
Elementos holograficos en gelatinas dicromatadas

Ayalid Mirlydeth Villamarín Villegas

Tesis Doctoral
Universidad de Zaragoza

<http://zaguan.unizar.es>

TDR-UZ [Tesis Doctorales en Red Universidad de Zaragoza]



Biblioteca
Universitaria

Universidad Zaragoza

UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA



Departamento de Física Aplicada

Elementos holográficos en gelatinas dicromatadas

Memoria presentada por D^a Ayalid M. Villamarín
Villegas a la Universidad de Zaragoza para optar al
grado de Doctor en Ciencias (Sección Físicas).



UNIVERSIDAD DE ZARAGOZA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA
FACULTAD DE CIENCIAS
Ciudad Universitaria, s/n
50009 Zaragoza (España)

Don Jesús Atencia Carrizo, Profesor Titular del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Zaragoza

Don Manuel Quintanilla Montón, Catedrático de Óptica y Profesor Emérito del Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Zaragoza

CERTIFICAN

Que la presente memoria titulada “Elementos holográficos en gelatinas dicromatadas” ha sido realizada bajo su dirección por la licenciada en Físicas Ayalid Mirlydeth Villamarín Villegas.

Que dicha memoria constituye la Tesis Doctoral presentada por la interesada para optar al grado de Doctor en Ciencias, Sección Físicas.

Y para que conste, AUTORIZAN su presentación firmando el presente certificado en Zaragoza a 17 de Febrero de 2010.

Fdo.: Jesús Atencia Carrizo.

Fdo.: Manuel Quintanilla Montón.

Índice

Introducción

Elementos ópticos holográficos.....	1
Objetivos del trabajo.....	3

Capítulo 1: Registro holográfico: conceptos y aplicaciones.

1.1. Tipos de hologramas.....	10
1.1.1. Hologramas delgados.....	12
1.1.2. Hologramas de volumen.....	17
1.1.3. Proceso de reconstrucción en hologramas de volumen.....	19
1.1.4. Propagación de ondas en hologramas de volumen.....	20
1.2. Teoría de ondas acopladas de Kogelnik.....	21
1.2.1 Solución a la ecuación de ondas acopladas.....	25
1.3. Redes de volumen, transmisión y fase.....	29
1.3.1. Eficiencia de difracción para redes de volumen, transmisión y fase.....	31
1.3.2. Selectividad espectral y angular.....	33
1.3.3. Criterios para clasificar las redes holográficas en delgadas y de volumen.....	36

Capítulo 2: Materiales para el registro holográfico

2.1. Materiales empleados en el registro holográfico.....	40
2.1.1. Emulsión fotográfica.....	40
2.1.2. Fotopolímeros.....	43
2.1.3. Fotorresinas	46
2.1.4. Cristales fotorrefractivos.....	48
2.1.5. Materiales fototermoplásticos.....	50
2.2. Nuevos materiales.....	55
2.2.1. Polímeros de cristal líquido disperso (PDLC).....	55
2.2.2. Azobenceno contenido en polielectrólitos (PAZO).....	56
2.2.3. Polimeros disueltos en matriz de sol gel.....	57
2.3. Gelatinas dicromatadas.....	58

Capítulo 3: Caracterización de placas de gelatina dicromatada Slavich PFG-04 como hologramas de volumen, transmisión y fase.

3.1. Características de las placas Slavich PFG-04.....	68
3.2. Eficiencia de redes holográficas registradas en placas Slavich PFG-04.....	70
3.2.1. Definición de eficiencia difractiva.....	70
3.2.2. Resultados experimentales.....	72
3.3. Medida del espesor y del índice de refracción medio del material Holográfico.....	78

3.3.1. Medida del espesor con el perfilometro (Dektak ST SurfaceProfiler).....	80
3.3.2. Medida del índice de refracción con el refractómetro de Abbe.....	81
3.3.3. Medida del índice de refracción y el espesor con el método de guía de ondas de luz en películas delgadas. (Metricom Prism Coupler).....	82
3.4. Medida de la eficiencia en función del ángulo de incidencia (selectividad angular).....	86
3.5. Dependencia lineal de la modulación de índice con la exposición.....	94
3.6. Multiplexado de redes de transmisión, volumen y fase.....	96
3.7. Caracterización de las placas Slavich PFG-04 para reconstrucción con longitudes de onda diferentes a la de construcción.....	100
3.8 Medida del umbral de daño en placas Slavich PFG-04.....	104

Capítulo 4: Diseño y construcción de un compresor de pulsos para un láser de femtosegundos

4.1 Características espectrales y temporales de pulsos ultracortos....	111
4.1.1. Pulsos gaussianos de transformada limitada.....	112
4.1.2. Pulsos con dispersión (pulsos chirp).....	114
4.1.3. Filtros de fase o filtros chirp.....	116

4.1.4. Dispersión angular introducida por una red de difracción.....	118
4.1.5. Compresor de pulsos formado por dos redes de difracción.....	120
4.2. Diseño y construcción del compresor.....	127
4.2.1. Registro de las redes del compresor.....	128
4.2.2. Caracterización de las redes.....	129
4.2.3. Selectividad cromática.....	133
4.3. Postcompresión (por filamentación en gas) de pulsos ultracortos e intensos.....	137

Capítulo 5: Diseño y construcción de elementos ópticos holográficos para la generación de vórtices ópticos.

5.1. Vórtices ópticos.....	146
5.1.1 Generación de vórtice ópticos.....	148
5.2. Hologramas de volumen y OV.....	150
5.2.1 Hologramas de volumen transmisión y fase.....	150
5.3. Generación de vórtices ópticos como elementos holográficos registrados en placas Slavich PFG-04.....	151
5.4. Caracterización de los elementos construidos.....	155
5.5 Estudio de la propagación del vórtice en régimen no lineal.....	158
5.6. Elemento uniaxial (diseño y construcción).....	167

Conclusiones.....	171
Apéndice A: Corrección de las pérdidas por reflexión del flujo incidente para redes de transmisión, volumen y fase.....	177
Apéndice B: Selección del líquido de índice.....	179
Apéndice C: Procesado de placas Slavich PFG-04.....	183
Apéndice D: Fotografías de los montajes experimentales.....	187
Publicaciones a las que ha dado lugar esta tesis doctoral.....	190
Referencias.....	221

Introducción

Elementos ópticos holográficos.

