtosegundo se utiliza como fuente de iluminación pulsada. Los pulsos de salida son de 30 fs, con frecuencia de repetición de 1 kHz, centrados en 800 nm con una energía aproximada por pulso de 800 μJ . Antes de incidir en el SLM de cristal líquido (HOLOEYE PLUTO), el haz es magnificado con la ayuda de un expansor de haz por reflexión de $4\times$ (BE04R de Thorlabs). Este aumento permite que la luz llene todo el área de la pantalla de cristal líquido. Después de eso, la luz se envía al SLM a través de un divisor de haz (BP145B2 de Thorlabs).

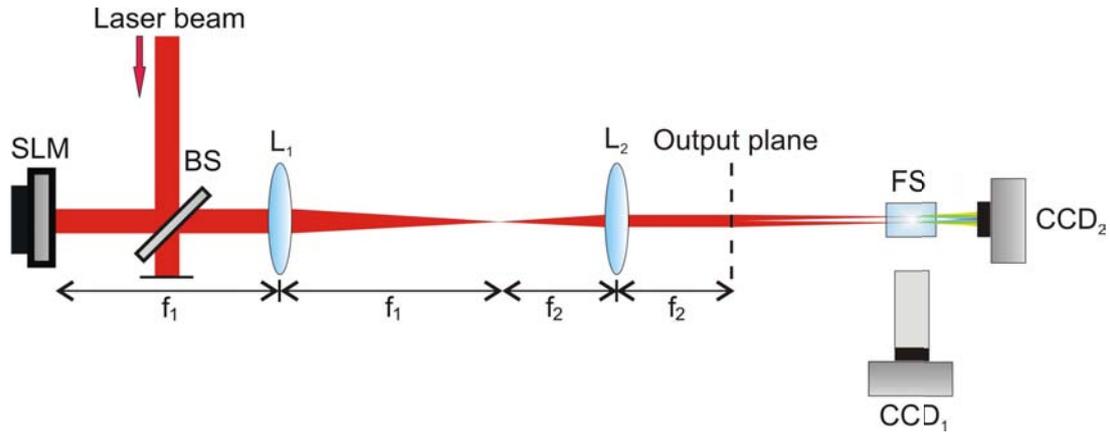


Figura 3: Montaje experimental para la generación de múltiples filamentos en cuarzo con distribuciones espaciales arbitrarias y control de su energía por medio de un LC-SLM.

Con el fin de conseguir el acceso a regiones muy cerca de la zona donde se codifica el elemento difractivo de fase (DPE), formamos una imagen de la pantalla de cristal líquido con la ayuda de un sistema óptico $4f$. Este sistema óptico se compone de un par de lentes con longitudes focales $f_1 = 300 \text{ mm}$ y $f_2 = 150 \text{ mm}$. La combinación anterior de lentes reduce en un factor dos la extensión transversal del DPE en el plano de salida de nuestro sistema de formación de imágenes. En consecuencia, en la dirección axial tenemos una reducción de un factor 4. Tras el plano de salida del sistema de formación de imágenes, el pulso se focaliza hacia la cara de entrada de la muestra de cuarzo de 10 mm de espesor (indicada como FS en la figura 3), formando una distribución espacial de filamentos dentro de la muestra. Como la luz codificada con el DPE en el SLM está focalizando, la parte no difractada (por ejemplo, el orden cero) no contribuye a la formación de filamentos. Además, un objetivo de microscopio ($25 \text{ mm}/0,15 \text{ NA}$ de Ealing) se utiliza para formar una imagen de los filamentos con una magnificación de 0.85 en una cámara CCD (modelo UI-1540SE-M-GL, con resolución 1280×1024 y $5,2 \mu\text{m}$ de anchura de píxel de uEye). En este punto hay que mencionar que los DPE son convenientemente diseñados para generar distribuciones espaciales de los filamentos con todos contenidos en planos paralelos al plano de la cámara CCD_1 . Esto asegura que, para un conjunto dado de parámetros experimentales, es decir, distancias fijas entre los filamentos y focales específicas para las lentes difractivas, todos los filamentos se pueden visualizar a la vez con la cámara CCD. Además de la cámara mencionada anteriormente, otra cámara CCD_2 (modelo A102fc, con resolución 1388×1038 y anchura de píxel de $6,45 \mu\text{m}$ de Basler) se coloca después de la cara posterior de la muestra en un plano perpendicular a la dirección de propagación de los filamentos, véase la figura 3. Esta segunda cámara se utiliza para grabar imágenes originadas por la interferencia de múltiples fi-

lamentos como se explicará más adelante. En el presente experimento, la distancia focal de las lentes difractivas para la longitud de onda central del pulso λ_0 , es de 245 mm. Sin embargo, debido al aumento axial 1/4 del sistema óptico 4f, los focos se sitúan en un plano transversal a 61,25 mm del plano de salida. Además, la energía en foco E_{foc} por lente difractiva es de aproximadamente $1,4 \mu J$. Esta energía se determinó a partir de la medida de la potencia media A_{med} del pulso en el plano de salida, tras un iris que se ajusta a la pupila del sistema óptico en este plano. El iris elimina la luz no deseada reflejada por zonas de la pantalla del SLM y que van a parar fuera de la pupila. Con los parámetros anteriores y teniendo en cuenta la frecuencia de repetición del láser R_{rep} , y los valores teóricos para el factor de llenado F_{llen} y la eficiencia de difracción de nuestro SLM D_{ef} , la energía en foco se calcula mediante la expresión

$$E_{foc} = \frac{A_{med} F_{llen} D_{ef}}{N_{len} R_{rep}} \quad (30)$$

donde N_{len} es el número de lentes codificadas en el DPE. En este punto, E_{foc} se puede comparar con la energía necesaria para la generación de filamentación. Haciendo uso de la ecuación 29, $n_0 = 1,51$ y el índice de refracción no lineal de la muestra $n_2 = 2,4810^{-20} \frac{m^2}{W}$ [39] se obtiene $P_{cr} = 2,5 MW$. Por lo tanto, la energía por pulso necesaria para generar un filamento se puede estimar ($E_{foc} = 0,14 \mu J$). Esto significa que si se emplea toda la energía disponible para los procesos no lineales, podrían ser generados hasta 10 filamentos adicionales por lente codificada. En este contexto, también se ha demostrado [40] que para focales largas, la energía umbral para filamentación disminuye conforme la de daño del material aumenta. Para los parámetros utilizados en nuestros experimentos, $f=245$ mm y $E_{foc} = 1,4 \mu J$, el proceso de filamentación tiene lugar para energías mucho menores al daño, evitando de esta manera la modificación de los parámetros ópticos o el mencionado deterioro de la muestra. Hay que tener en cuenta que para nuestras condiciones experimentales el tamaño de los filamentos ($500 \mu m$) es aproximadamente siete veces más grande que la distancia de Rayleigh ($73 \mu m$) calculado en el régimen de propagación lineal, lo que muestra que nos encontramos en un régimen no lineal severo.