Los hologramas poseen la propiedad de modificar un frente de onda incidente de forma controlada. Por ejemplo, se puede emplear un holograma para convertir una onda plana en una onda convergente hacia un punto, de forma que actúe como una lente [Schwan 1967]. Esta propiedad es empleada en la construcción de elementos ópticos holográficos (HOEs).

El funcionamiento de un elemento óptico holográfico difiere de los elementos ópticos convencionales en que los primeros operan por difracción en lugar de hacerlo por reflexión o refracción. Los HOEs proporcionan una serie de ventajas respecto de los elementos ópticos convencionales:

- ✓ Pueden generar funciones ópticas difíciles de obtener si se emplean elementos ópticos convencionales. También se pueden registrar varios elementos en una misma placa de forma que operen independientemente. Es decir, un elemento óptico holográfico puede operar como una lente, un divisor de haz o un filtro espacial simultáneamente. Por esto proporcionan gran flexibilidad en la configuración de sistemas ópticos

- ✓ Son más ligeros que los refractivos, pues se fabrican con espesores de varias micras, en una amplia gama de materiales, proporcionando mayor flexibilidad en su diseño y fabricación.
- ✓ Pueden ser diseñados y construidos para operar en un ancho de banda espectral determinado.
- ✓ Pueden fabricarse en grandes cantidades, mediante métodos de copia en los que se pueden obtener replicas a partir de un elemento original.

El comportamiento de los HOEs presenta una fuerte dependencia con la longitud de onda de reconstrucción, lo que en ocasiones es de gran utilidad, cuando se desean separar diferentes longitudes de onda (monocromadores [Quintanilla 1986], compresores de pulsos [Liu 2007], etc.) Pero en otros casos representa una grave desventaja por producir aberración cromática. Este efecto puede ser minimizado con montajes adecuados.

Para la fabricación de HOEs es necesario utilizar un material de registro que permita alcanzar modulaciones de índice de refracción adecuadas para obtener eficiencias de difracción con valores cercanos al 100% para la longitud de onda de trabajo, con alto poder resolutivo, resistencia a las condiciones ambientales, baja difusión y bajas pérdidas por absorción.

Las aplicaciones que pueden tener los HOEs son muy diversas. Actualmente se emplean ventajosamente en sistemas tales como: concentradores solares [Bita 2009], redes de difracción que operan como compresores de pulsos [Rhee 1994], espejos holográficos [Wang 1994], difusores holográficos

[Walde 1994], interconectores de fibras ópticas [Huang 1997], interconectores de sistemas VLSI [Lin 1990] o conformadores de haz [Quintanilla 1981], entre otros.

Objetivos del trabajo

Durante los últimos años en el grupo de holografía de la Universidad de Zaragoza se han realizado estudios para el diseño y construcción de elementos ópticos holográficos (HOEs). Se han construido conformadores de haz [Quintanilla 1981], divisores de haz [Blesa 1999], polarizadores [López 2001a], lentes holográficas [Quintanilla 1990], [Atencia 1999] y [López 2002] y procesadores ópticos acromáticos y anamórficos [Collados 2006].

Para la construcción de estos elementos se empleó como medio de registro placas holográficas comerciales con emulsiones de haluros de plata tales como Agfa 8E75 [López 2001b], Kodak131 [Collados 2001], y Slavich PFG-01 [Collados 2003a]. Estas emulsiones se han optimizado con el procesado SHSG, obteniendo elementos de buena calidad. No obstante, la máxima modulación de índice de refracción que se puede obtener con emulsiones de haluros de plata no nos permite aplicaciones tales como la del registro múltiple de hologramas en una misma placa con alta eficiencia [Collados 2006] o la construcción de elementos para su uso con longitudes de onda superiores a las de registro. Además, la difusión y el ruido inherente al método SHSG limitan la calidad de los elementos construidos. Es por esto que nos vemos en la necesidad de cambiar

de medio de registro y buscar otro material que nos proporcione mayores ventajas. En este sentido, optamos por el registro en gelatinas dicromatadas (DCG), concretamente en placas comerciales Slavich PFG-04.

En el capítulo 1, expondremos los fundamentos del registro holográfico y los tipos de hologramas, haciendo mayor énfasis en las propiedades de los hologramas de volumen, transmisión y fase, con los que vamos a trabajar durante toda la tesis. Por ello expondremos las expresiones analíticas que nos permitirán estimar la eficiencia y modulación de índice en redes holográficas.

En el capítulo 2 haremos una revisión bibliográfica de los diferentes materiales empleados como medio de registro holográfico, exponiendo sus características principales, ventajas y desventajas. Haremos un desarrollo más extenso de las gelatinas dicromatadas por ser el medio de registro elegido para este trabajo.

En el capítulo 3, estudiaremos las características de las emulsiones Slavich PFG-04 mediante el registro de redes de volumen, transmisión y fase. En dicho estudio, optimizaremos las condiciones de registro y procesado. Determinaremos experimentalmente la dependencia de la eficiencia de difracción y la modulación de índice con la exposición en las redes registradas y compararemos estos resultados con las predicciones teóricas. La caracterización incluirá medidas de espesor de la emulsión antes y después del procesado, así como medidas de la selectividad angular y espectral de las redes construidas. También estimaremos el

rango dinámico lineal necesario para multiplexar angularmente redes independientes, altamente eficientes, en una misma placa.

La caracterización se extenderá a otras longitudes de onda de reconstrucción, centrandó nuestro estudio en la longitud de onda de 800 nm, de especial interés pues corresponde a la emisión del láser de femtosegundos del Centro Láser de la Universidad de Salamanca (USAL), para el que se realizaran diferentes aplicaciones de propósito específico. Determinaremos la eficiencia y modulación de índice óptimas para que las redes operen bajo la irradiación del láser de femtosegundos con máxima eficiencia. También estudiaremos el umbral de daño en las emulsiones cuando operan con el laser de femtosegundos a altas energías.

Una vez caracterizado el material de registro, en el capítulo 4, se aplicara al diseño y construcción de un compresor de pulsos holográfico. Para ello aplicaremos un desarrollo teórico, empleando las ecuaciones que describen la compresión de pulsos con redes holográficas [Saleh 2007]. Haremos una descripción de las características específicas que deben tener estas redes, así como una caracterización del compresor diseñado, tanto para la longitud de onda de construcción ($\lambda = 532$ nm), como para la longitud de onda de reconstrucción ($\lambda = 800$ nm). Determinaremos la selectividad espectral, que nos permita emplear el sistema en experimentos de postcompresión de pulsos. Finalmente, discutiremos las ventajas y desventajas de nuestro diseño.