4.2. Técnica de codificación de fase

La técnica de codificación de los DPE se basa en el multiplexado espacial y se utiliza para generar un conjunto de lentes difractivas en un único DPE(x,y). Con este fin, la información de fase $\Omega(x,y) = mod_{2\pi}(\pi[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]/(f_n \lambda_0))$ que corresponde a N lentes de Fresnel

diferentes fuera de eje se muestrea con N máscaras binarias y complementarias espacialmente $M_n(x, y)$, tales que $\sum_{n=1}^N M_n(x, y) = 1$. Esto implica que la suma de todas las funciones de muestreo binarias nos devuelve una matriz donde todos los elementos tienen valor unidad. La función $\text{mod}_{2\pi}$ se añade para seleccionar módulos de 2π , f_n es la longitud focal de la lente n -ésima para la longitud de onda central de la fuente de luz, y las variables x e y representan las coordenadas cartesianas transversales. A partir de la expresión anterior, cada filamento individual situado en unas coordenadas arbitrarias (x_0, y_0) en el plano transversal dentro de la muestra se origina por la lente difractiva codificada centrada en (x_0, y_0) . En términos matemáticos, el DPE resultante se puede expresar como:

$$DPE(x, y) = M_1(x, y)\Omega_1(x, y) + \dots + M_N(x, y)\Omega_N(x, y) \quad (31)$$

Con el fin de obtener una mayor comprensión de la implementación de este método de codificación, incluimos aquí un ejemplo simple y esquemático del mismo, ver figura 4. En la primera columna de la figura 4 se dan las máscaras binarias bidimensionales $M_n(x, y)$ empleadas para el proceso de muestreo. Las zonas cuadradas grises o negras dentro de estas máscaras tienen valores de uno y cero, respectivamente. En la práctica, cada zona corresponderá a un píxel del SLM. Para este ejemplo, las funciones de fase $\Omega_n(x, y)$ no representan lentes, se sustituyen por los patrones simples que se muestran en la segunda columna de la figura 4. En la parte derecha de la figura 4, se muestra el $DPE(x, y)$ obtenido a partir de la suma de las funciones, aplicado el muestreo como se indica en la ecuación 31. Por lo tanto, es evidente que las lentes difractivas se codifican con diferentes conjuntos de píxeles del SLM. Esto permite una manipulación independiente de la posición y la energía acoplada en cada foco.

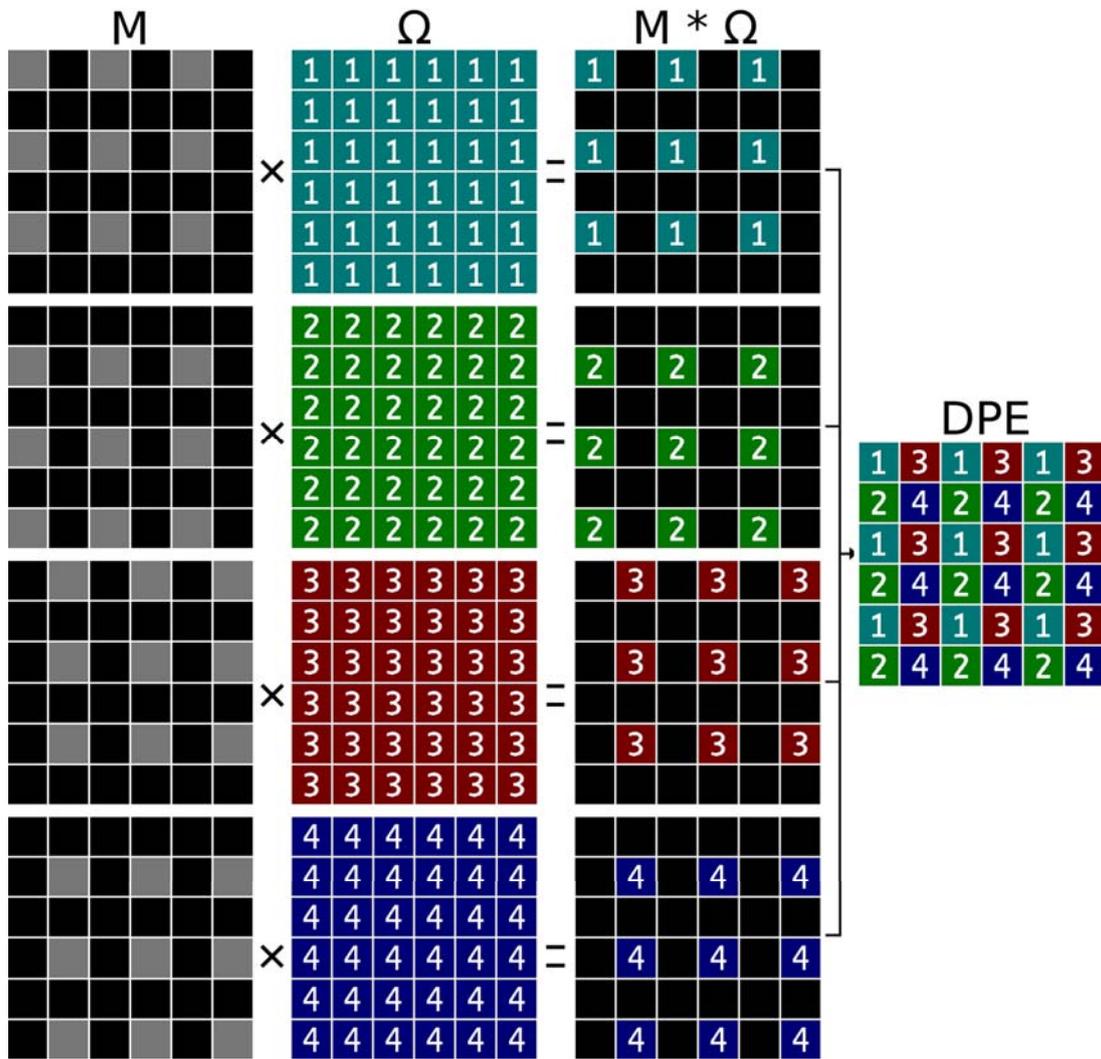


Figura 4: Ejemplo esquemático por pasos de la técnica de codificación: máscaras binarias (columna izquierda), funciones a codificar (columna central), funciones de muestreo (columna derecha) y DPE generado (parte derecha).