Por último, en el capítulo 5 diseñaremos y construiremos elementos ópticos holográficos que permitan generar vórtices ópticos compensando la dispersión cromática mediante la combinación con elementos ópticos refractivos. Describiremos las ventajas y desventajas de estos elementos y en base a estas, diseñaremos y construiremos un elemento uniaxial compuesto, que nos permita cancelar la dispersión cromática en la generación de vórtices ópticos, sin la necesidad de emplear elementos ópticos convencionales.

Finalmente haremos las discusiones y conclusiones pertinentes en relación a los resultados obtenidos durante el desarrollo de esta tesis.

Capítulo 1

Registro holográfico: conceptos y aplicaciones

La principal característica de la holografía consiste en el registro total del frente de onda de la luz difundida por un objeto, tanto su amplitud como su fase. Los medios de registro disponibles responden a la intensidad de la luz que les llega, por lo que es necesario convertir la información de la fase en variaciones de intensidad. Esto se puede hacer iluminando el objeto con luz coherente y añadiendo a la luz difundida por el objeto, Σ_o , generalmente un haz plano o esférico que denominamos haz de referencia, Σ_r (figura 1.1). De esta manera, se registra una figura interferencial (interferograma) que contiene la información de ambos frentes onda (referencia y objeto). La intensidad en cualquier punto de esta figura dependerá tanto de la amplitud de la onda objeto como de su fase. El material holográfico donde se registra la figura interferencial, una vez procesado, es el holograma y contiene la información codificada de la onda objeto. Las variaciones en el material de registro pueden medirse a través de los parámetros α y n que representan la absorción y el índice de refracción respectivamente

Estos parámetros nos darán información del tipo de holograma que fue registrado.

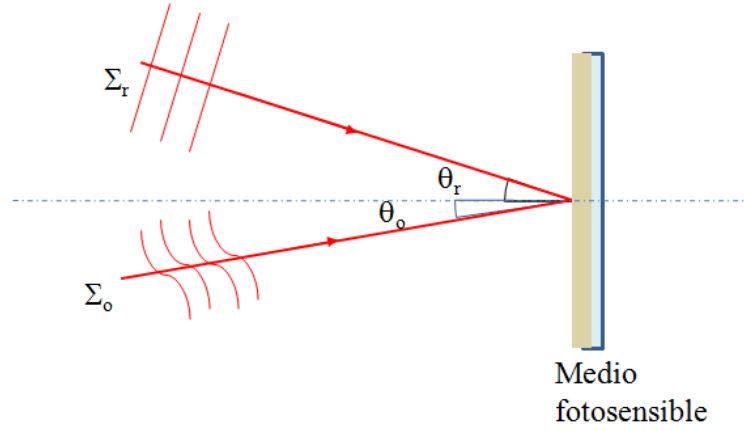


Figura 1.1: Esquema del registro holográfico.

La distribución de amplitud compleja en un punto cualquiera del plano del holograma vendrá dada por la suma de las amplitudes complejas de las ondas en ese punto, mediante la expresión

$$U(x, y) = U_r(x, y) + U_o(x, y) = A_r(x, y)e^{[-i\Psi(x, y)]} + A_o(x, y)e^{[-i\phi(x, y)]} \quad (1.1)$$

Donde la amplitud compleja de la onda de referencia y de la onda objeto está representada por los términos de la suma en la ecuación (1.1). Dado que el material fotosensible responde solo a variaciones de intensidad de la luz, la ecuación que relaciona la intensidad de la luz y la amplitud de las ondas de referencia y objeto será

$$\begin{aligned} I(x, y) &= U(x, y)U^*(x, y) = U_oU_o^* + U_rU_r^* + U_oU_r^* + U_o^*U_r \\ &= A_r^2(x, y) + A_o^2(x, y) + A_rA_o e^{-i\phi} e^{i\Psi} + A_rA_o e^{i\phi} e^{-i\Psi} = A_r^2(x, y) \\ &+ A_o^2(x, y) + 2A_r(x, y)A_o(x, y)\cos[\Psi(x, y) - \phi(x, y)]. \end{aligned} \quad (1.2)$$

La variación de intensidad es de forma sinusoidal y varía con la diferencia de fase entre las ondas en cada punto del espacio, de modo que en el material holográfico se forman superficies de intensidad constante, representadas localmente por un conjunto de franjas paralelas y ortogonales al plano definido por los vectores de propagación de las dos ondas de registro y cuya dirección viene dada por la bisectriz del ángulo que forman estos dos vectores de onda. En consecuencia estas superficies definen los puntos donde las características ópticas del material toman un mismo valor.

Para comprender mejor las características del registro holográfico, nos ceñiremos a un tipo específico de hologramas, conocidos como hologramas de amplitud, como un ejemplo sencillo. Suponiendo que se trabaja en la zona lineal de la curva de transmitancia en amplitud frente a exposición del material de registro y que la amplitud de la onda de referencia A_r es constante en todo el plano (x, y) , entonces una vez que el material es procesado, la función de transmitancia vendrá dada por la expresión

$$t(x, y) = t_0 + \gamma [A_o^2(x, y) + A_o(x, y)A_r(x, y)\cos[\Psi(x, y) - \phi(x, y)]], \quad (1.3)$$

donde los parámetros t_0 y γ se corresponden con la transmitancia del material antes de la exposición y la constante de respuesta del material fotosensible a la exposición.