Hay que tener en cuenta que la aplicabilidad de este método de codificación depende de la precisión del proceso de muestreo, que está directamente relacionado con el tamaño de píxel, figura 5. En este punto, señalamos que un buen proceso de muestreo debe permitir reconstruir la función original por simple extrapolación. Por lo tanto, el número de lentes que puede ser codificado con este método depende del tamaño de píxel disponibles. Por ejemplo, en nuestro caso somos capaces de codificar hasta 9 lentes con una distancia focal de 245 mm en un SLM con píxeles de 8 micras. Además, cuanto menor sea la anchura del píxel mayor será la energía en el punto focal, ver figura 5. En dicha figura se representa la eficiencia normalizada a la obtenida con un modulador de $4 \mu m$ de tamaño de píxel para la codificación de 9 lentes, con lo que mostramos el superpíxel asociado de 3×3 . En este contexto, se demuestra que la eficiencia

aumentaría considerablemente conforme el tamaño de píxel del modulador se reduce. Teniendo en cuenta que para nuestro modulador las posibilidades de codificación y eficiencia son enormes, si la tecnología continúa avanzando hacia el desarrollo de moduladores con menor tamaño de píxel podemos ver que estas posibilidades aumentarían notablemente.

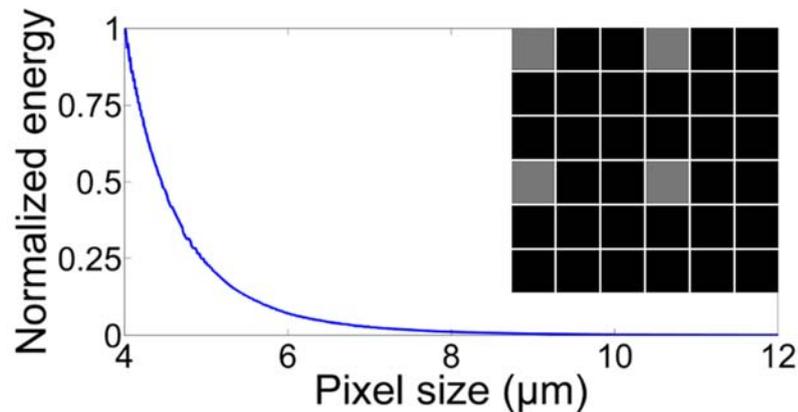


Figura 5: Variación de la eficiencia del método de la codificación con el tamaño de píxel del modulador.

En este trabajo seleccionamos la estrategia descrita dado que nos permite llevar a cabo un muestreo uniforme de la fase en la pantalla del SLM. La razón principal es que se puede conseguir generar filamentos de igual energía, incluso cuando la irradiación láser en el plano del SLM no tiene una distribución uniforme. Además, como se verá más adelante, el multiplexado espacial de las lentes es muy útil para lograr un control independiente y preciso del proceso de multifilamentación, mejorando el posicionamiento de los filamentos con respecto a alguna técnica previa en la que se dividía la pantalla del modulador en una zona por cada lente generada [24]. A la vez, el uso del modulador permite tener un sistema robusto y con una versatilidad enorme a la hora de variar de forma dinámica la distribución generada, a diferencia de lo que ocurre al utilizar una matriz de microlentes [27].

4.3. Control de múltiples filamentos

4.3.1. Control de la distribución

En la figura 6 se muestran las imágenes tomadas correspondientes a cuatro distribuciones espaciales diferentes de filamentos dentro de la muestra. Como era de esperar, cada distribución de filamentos es generada por un DPE específico que codifica una distribución y número de lentes distinto.

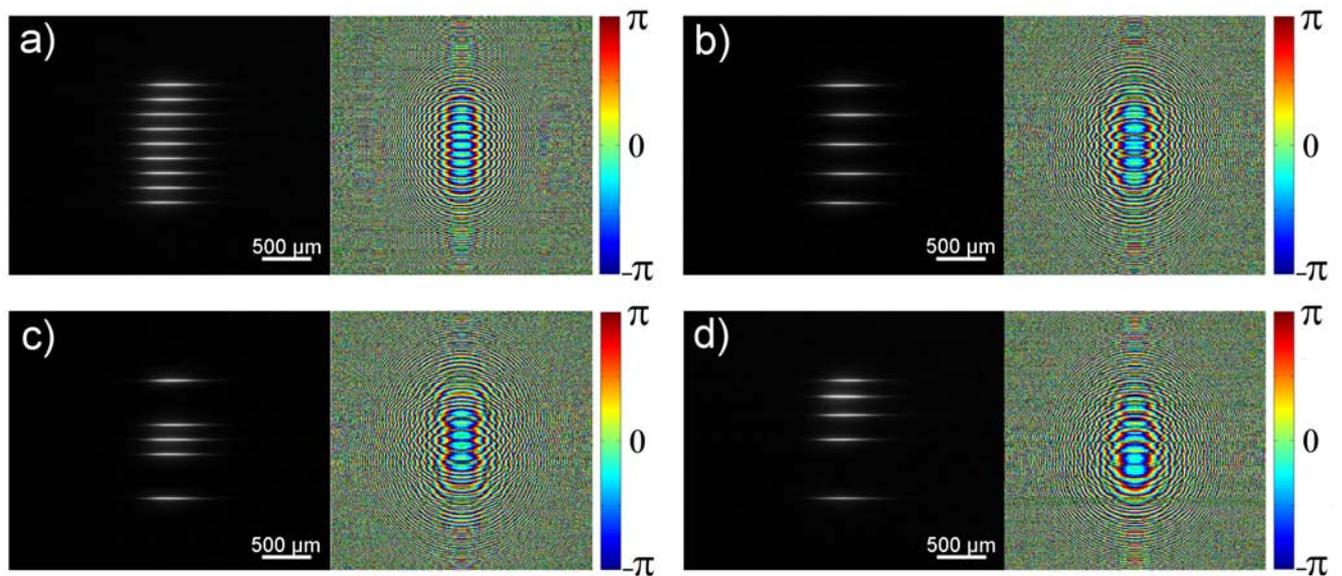


Figura 6: Imágenes tomadas de distintas distribuciones espaciales de filamentos en cuarzo debido a focalizar los pulsos ultracortos con las DPE mostradas.

En todos los casos, estos DPE están incluidos en la parte derecha de las imágenes de los filamentos. Específicamente, la figura 6 (a) muestra un conjunto de nueve filamentos con separaciones laterales relativas de $128 \mu m$. Al cambiar las lentes convergentes por otras altamente divergentes en el DPE anterior, por ejemplo, con una longitud focal de $-500 mm$, obtenemos otra distribución espacial simétrica pero esta vez compuesta por cinco filamentos con separaciones de $256 \mu m$, figura 6 (b). La energía asociada a los haces divergentes se puede despreciar en comparación con la energía de los filamentos en esta región y por eso no se observan efectos de estas lentes al no estar la luz focalizada en el medio. Vemos como para distancias entre los filamentos en las que los efectos de interacción se pueden despreciar, como los casos mostrados en la figura 6, el método de codificación asegura un control independiente sobre el comportamiento de cada filamento. Con la ayuda de otro DPE, un conjunto de cinco filamentos con separaciones distintas se logra en la figura 6 (c). Finalmente, el potencial del método de codificación para generar distribuciones espaciales arbitrarias de filamentos se demuestra experimentalmente en la figura 6 (d). En este último caso, se ha generado un conjunto de cinco filamentos con variación cuadrática de la distancia.

4.3.2. Control de la energía y posición axial

En este punto, cabe señalar que tanto las posiciones axiales como la energía de los filamentos que se muestran en la figura 6 son idénticos. Las discrepancias en las posiciones son

del orden de $10 \mu m$, del orden del tamaño de píxel de nuestro SLM, mientras que las variaciones de energía son solo aproximadamente del 8%. Para conseguir esto, las distancias focales de las lentes difractivas se modificaron ligeramente para corregir efectos no deseados debido a las condiciones experimentales como la inhomogeneidad del haz. Las pequeñas variaciones de intensidad del haz sobre el plano del SLM condujeron a cambios visibles de las posiciones axiales de los filamentos dentro de la muestra. Este efecto se puede ver más claramente en la figura 7, donde se muestran nueve y cinco filamentos sin, figuras 7 (a) y 7 (c), y con, figuras 7 (b) y 7 (d), modificación de las distancias focales. Por ejemplo, cuando la distancia focal de todas las lentes se fija a 245 mm medimos la imagen dada en la figura 6 (c). Tras ajustar las distancias focales convenientemente, $f_1 = 245,6 \text{ mm}$, $f_2 = 245,0 \text{ mm}$, $f_3 = 246,0 \text{ mm}$, $f_4 = 245,0 \text{ mm}$ y $f_5 = 243,7 \text{ mm}$ conseguimos la distribución de filamentos que se muestra en la figura 7 (d). La variable f_i se refiere a la distancia focal de cada lente.

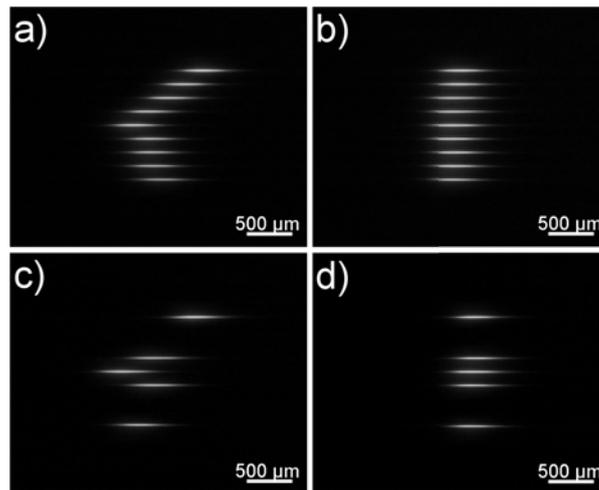


Figura 7: Imágenes de los filamentos en cuarzo con (a, c) y sin (b, d) correcciones de la distancia focal y la energía.

Por otro lado, si se requiere, la energía acoplada en los filamentos puede ser convenientemente disminuida para obtener energías similares en todos los filamentos. Para hacer eso, se puede cambiar la eficiencia de difracción de cada lente, modulando su fase cuadrática $\Omega_n(x,y)$ con un parámetro de fase δ que va de cero a uno. Este tipo de variación de la distribución de energía por filamento puede ser muy útil en situaciones en las que la amplitud del haz láser en el plano del SLM evidencie inhomogeneidades de intensidad grandes. En este caso, si utilizáramos una matriz convencional de lentes para focalizar el pulso, como en [27], la cantidad de energía acoplada en cada filamento sería bastante diferente. En contraste, las distribuciones de

filamentos mostradas en las figuras 6 y 7 tienen casi la misma intensidad, por lo que no parecen estar afectadas por este problema. Por esta razón, en este experimento solamente se realizaron correcciones en las distancias focales, pero no en la eficiencia de difracción de las lentes. Hay otros factores bien conocidos, como por ejemplo aberraciones del haz [9] o la respuesta no uniforme del SLM, que también pueden cambiar las energías y las posiciones de los focos con el tiempo. Sin embargo, en nuestro experimento la alta estabilidad temporal de los filamentos obtenidos sugiere que los posibles efectos introducidos por factores dependientes del tiempo son mínimos.

Se debe mencionar, que al trabajar con pulsos ultracortos, estos tienen un ancho espectral grande, no es radiación monocromática, con lo que cada longitud de onda del pulso es focalizada por las lentes difractivas en diferentes posiciones axiales. En concreto, estas posiciones siguen una dependencia inversa con la longitud de onda de la luz. Esto sucede, entre otros factores, debido a que cada lente difractiva se puede optimizar solo para una longitud de onda particular (por lo general la longitud de onda central del pulso), y una distancia focal dada. Por lo tanto, se puede esperar que los filamentos generados con lentes difractivas, en lugar de lentes refractivas, de alguna manera muestren un comportamiento diferente debido a varias razones. Por ejemplo, para las mismas condiciones experimentales, es decir, misma apertura numérica, misma energía de pulso y distancia focal, la distancia de Rayleigh debido a las lentes difractivas es más larga que la que se obtiene enfocando el pulso con una lente refractiva. En el dominio temporal, debido a la diferencia de tiempo de propagación entre las longitudes de onda procedentes del centro y los bordes de las lentes difractivas, la duración temporal del pulso en el foco aumenta en comparación con lo que obtendríamos con una lente refractiva. La comparación del proceso de filamentación obtenido con óptica refractiva y difractiva está más allá del alcance de este trabajo, pero un análisis detallado de este tema se puede encontrar en la bibliografía [26].

4.4. Coherencia entre filamentos

4.4.1. Variación de la distancia longitudinal

En esta sección se demuestra experimentalmente la utilidad del método de codificación para investigar la coherencia mutua entre los filamentos desarrollados en cuarzo. Hay que tener en cuenta que al poder acercar los filamentos a distancias del orden del tamaño de píxel del SLM, se da lugar a efectos de interferencia entre ellos. El ensanchamiento espectral, generación de supercontinuo, dentro de la región visible del espectro electromagnético origina patrones de