Al iluminar el holograma con una onda igual a la empleada en el registro como onda de referencia U_r , la amplitud de la onda transmitida puede expresarse como

$$\begin{aligned}
U &= U_r \cdot t(x, y) \\
&= t_0 A_r e^{-i\Psi(x,y)} + \gamma A_o^2(x, y) A_r e^{-i\Psi(x,y)} + \gamma A_r^2 A_o(x, y) e^{-i\phi(x,y)} \\
&\quad + \gamma A_r^2 A_o(x, y) e^{i\phi(x,y)} e^{-i2\Psi(x,y)}
\end{aligned} \tag{1.4}$$

la ecuación (1.4) se puede reescribir:

$$U = U_r t(x, y) = U_1(x, y) + U_2(x, y) + U_3(x, y) + U_4(x, y), \tag{1.5}$$

donde el significado de cada término está representado en la siguiente tabla:

$U_1(x, y) = t_0 A_r e^{-i\Psi(x,y)}$	Es el haz directamente transmitido por el holograma y se corresponde con la onda de iluminación atenuada por el término de transmitancia t_0 .
$U_2(x, y) = \gamma A_o^2(x, y) A_r e^{-i\Psi(x,y)}$	Onda de reconstrucción modificada por la amplitud de la onda objeto.
$U_3(x, y) = \gamma A_r^2 A_o(x, y) e^{-i\phi(x,y)}$	Es una réplica de la onda objeto empleada en el registro del holograma.
$U_4(x, y) = \gamma A_r^2 A_o(x, y) e^{i\phi(x,y)} e^{-i2\Psi(x,y)}$	Es similar a la onda que diverge del objeto pero con curvatura opuesta, converge para formar una imagen del objeto y se propaga generalmente en otra dirección.

Tabla 1.1: Términos de la función que representa la amplitud de la onda transmitida en la reconstrucción de un holograma.

1.1. Tipos de hologramas.

Hasta ahora hemos visto que las variaciones de intensidad se traducen en variaciones de transmitancia dando origen al holograma, sin embargo dependiendo del tipo de procesado del material fotosensible la variaciones de

intensidad pueden convertirse en variaciones del espesor y/o del índice de refracción, lo que nos permite generar tres tipos de hologramas:

Si se produce una variación o modulación sinusoidal del índice de refracción o del espesor de la emulsión se dice que las redes holográficas registradas son de *fase*. Si por el contrario la variación o modulación es en el coeficiente de absorción, se dice que las redes son de *amplitud* (como en el ejemplo de la sección 1.1). Pero si ocurre que hay modulación del índice de refracción y del coeficiente de absorción, se dice que las redes grabadas son *mixtas*. [López 2001].

Si comparamos el espesor de la emulsión (d) y el espaciado entre franjas de la red (Λ), podemos distinguir entre dos tipos de hologramas: delgados y gruesos.

Dependiendo de la geometría de registro empleada, los hologramas pueden ser de reflexión, si los haces objeto y referencia inciden en caras opuestas del material holográfico, y de transmisión, si los haces objeto y referencia inciden en la misma cara del material fotosensible. En la figura 1.2 se muestra un esquema de los tipos de holograma que se pueden obtener, según las condiciones de registro, las características de la emulsión y el procesado.

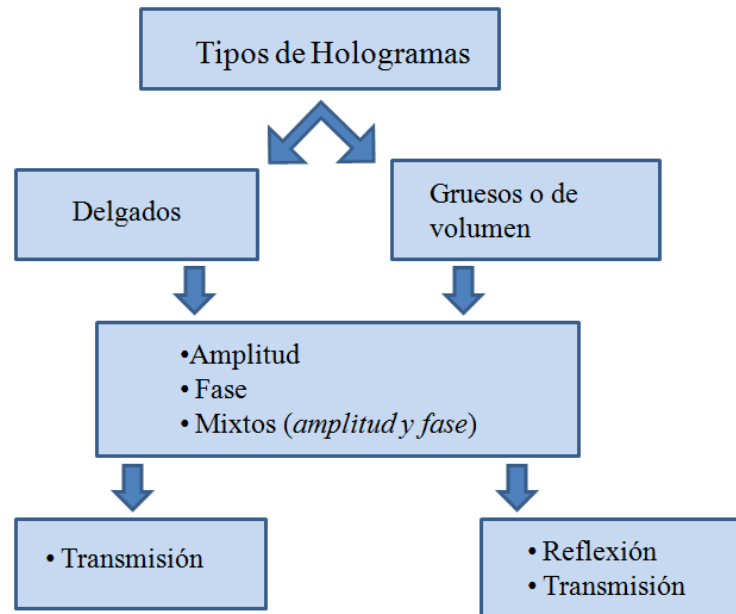


Figura 1.2: Representación esquemática de los tipos de hologramas.

1.1.1. Hologramas delgados.

Un holograma es delgado si el espesor del material fotosensible d es comparable con el periodo Λ de la red local registrada ($\Lambda \approx d$) (figura 1.3a). En este tipo de hologramas, aparece una estructura de red superficial que caracteriza difracción. Cuando una onda electromagnética incide sobre la red delgada, la luz a la salida se propaga en un conjunto discreto de direcciones determinadas por la dirección de la onda incidente, el periodo de la red y el índice de refracción del medio. Solo se observará luz difractada si la luz dispersada por la estructura periódica superficial interfiere constructivamente. En la figura 1.3 (a) se muestra la difracción que experimenta una onda electromagnética cuando atraviesa una red delgada. Para determinar las direcciones de las ondas de salida, suponiendo periodicidad en una sola dirección, empleamos la expresión

$$\text{sen}\theta_u = \text{sen}\theta_0 - u \frac{\lambda_a}{nD}, \quad (1.6)$$

donde θ_0 es el ángulo que forma el haz incidente con la normal a la superficie de la red, θ_u corresponde a las direcciones de propagación de las ondas difractadas, u el orden de difracción, λ_a es la longitud de onda incidente en el aire, n el índice de refracción del medio de registro y D el periodo superficial de la red.

Los hologramas delgados pueden ser de fase o de amplitud, siendo la eficiencia diferente según sea el caso.

Hologramas delgados de amplitud, como se ha visto en la sección 1.1, la fase es constante, mientras la de transmitancia en amplitud varía para formar el holograma. Para calcular la amplitud compleja de la onda difractada por un holograma delgado de amplitud y a partir de allí determinar su eficiencia de difracción, consideramos una red registrada con dos ondas planas iguales (objeto y referencia). Asumimos que la función de transmitancia es lineal relativa a la intensidad en la figura interferencial empleada en el registro, de modo que la amplitud de transmitancia vendrá dada por la expresión

$$|\mathbf{t}(x)| = \mathbf{t}_0 + \mathbf{t}_1 \cos Kx, \quad (1.7)$$

siendo \mathbf{t}_0 la amplitud promedio de la transmitancia de la red, \mathbf{t}_1 la amplitud de transmitancia de la variación espacial de $|\mathbf{t}(x)|$ y $K = 2\pi/\Lambda$, donde Λ es el espaciado de las franjas.