interferencia de color cuyas formas dependerán de la distribución espacial de los filamentos. En contraste con un interferómetro de dos brazos que normalmente es altamente dependiente de las fluctuaciones ambientales y relativamente difíciles de alinear, el uso de la técnica descrita permite la implementación de un sistema óptico compacto y robusto para medir la visibilidad de las franjas de interferencia. Se compone básicamente de un par de cámaras CCD y un SLM. Como se explica en la sección de Montaje experimental, la cámara CCD_2 se coloca perpendicular a la dirección de propagación de los filamentos tras la muestra y se utiliza para medir los patrones de interferencia, mientras que la segunda cámara, CCD_1 , colocada a un lado de la muestra permite ver las emisiones de plasma débiles o filamentos. Una representación esquemática completa de la disposición óptica se puede ver en la figura 3. Con esta configuración óptica, se utiliza un filtro (modelo KG5, con un diámetro de 25 mm, de Edmund Optics) para eliminar la radiación infrarroja no convertida. Para esta aplicación, cada DPE puede considerarse como un único interferómetro programable de un brazo poco dependiente de ciertos fenómenos no deseados, como por ejemplo las vibraciones mecánicas. Aunque esta disposición no se pueden utilizar para variar significativamente el retardo entre pulsos, las posiciones de los filamentos dentro de la muestra puede ser controladas con precisión. Otra ventaja es que debido al muestreo espacial homogéneo de las lentes en todo el DPE, todos los filamentos generados tienen la misma energía, por lo que no son necesarias correcciones de la energía. En la figura 8, se muestran los patrones de interferencia observados para dos distribuciones espaciales de filamentos distintas y variando la distancia lateral entre ellos. Las distancias entre los filamentos aparecen como un recuadro en la parte superior derecha de las imágenes. En la parte inferior izquierda de las imágenes se indican las escalas longitudinales. En las imágenes observamos patrones de franjas longitudinales típicas cuando dos filamentos interfieren, mientras que para una distribución arbitraria de filamentos 3D se observa un patrón más complejo resultante de la interferencia con el filamento fuera del eje y común. En particular, en la parte izquierda de la figura 8, se muestran dos filamentos situados aproximadamente en las mismas posiciones axiales, pero con variaciones de la separación lateral entre ellos. El patrón de interferencia correspondiente se muestra a un lado. Del mismo modo, en la parte derecha de la figura 8, se muestran imágenes de tres filamentos y sus patrones de interferencia con las mismas separaciones laterales de antes. Estos tres filamentos se encuentran en los vértices de un triángulo equilátero. En este caso, se debe tener en cuenta que las variaciones visibles en la intensidad de los filamentos se debe, principalmente, a que un filamento está localizado en un plano diferente a los otros dos.

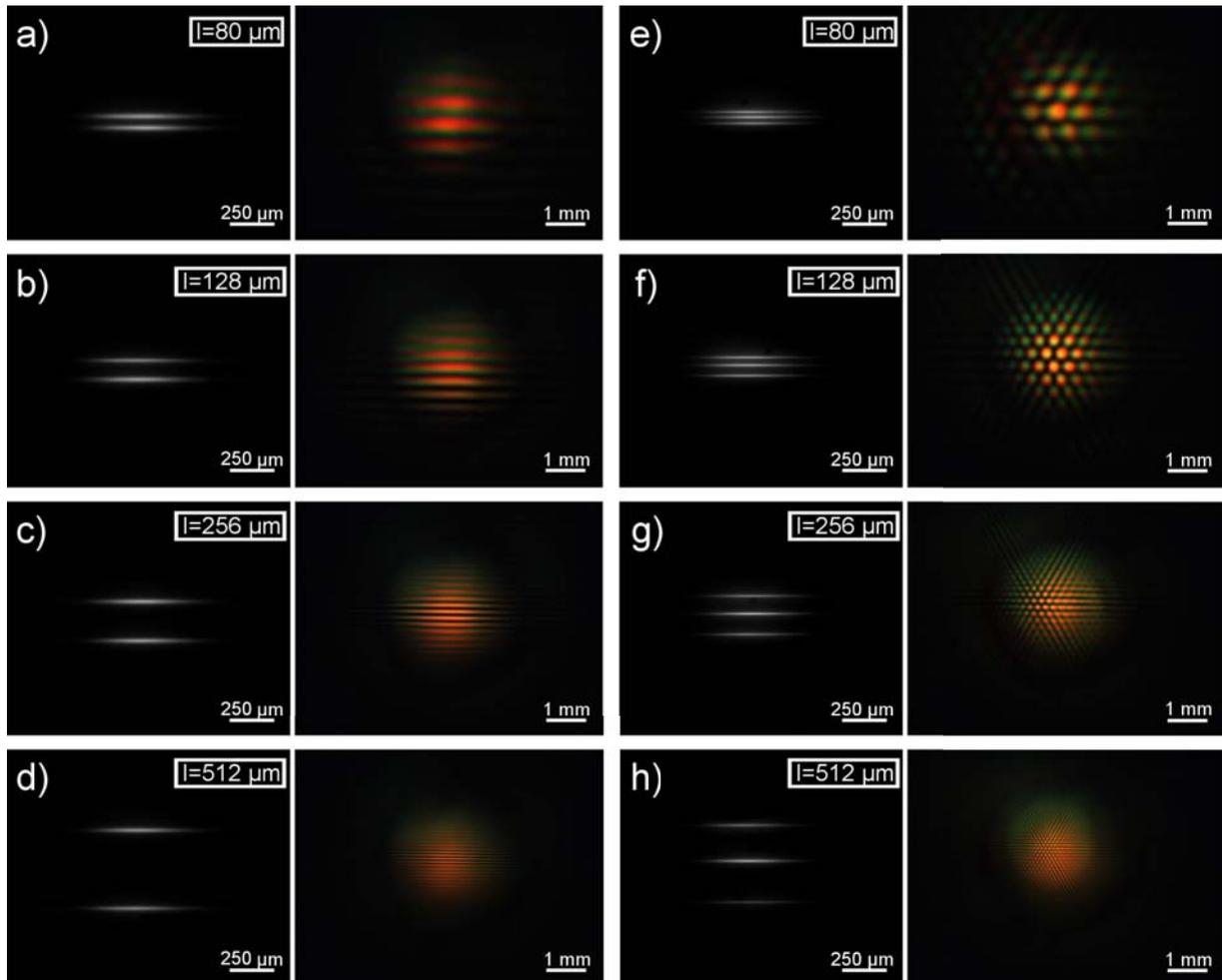


Figura 8: Imágenes de los filamentos y sus correspondientes patrones de interferencia para distintas separaciones laterales entre ellos y dos distribuciones espaciales. (a-d) Dos filamentos en el mismo plano; (e-h) tres filamentos localizados formando los vértices de un triángulo equilátero.

Como podría esperarse, cuanto mayor es la distancia entre los filamentos menor es el período de las franjas de interferencia, y viceversa. Además, se puede ver que los patrones de interferencia dependen de la longitud de onda. Por otra parte, es evidente que los cambios en la distancia lateral entre los filamentos no deben alterar la visibilidad de los patrones de interferencia. De hecho, a partir de la figura 8 se puede ver que el contraste de estos patrones es más o menos el mismo en todos los casos. Esto nos indica una alta coherencia entre los diferentes filamentos. Sin embargo, todo esto ya no es cierto cuando se varía la distancia axial entre filamentos en lugar de la dirección lateral.

4.4.2. Variación de la distancia axial

Con el uso de la técnica propuesta es posible investigar también el efecto de la separación axial de dos filamentos en la visibilidad del patrón de interferencia. Nuestros resultados experimentales se muestran en la figura 9. Las distancias axiales que se muestran como inserción en la parte superior derecha de las figuras 9 (a) a 9 (e) se toman con respecto al filamento superior, que se considera como referencia. Para cambiar la distancia entre los filamentos, se varía la distancia focal de la lente difractiva asociada a ese filamento. Como los patrones dependen de la longitud de onda, para cada canal RGB se ha calculado el valor de la visibilidad. Estos valores se determinaron tomando las franjas centrales por medio del perfil de irradiancia mostrado, columna derecha de la figura 9. Este perfil de intensidad es extraído de cada imagen de la columna central de la figura 9 buscando la posición central del patrón de interferencia y tomando los valores de intensidad en la dirección perpendicular a las franjas interferenciales. Estos perfiles de irradiancia (también representados con los colores rojo, verde y azul) se muestran en la columna de la parte derecha de la figura 9, junto con los correspondientes valores de visibilidad como inserción. Para comparar todos los valores de visibilidad se normalizaron con respecto al obtenido para el canal rojo en la figura 9 (c). Este valor máximo corresponde a la situación en la que no hay separación entre los filamentos. En este caso, la visibilidad para el resto de canales también es la mayor. Por lo tanto, la visibilidad empeora conforme aumentamos la separación axial entre los filamentos. Al separarlos el camino óptico y el retardo entre los dos filamentos ya no es cero porque los pulsos asociados a cada filamento pasan a través de diferentes cantidades de material, y por lo tanto la dispersión añadida varía. Los resultados experimentales mostrados en la figura 9 también revelan que, aparte de los cambios de visibilidad con la separación axial de los filamentos, hay un factor adicional que debe ser tomado en cuenta.

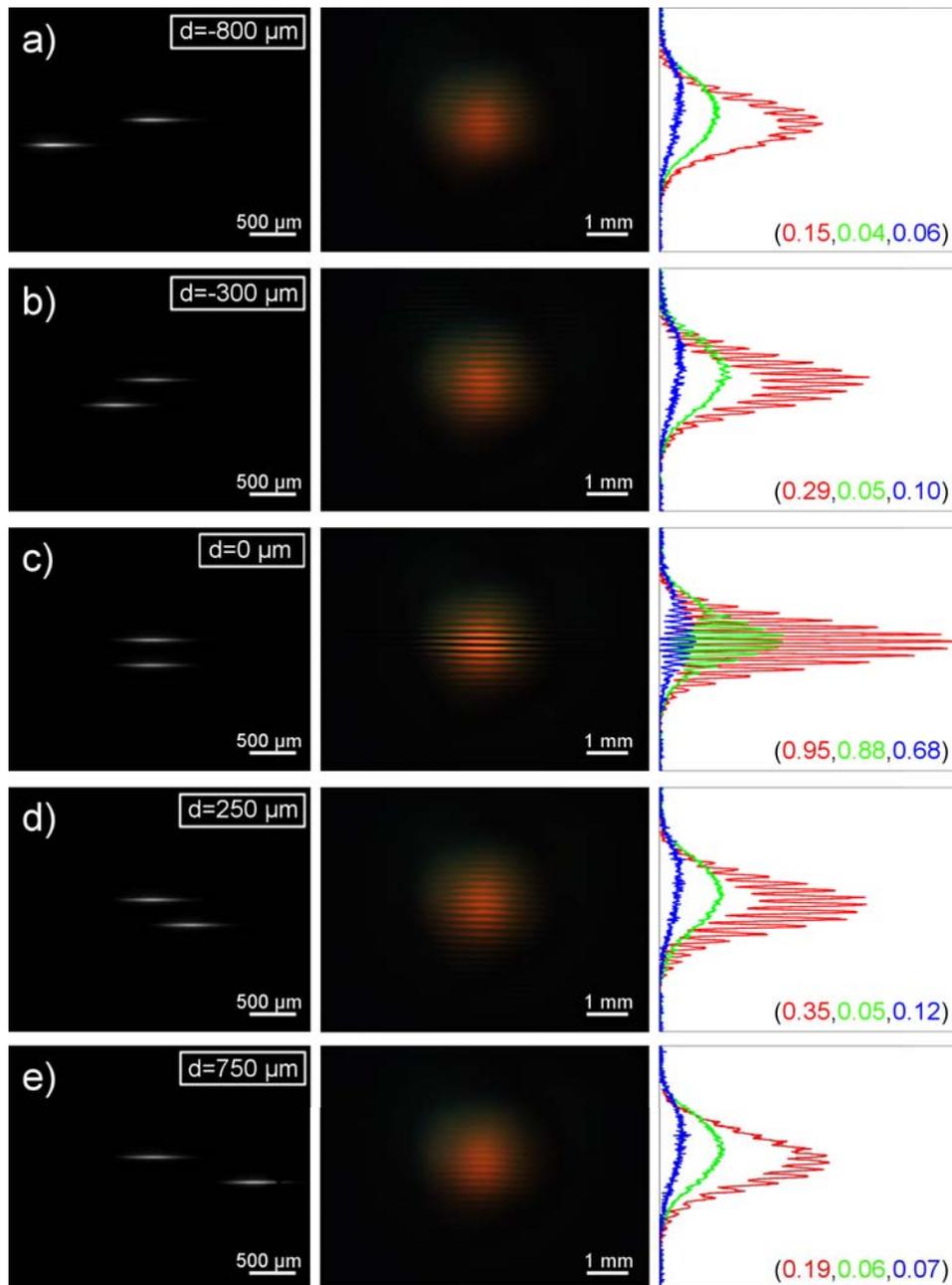


Figura 9: Imágenes de los filamentos (izquierda) con sus correspondientes patrones de interferencia (centro) y los perfiles de intensidad para los canales RGB (derecha) para diferentes separaciones axiales, en la dirección de propagación.

Este factor es la variación del parámetro de visibilidad para cada canal RGB de la figura de interferencia. Por ejemplo, para los parámetros experimentales utilizados para obtener los resultados de la figura 9, es decir, profundidades de penetración de 4 mm de los filamentos en la muestra y distancias focales de alrededor de 245 mm, los valores de visibilidad obtenidos para el canal rojo se ven menos afectados por las variaciones de la posición axial de los filamentos

que los valores correspondientes a los otros dos canales. Además, después de cambiar la profundidad de penetración de los filamentos dentro de la muestra, el comportamiento del parámetro de visibilidad para cada imagen RGB también varía. Se encuentra que, entre otras razones, este fenómeno está relacionado con el cambio visible en la distribución azimutal de colores (emisión cónica) en el patrón de interferencia debido a la modificación de la profundidad de penetración. La disminución de la visibilidad con el desplazamiento axial está relacionada con las variaciones en las condiciones de superposición espacial y temporal debido el primero a la aberración esférica inducida en la interfaz aire-muestra y el segundo a la dispersión del material. Con el fin de ver este efecto, en la figura 10 se muestran los patrones de interferencia obtenidos para tres profundidades de penetración (incluidas en la parte superior derecha). Para estas medidas, los patrones de interferencia se originaron por la interacción de dos filamentos que tienen una separación lateral $l = 216 \mu\text{m}$ y sin separación axial entre ellos, $d=0$.