De la ecuación (1.7) deducimos que los valores de $|\mathbf{t}(x)|$ están limitados al rango $0 \leq |\mathbf{t}(x)| \leq 1$ y las amplitudes de las ondas difractadas serán directamente

proporcionales a la amplitud de la variación espacial de $|t(x)|$, de manera que cuando ($t_0 = 1$) la amplitud máxima será

$$|t(x)| = \left(\frac{1}{2}\right) + \left(\frac{1}{2}\right) \cos Kx. \quad (1.8)$$

La ecuación (1.8) puede reescribirse para obtener la ecuación

$$|t(x)| = \left(\frac{1}{2}\right) + \left(\frac{1}{4}\right) e^{iKx} + \left(\frac{1}{4}\right) e^{-iKx}. \quad (1.9)$$

De la ecuación (1.9) se obtiene que la máxima amplitud que puede alcanzar cada orden difractado sea una cuarta parte de la onda empleada para iluminar el holograma, de manera que la eficiencia de difracción en intensidad de cada pico es 0.0625 [Collier 1971].

Hologramas delgados de fase, la función de transmitancia viene dada por la ecuación

$$t(x, y) = |t(x, y)| e^{[-i\varphi(x, y)]}. \quad (1.10)$$

Si consideramos que no hay pérdidas en el material y que $|t(x, y)|$ es constante e igual a la unidad, la dependencia de la intensidad vendrá dada por la fase ($i\varphi(x, y)$), si además esta dependencia es lineal, la transmitancia del holograma registrado será

$$t(x, y) = e^{[-i\varphi(x, y)]}. \quad (1.11)$$

Por otra parte, si la función de fase viene dada por la expresión

$$\varphi(x, y) \propto \varphi_0 + \varphi_1 \cos[\Psi(x, y) - \phi(x, y)] \quad (1.12)$$

entonces, reescribimos la función de transmitancia (1.11) introduciendo el valor de la fase de la ecuación (1.12)

$$t(x, y) = e^{i[\varphi_0 + \varphi_1 \cos[\psi(x, y) - \phi(x, y)]]}. \quad (1.13)$$

Si despreciamos el factor de fase constante $i\varphi_0$ y representamos la ecuación (1.13) en series de Fourier, obtendremos la ecuación

$$t(x, y) = \sum_{u=-\infty}^{+\infty} i^u J_u(\varphi_1) e^{iu[\psi(x, y) - \phi(x, y)]}, \quad (1.14)$$

siendo J_u las funciones de Bessel de orden u . En la figura 1.3 (a) se muestra un esquema de la difracción que se produce cuando un haz atraviesa una red delgada de fase, mientras que en la figura 1.3 (b) se muestra la distribución de energía en los diferentes órdenes de difracción cuando el holograma es iluminado con onda plana de amplitud unidad.

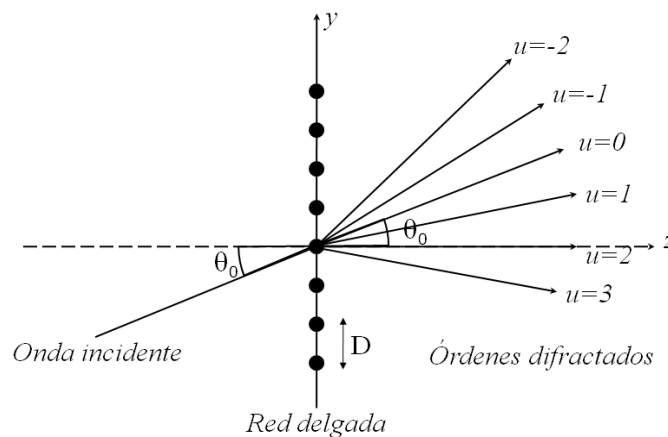


Figura 1.3 a): Representación de la difracción de la luz cuando atraviesa una red delgada de fase.

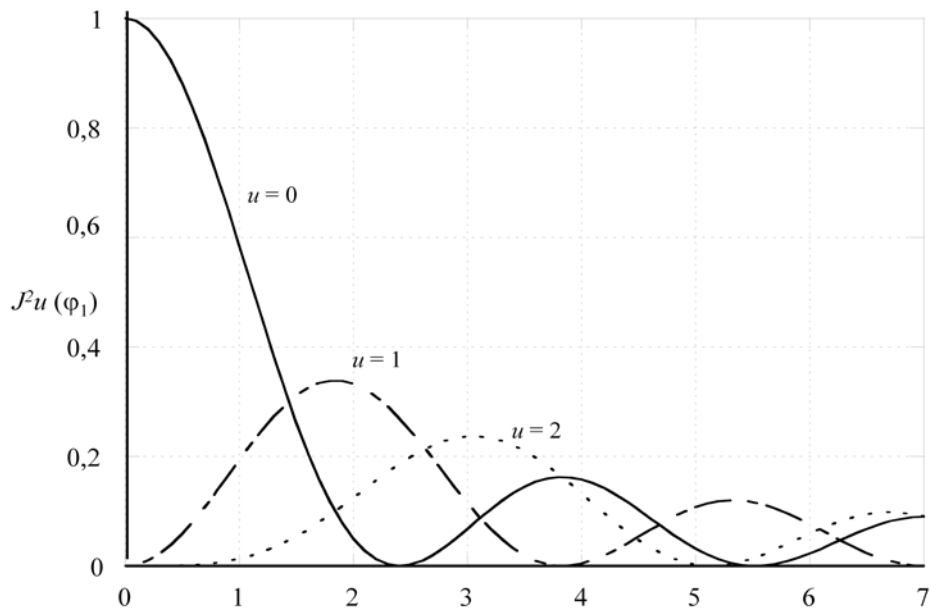


Figura 1.3b): Eficiencia de difracción en una red delgada de fase (se observan los diferentes órdenes de difracción y sus respectivas eficiencias)

De la figura 1.3 (b) se obtiene la máxima amplitud de la onda difractada de orden +1 ($J_u(\varphi_1)$) cuyo valor es 0.582 con máxima eficiencia de difracción (definida como la porción de energía proveniente del orden 1 respecto la energía total incidente) de 33.9%.

La eficiencia que puede obtenerse de hologramas delgados no es en general, útil para construir elementos ópticos holográficos, los cuales han de ser altamente eficientes. En cambio, los hologramas de volumen, permiten alcanzar eficiencias cercanas al 100% para el primer orden de difracción. Esta característica los convierte en candidatos ideales para la construcción de elementos ópticos holográficos.