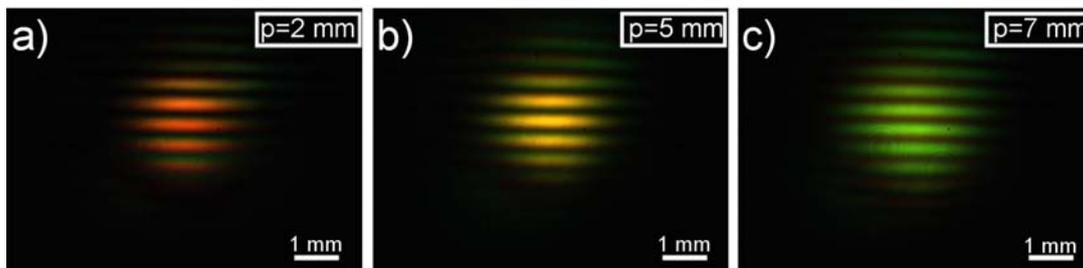


Figura 10: Patrones de interferencia debidos a la interacción de dos filamentos para distintas longitudes de penetración en la muestra de cuarzo.

Para introducir aproximadamente la misma cantidad de aberraciones cromáticas, la distancia focal ($f = 280 \text{ mm}$) de las dos lentes difractivas empleadas para generar los filamentos se mantiene para las tres medidas. En cambio, con la ayuda de un desplazador, la muestra se mueve con respecto a los filamentos. Después de una inspección visual de la figura 10, se puede concluir que la longitud de onda predominante de los patrones de interferencia varía al modificar la profundidad de penetración. El comportamiento espectral mostrado en la figura 10 depende de varios factores, incluyendo la dispersión del material, aberraciones espaciales del haz, o la distancia focal. Por ejemplo, en el dominio temporal, aumentar o disminuir la dispersión añadida implica variaciones en el ancho temporal del pulso, que influyen claramente en el desarrollo de filamentos dentro de la muestra, y en consecuencia las características de los patrones de interferencia correspondientes.

5. Conclusiones

En este trabajo, se pone de manifiesto que mediante la codificación de DPE usando un SLM se pueden generar distribuciones espaciales 3D arbitrarias de filamentos en cuarzo con una resolución espacial micrométrica. La técnica de codificación utilizada para generar cada DPE permite tener una alta precisión y un control independiente sobre algunos parámetros físicos de los filamentos tales como la energía acoplada a cada uno o su posición dentro de la muestra. Se ha encontrado que tanto la energía acoplada como las posiciones relativas de los filamentos pueden ser convenientemente modificados mediante el cambio de la eficiencia de difracción y de la posición y distancia focal de la lente difractiva, respectivamente. La utilidad y la robustez de este método para aplicaciones prácticas han sido probadas con un par de experimentos dirigidos a estudiar la coherencia mutua de dos y tres filamentos. En particular, se demuestra que la visibilidad de los patrones de interferencia debidos a la interacción de los filamentos para una distribución espacial de filamentos dada, varía al cambiar la distancia relativa axial entre ellos. Su valor máximo se alcanza cuando no hay separación axial entre los filamentos. Además, seleccionando un patrón de intensidades, se encontró que la visibilidad también depende de la longitud de onda. En comparación con estudios previos destinados al control de los procesos de multifilamentation en cuarzo utilizando matrices de microlentes [27], esta propuesta muestra mejoras significativas. La más importante es la posibilidad de llevar filamentos tan cerca como el tamaño de píxel del SLM sin usar componentes ópticos adicionales. Otro avance es la capacidad probada de los DPE para generar filamentos con igual energía, suprimiendo efectos de inhomogeneidad de la irradiancia del haz sobre el SLM. Estos avances han sido posibles debido principalmente al muestreo espacial homogéneo de las lentes difractivas, que también garantiza una alta apertura numérica. Estas ventajas de la técnica resultan muy relevantes para el campo de estudio del proceso de filamentación y su control, es por ello que este trabajo ha podido dar lugar a la publicación de un artículo [28]. Sin embargo, con el método de codificación utilizado en este trabajo, se puede codificar solo una cantidad limitada de lentes, básicamente porque el muestreo de la fase asociada con cada lente empeora al aumentar el número de lentes en el DPE. Este inconveniente podría ser disminuido si la tecnología detrás de la próxima generación de moduladores permite utilizar dispositivos con mejor resolución y píxeles de menor tamaño.

Agradecimientos: Agradecemos a los Servicios Centrales de Instrumentación Científica de la Universitat Jaume I por el uso del láser de femtosegundo.

Referencias

- [1] W. R. Zipfel, R. M. Williams, and W.W. Webb, "Nonlinear magic: multiphoton microscopy in the biosciences," *Nat. Biotechnol.* 21(11), 1369-1377 (2003).
- [2] R. Meesat, H. Belmouaddine, J. F. Allard, C. Tanguay-Renaud, R. Lemay, T. Brastaviceanu, L. Tremblay, B. Paquette, J. R. Wagner, J. P. Jay-Gerin, M. Lepage, M. A. Huels, and D. Houde, "Cancer radiotherapy based on femtosecond IR laser-beam filamentation yielding ultra-high dose rates and zero entrance dose," *Proc. Nat. Acad. Sci.* 109, E2508-E2513 (2012).
- [3] R. R. Gattass, and E Mazur, "Femtosecond laser micromachining in transparent materials," *Nat. Photonics* 2(4), 219-225 (2008).
- [4] V. I. Klimov, and D. W . McBranch, "Femtosecond high-sensitivity, chirpfree transient absorption spectroscopy using kilohertz lasers," *Opt. Lett.* 23(4), 277-279 (1998).
- [5] G. Cerullo, and S. De Silvestri, "Ultrafast optical parametric amplifiers," *Rev. Sci. Instrum.* 74(1), 1-18 (2003).
- [6] J. J. Macklin, J . D. Kmetec, and C. L. Gordon III, "High-order harmonic generation using intense femtosecond pulses," *Phys. Rev. Lett.* 70(6), 766-769 (1993).
- [7] A. M. Weiner, "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators," *Rev. Sci. Instrum.* 71(5), 1929-1960 (2000).
- [8] S. Hasegawa, Y. Hayasaki, and N. Nishida, "Holographic femtosecond laser processing with multiplexed phase Fresnel lenses," *Opt. Lett.* 31(11), 1705-1707 (2006).
- [9] L. Martínez-León, P. Clemente, E. Tajahuerce, G. Mínguez-Vega, O. Mendoza-Yero, M. Fernández-Alonso, J. Lancis, V. Climent, and P. Andrés, "Spatial-chirp compensation in dynamical holograms reconstructed with ultrafast lasers," *Appl. Phys. Lett.* 94(1), 011104 (2009).
- [10] S. H. Shim, D. B. Strasfeld, E. C. Fulmer, and M. T. Zanni, "Femtosecond pulse shaping directly in the mid-IR using acousto-optic modulation," *Opt. Lett.* 31(6), 838-840 (2006).