Nuestra atención se centrara en las redes de volumen, transmisión y fase. A continuación describiremos las características de estas redes y las expresiones matemáticas que nos permitirán determinar sus propiedades.

1.1.2. Hologramas de volumen.

Un holograma es de volumen si su espesor es mucho mayor que el espaciado entre las franjas ($d \gg \Lambda$). Los hologramas de volumen constituyen sistemas de superficies tridimensionales que se corresponden con las variaciones periódicas de la absorción o índice de refracción, y la amplitud de la onda difractada es máxima solo cuando localmente se satisface la condición de Bragg.

Si consideramos que las ondas que interfieren son ondas planas, la ecuación que define la transmitancia del holograma registrado, en un punto del plano del holograma definido por su vector posición \mathbf{r} , será de la forma:

$$t(x, y) = t_0 + \gamma [A_o^2(x, y) + A_o(x, y)A_r(x, y)\cos[(\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_o) \cdot \mathbf{r}]] \quad (1.15)$$

donde:

$$\Psi(x, y) - \phi(x, y) = (\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_o) \cdot \mathbf{r} \quad (1.16)$$

siendo $|\mathbf{k}_o| = |\mathbf{k}_r| = 2\pi/\lambda$.

En la figura 1.4(a) se muestra el proceso de registro de una red de volumen. Los vectores \mathbf{k}_r y \mathbf{k}_o representan los vectores de propagación de las ondas planas (objeto y referencia) que interfieren en el medio de registro. Estos vectores definen un plano denominado plano de registro.

Las superficies de máxima intensidad en el interior del material de registro serán las que cumplan la condición:

$$(\mathbf{k}_r - \mathbf{k}_o) \cdot \mathbf{r} = 2m\pi \quad m = 0,1,2 \dots \quad (1.17)$$

Estas superficies vendrán dadas por planos paralelos entre si y perpendiculares al vector de la red \mathbf{K} , definido como:

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_r - \mathbf{k}_o \quad (1.18)$$

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.19)$$

En la figura 4(b) se muestra la dirección de los planos de intensidad constante y su respectivo vector de red \mathbf{K} . Tanto el haz objeto como el haz de referencia tienen la misma longitud de onda, de manera que el periodo de la red (Λ) que representa la distancia entre los planos de intensidad constante, vendrá dado por la expresión:

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2n \text{sen}(\theta)} \quad (1.20)$$

donde λ_0 es la longitud de onda de registro en el vacío y θ el semiángulo entre haces en el interior del material de registro y n el índice de refracción del medio de registro, antes de ser expuesto.

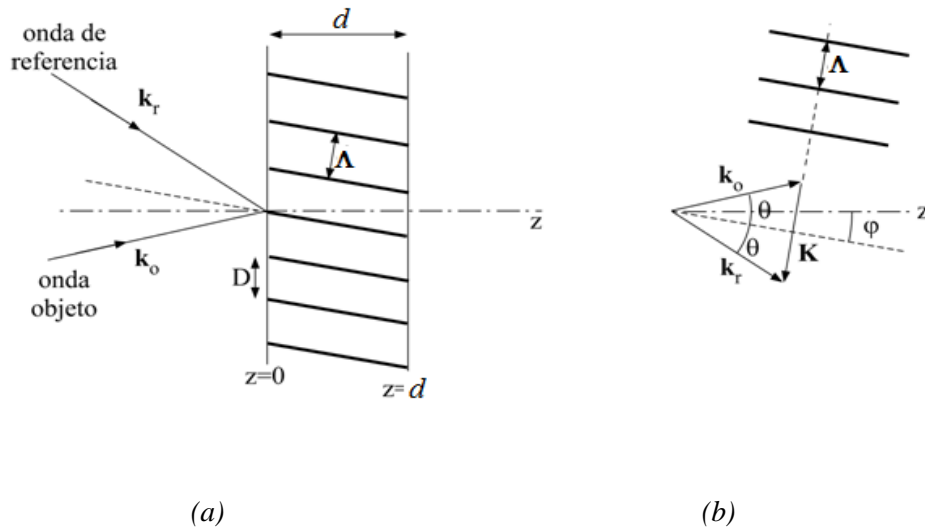


Figura 1.4: (a) Registro de una red de volumen; (b) Dirección de los planos de intensidad constante y del vector de red \mathbf{K} .

1.1.3. Proceso de reconstrucción en hologramas de volumen

Consideramos una red registrada con dos ondas planas como se muestra figura 1.4 (a). Anteriormente hemos definido en la ecuación (1.18) el vector de red \mathbf{K} en función de los vectores de onda de construcción \mathbf{k}_r y \mathbf{k}_o .

Suponiendo que incidimos sobre el holograma con una onda de vector de propagación $\boldsymbol{\rho}$ que forma un ángulo θ_0 dentro del medio con los planos de transmitancia constante (figura 1.5), en hologramas de volumen se cumple que la onda difractada $\boldsymbol{\sigma}$ está determinada por la expresión conocida como *condición de Bragg*

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\rho} \pm \mathbf{K}, \quad (1.21)$$

como $|\boldsymbol{\sigma}| = |\boldsymbol{\rho}| = \frac{2\pi}{\lambda_a}$, vemos de la figura 1.5 que solo se cumple la condición de

Bragg cuando

$$2 \frac{2\pi}{\lambda_0} \sin\theta_0 = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (1.22)$$

de donde

$$2\Lambda \sin\theta_0 = \lambda_0 \quad (1.23)$$

expresión que también se conoce como condición de Bragg.

Vemos así, que en hologramas de volumen, solo aparece una de las dos soluciones “±” en la ecuación (1.21).

El reparto de energía entre las ondas σ y ρ a la salida del holograma depende de las características del propio holograma, como analizaremos en el siguiente apartado.