- [11] F. Verluise, V. Laude, J. P. Huignard, P. Tournois, and A. Migus, "Arbitrary dispersion control of ultrashort optical pulses with acoustic waves," *J. Opt. Soc. Am. B.* 17(1), 138-145 (2000).
- [12] C. Y. Chang, L. C. Cheng, H. W. Su, Y. Y. Hu, K. C. Cho, W. C. Yen, C. Xu, C. Y. Dong, and S. J. Chen, "Wavefront sensorless adaptive optics temporal focusing-based multiphoton microscopy," *Biomed. Opt. Express*, 5(6), 1768-1777 (2014).
- [13] B. Mills, M. Feinaeugle, C. L. Sones, N. Rizvi, and R. W. Eason, "Sub-micron-scale femtosecond laser ablation using a digital micromirror device," *J. Micromech. Microeng.* 23(3), 035005 (2013).
- [14] J. N. Yih, Y. Y. Hu, Y. D. Sie, L. C. Cheng, C. H. Lien, and S. J. Chen, "Temporal focusing-based multiphoton excitation microscopy via digital micromirror device," *Opt. Lett.* 39(11), 3134-3137 (2014).
- [15] O. Mendoza-Yero, V. Lorient, J. Pérez-Vizcaíno, G. Mínguez-Vega, J. Lancis, R. De Nalda, and L. Bañares, "Programmable quasi-direct space-to-time pulse shaper with active wavefront correction," *Opt. Lett.* 37(24), 5067-5069 (2012).
- [16] J. Pérez-Vizcaíno, O. Mendoza-Yero, R. Borrego-Varillas, G. Mínguez-Vega, J. R. Vázquez de Aldana, and J. Lancis, "On-axis non-linear effects with programmable Dammann lenses under femtosecond illumination," *Opt. Lett.* 38(10), 1621-1623 (2013).
- [17] G. Mínguez-Vega, C. Romero, O. Mendoza-Yero, J. R. Vázquez de Aldana, R. Borrego-Varillas, C. Méndez, J. Lancis, P. Andrés, V. Climent, and L. Roso "Wavelength tuning of femtosecond pulses generated in nonlinear crystals by using diffractive lenses," *Opt. Lett.* 35(21), 3694-3696 (2010).
- [18] R. Borrego-Varillas, J. Perez-Vizcaino, O. Mendoza-Yero, G. Minguez-Vega, J. R. Vázquez de Aldana, and J. Lancis, "Controlled Multibeam Supercontinuum Generation With a Spatial Light Modulator," *IEEE Photon. Technol. Lett.* 26(16), 1661-1664 (2014).
- [19] A. Couairon, and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Phys. Rep.* 441(2-4), 47-189 (2007).
- [20] J. M. Dudley, and S. Coen, "Coherence properties of supercontinuum spectra generated in photonic crystal and tapered optical fibers," *Opt. Lett.* 27(13), 1180-1182 (2002).

- [21] I. Zeylikovich and R. R. Alfano, "Coherence properties of the supercontinuum source," *Appl. Phys. B* 77, 265-268 (2003).
- [22] C. Corsi, A. Tortora and M. Bellini, "Mutual coherence of supercontinuum pulses collinearly generated in bulk media," *Appl. Phys. B* 77, 285-290 (2003).
- [23] C. Corsi, A. Tortora and M. Bellini, "Generation of a variable linear array of phase-coherent supercontinuum sources," *Appl. Phys. B* 78, 299-304 (2004).
- [24] R. Borrego-Varillas, J. Pérez-Vizcaíno, O. Mendoza-Yero, J. R. Vázquez de Aldana, G. Mínguez-Vega, and J. Lancis, "Dynamic Control of Interference Effects between Optical Filaments through Programmable Optical Phase Modulation," *J. Display Technol.* DOI 10.1109/JDT.2015.2511305 (to be published).
- [25] 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," *Opt. Express* 19(6), 4977-4984 (2011).
- [26] R. Borrego-Varillas, C. Romero, O. Mendoza-Yero, G. Mínguez-Vega, I. Gallardo, and J. R. Vázquez de Aldana, "Femtosecond filamentation in sapphire with diffractive lenses," *J. Opt. Soc. Am. B.* 30(8), 2059-2065 (2013).
- [27] A. Camino, Z. Hao, X. Liu, and J. Lin, "Control of laser filamentation in fused silica by a periodic microlens array," *Opt. Express* 21, 7908-7915 (2013).
- [28] O. Mendoza-Yero, M. Carbonell-Leal, C. Doñate-Buendía, G. Mínguez-Vega, and J. Lancis, "Diffractive control of 3D multifilamentation in fused silica with micrometric resolution," *Opt. Express* 24, 15307-15318 (2016).
- [29] G. Lazarev, et al., "Lcos Spatial Light Modulators: Trends and Applications," Wiley-VCH, 1-30 (2012).
- [30] C. Maurer, A. Jesacher, S. Bernet and M. Ritsch-Marte, "What spatial light modulators can do for optical microscopy," *Laser Photonics Rev.* 5(1), 81-101 (2011).
- [31] J. Arines, V. Durán, Z. Jaroszewicz, J. Ares, E. Tajahuerce, P. Prado, J. Lancis, S. Bará and V. Climent, "Measurement and compensation of optical aberrations using a single spatial light modulator," *Opt. Express* 15, 15287 (2007).

- [32] G. Sinclair, J. Leach, P. Jordan, G. Gibson, E. Yao, "Interactive application in holographic optical tweezers of a multi-plane Gerchberg-Saxton algorithm for three-dimensional light shaping," *Opt. Express* 12, 1665 (2004).
- [33] M. Bock, et al., "Spectral and temporal response of liquid-crystal on silicon spatial light modulators," *App. Phys. Lett.* 92, 151105 (2008).
- [34] Holoeye Photonics Ag, "Hdtv phase panel developer kit for fs-laser applications," Heo 1080p Application Note.
- [35] J. García-Márquez, et al., "Flicker minimization in an Lcos spatial light modulator," *Opt. Express* 20, 8431-8441 (2012).
- [36] M. Persson, et al., "Reducing the effect of pixel crosstalk in phase only spatial light modulators," *Opt. Express* 20, 22334-22343 (2012).
- [37] R. W. Boyd, "Nonlinear Optics," Academic Press, Third Edition (2008).
- [38] S. L. Chin et al., "The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications and new challenges," *Can. J. Phys.* 83, 863 (2005). *Lett.* 39, 1740 (2014).
- [39] D. Milam, "Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica," *Appl. Opt.* 37(3), 546-550 (1998).
- [40] N. T. Nguyen, A. Saliminia, W. Liu, S. L. Chin, and R. Vallée, "Optical breakdown versus filamentation in fused silica by use of femtosecond infrared laser pulses," *Opt. Lett.* 28(17), 1591-1593 (2003).