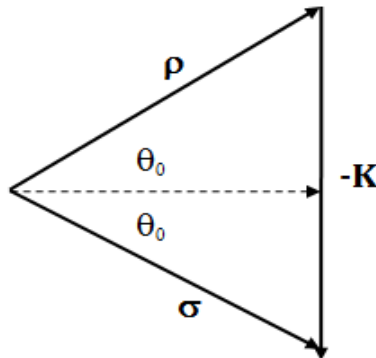


Figura 1.5: Condición de Bragg en hologramas de volumen

1.1.4. Propagación de la onda de reconstrucción en hologramas de volumen.

Existen diversas teorías que estudian la propagación de las ondas electromagnéticas al atravesar redes holográficas de difracción: la teoría de ondas acopladas de Kogelnik, (Kogelnik 1969) o la teoría rigurosa de ondas acopladas,

(desarrollada en su mayor parte en los trabajos de Moharam y Gaylor [Morahan 1981], [Morahan 1983] y [Magnuson 1976] son algunas de ellas. Esta última conduce a un desarrollo matemático bastante complejo, lo que no permite obtener soluciones analíticas que permitan predecir el comportamiento de las ondas que atraviesan una red de volumen. La teoría aproximada desarrollada por Kogelnik nos proporciona un desarrollo matemático más flexible y expresiones más sencillas, permitiéndonos predecir la respuesta de hologramas de volumen para iluminación coherente.

En este trabajo emplearemos la teoría de Kogelnik, adoptando las expresiones analíticas que determinan la eficiencia de difracción y la modulación de índice, en hologramas de volumen, transmisión y fase, por ello se definirán una serie de parámetros que serán empleados durante todo el desarrollo de esta tesis.

1.2. Teoría de ondas acopladas de Kogelnik.

La teoría de Kogelnik se fundamenta en la solución de las ecuaciones de Maxwell para resolver el problema de la propagación de las ondas electromagnéticas cuando atraviesan una estructura periódica en el interior del material, en el que las propiedades ópticas varían periódicamente. Como hemos dicho anteriormente esta teoría es válida para redes de volumen, siempre y cuando se incida sobre la red con luz monocromática, a un ángulo cercano a la condición de Bragg.. Se considera que sólo dos ondas de luz se propagan por la red: la onda correspondiente al primer orden de difracción (S) y la onda transmitida, correspondiente al orden 0 (R). Estas dos ondas obedecen a la

condición de Bragg (ecuación 1.21). Se desprecian entonces órdenes superiores de difracción, que no cumplen la condición de Bragg y cuya contribución energética es prácticamente nula. Nos limitaremos a polarización perpendicular al plano de incidencia. Con ligeras modificaciones se puede aplicar también a polarización paralela.

En la figura 1.6 se muestra el proceso de reconstrucción en una red holográfica de volumen, cuando es iluminada con la onda de reconstrucción R a un ángulo de incidencia θ respecto a la normal a la superficie. El eje z es perpendicular a la superficie del medio de registro, el eje x está en el plano de incidencia y paralelo al medio y el eje y es perpendicular al plano formado por los ejes (x, z) . Los planos de las franjas están orientados perpendicular al plano de incidencia. El vector de onda \mathbf{K} está orientado perpendicular a los planos de las franjas que están separadas una distancia Λ dada por la ecuación (1.19). El vector \mathbf{K} está inclinado un ángulo ϕ respecto al eje z .

Una vez dentro del holograma, la onda monocromática R que incide en el holograma tiene su vector campo eléctrico \mathbf{E} polarizado en perpendicular al plano de incidencia, como hemos comentado anteriormente. La dirección de propagación de la onda incidente dentro del medio viene dada por el vector $\boldsymbol{\rho}$ y forma un ángulo θ_r respecto al eje z y la onda difractada S vendrá representada por el vector $\boldsymbol{\sigma}$ y formara un ángulo θ_s respecto al eje z .

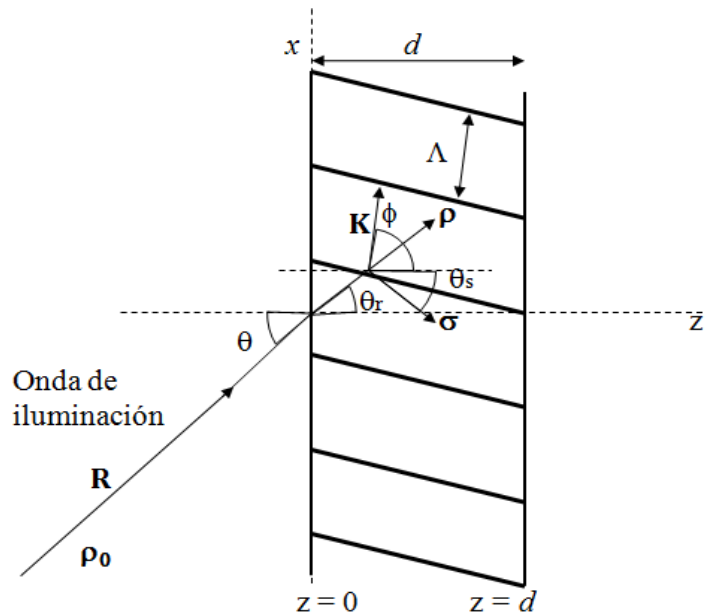


Figura 1.6: Representación de la reconstrucción del holograma de la figura 1.4(a). En el interior del holograma solo se propagan dos ondas (R) cuyo vector de propagación es ρ y la onda difractada (S) con su respectivo vector σ .

Considerando que el estudio de la red se hace en el interior del material holográfico, despreciamos los efectos que sobre el campo puedan tener las fronteras del material con el exterior, debidas a la diferencia de índice de refracción.

Suponiendo que la onda incidente es una onda armónica, de la forma

$$\mathbf{E}(x, z; t) = A(x, z)e^{i\omega t} \mathbf{u}_x, \quad (1.24)$$

la ecuación que describe la propagación de una onda electromagnética en una red de difracción, en su forma escalar viene dada por

$$\nabla^2 A + k^2 A = 0 \quad (1.25)$$

donde $A(x, z)$ representa la amplitud compleja de la componente del campo eléctrico, -asumimos que es independiente de y -, y que oscila con una frecuencia angular ω . La constante de propagación $k(x, z)$ está dada por

$$k^2 = \frac{2\pi n}{\lambda_0} + j\alpha \quad (1.26)$$

donde λ_0 la longitud de onda del haz incidente en el vacío. Las franjas del holograma producen una modulación de la fase, dada por la modulación espacial del índice de refracción del medio (n) y la absorción del medio (α)

$$n = n_0 + n_1 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (1.27)$$

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (1.28)$$

Los parámetros n_0 y α_0 representan el índice de refracción promedio y la absorción promedio respectivamente, n_1 y α_1 son las amplitudes de la modulación espacial de n y α , $\mathbf{r} = (x, y, z)$ es el vector de posición y \mathbf{K} el vector de la red, cuyo modulo vendrá dado por la ecuación (1.19) y cuyas componentes se obtienen a partir de la figura 1.6 y pueden expresarse mediante la ecuación

$$\mathbf{K} = K \begin{pmatrix} \text{sen}\phi \\ 0 \\ \text{cos}\phi \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

Considerando que la absorción es pequeña y que la modulación de índice es pequeña respecto a n_0 ; tenemos

$$\frac{2\pi n_0}{\lambda_0} \gg \alpha_0; \quad \frac{2\pi n_0}{\lambda_a} \gg \alpha_1; \quad n_0 \gg n_1. \quad (1.30)$$

Conocidos los vectores \mathbf{K} y \mathbf{r} sustituimos en la ecuación (1.26) las ecuaciones (1.27) y (1.28), de modo que la constante de propagación puede ser escrita de la forma

$$k^2 \cong \beta^2 - 2j\alpha\beta + 2\kappa\beta(e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}} + e^{-i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}}) \quad (1.31)$$

En esta ecuación se han introducido los siguientes parámetros:

a) Constante de propagación promedio

$$\beta = \frac{2\pi n_0}{\lambda_0} \quad (1.32)$$

b) La constante de acoplamiento:

$$\kappa = \frac{\pi n_1}{\lambda_a} - j \frac{\alpha_1}{2} \quad (1.33)$$

La constante de acoplamiento κ describe la interacción entre las ondas R y S y es el parámetro central de la teoría de ondas acopladas. Si $\kappa = 0$ no hay acoplamiento entre R y S y por tanto no habrá difracción.

1.2.1. Solución a la ecuación de ondas acopladas.

Las ondas R y S se propagan acopladas a través de la red formada por la modulación espacial de n_1 o α_1 . Podemos entonces describir estas ondas en función de sus amplitudes complejas, las cuales varían a lo largo del eje z como un resultado del intercambio de energía entre ellas, cediendo parte de esta energía al material si éste presenta absorción. La amplitud total del campo eléctrico en la

red vendrá dado por la superposición de las amplitudes de los campos de estas dos ondas, mediante la ecuación

$$A = R(z)e^{-i\boldsymbol{\rho}\cdot\mathbf{r}} + S(z)e^{-i\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{r}} \quad (1.34)$$

Los vectores de propagación $\boldsymbol{\rho}$ y $\boldsymbol{\sigma}$ contienen la información de las constantes de propagación y las direcciones de propagación de las ondas R y S dentro del holograma. El vector $\boldsymbol{\rho}$ será igual al vector de propagación de la onda de referencia en ausencia de acoplamiento, mientras $\boldsymbol{\sigma}$ vendrá determinado por el vector de la red \mathbf{K} y por el vector $\boldsymbol{\rho}$ a través de la ecuación (1.21)

$$\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\rho} - \mathbf{K} \quad (1.35)$$

Observando la figura 1.6, podemos escribir el vector $\boldsymbol{\rho}$ empleando la ecuación

$$\boldsymbol{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_x \\ 0 \\ \rho_z \end{pmatrix} = \beta \begin{pmatrix} \text{sen}\theta \\ 0 \\ \text{cos}\theta \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

Con las ecuaciones (1.29) y (1.36) reescribimos la ecuación (1.35)

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_x \\ 0 \\ \sigma_z \end{pmatrix} = \beta \begin{pmatrix} \text{sen}\theta - \frac{K}{\beta} \text{sen}\phi \\ 0 \\ \text{cos}\theta - \frac{K}{\beta} \text{cos}\phi \end{pmatrix} \quad (1.37)$$

En el caso especial de incidencia en ángulo de Bragg ($\theta = \theta_0$), las longitudes de los vectores $\boldsymbol{\rho}$ y $\boldsymbol{\sigma}$ son iguales a la constante de propagación β , y la condición de Bragg puede escribirse

$$\cos(\phi - \theta_0) = \frac{K}{2\beta} \quad (1.38)$$

Determinaremos entonces, la ecuación de ondas acopladas. Para ello combinamos las ecuaciones (1.25) y (1.33) e introducimos las expresiones (1.34) y (1.35), luego comparamos los términos exponenciales $e^{-i\rho.r}$ y $e^{-i\sigma.r}$, de esta manera obtenemos

$$\frac{\partial^2 R}{\partial z^2} - 2j \frac{\partial R}{\partial z} \rho_z - 2j\alpha_0\beta R + 2\kappa\beta S = 0 \quad (1.39)$$

$$\frac{\partial^2 S}{\partial z^2} - 2j \frac{\partial S}{\partial z} \sigma_z - 2j\alpha_0\beta S + (\beta^2 - \sigma^2)S + 2\kappa\beta R = 0 \quad (1.40)$$

Como hemos dicho al principio de la sección, sólo consideramos en la propagación dos ondas S y R, por lo que las ondas generadas en las direcciones $(\rho + \mathbf{K})$ y $(\sigma - \mathbf{K})$ y en otros órdenes de difracción, son despreciadas.

Además, si asumimos que el intercambio de energía entre las ondas R y S es lento y la absorción del medio es pequeña, despreciamos también los términos de segundo orden en las ecuaciones (1.39) y (1.40). De esta manera podemos escribir las expresiones

$$\frac{\partial R}{\partial z} \cos\theta + \alpha_0 R = j\kappa S \quad (1.41)$$

$$\left(\cos\theta - \frac{K}{\beta} \cos\phi \right) \frac{\partial S}{\partial z} + (\alpha_0 + j\vartheta) S = -j\kappa R \quad (1.42)$$

El parámetro ϑ es el desfase, mide las desviaciones de la condición de Bragg y viene dado por la expresión:

$$\vartheta = \frac{(|\rho|^2 - |\sigma|^2)}{2|\rho|} = \frac{\beta^2 - \sigma^2}{2\beta} = K \cos(\phi - \theta) - \frac{K^2}{4\pi n_0} \lambda_0 \quad (1.43)$$

Definiendo los coeficientes de oblicuidad C_R y C_S , que dan cuenta de la inclinación de los planos de intensidad constante respecto al eje z ,

$$C_R = \frac{\rho_z}{\beta} = \cos\theta \quad (1.44)$$

$$C_S = \frac{\sigma_z}{\beta} = \cos\theta - \frac{K}{\beta} \cos\phi, \quad (1.45)$$

podemos reescribir las ecuaciones de ondas acopladas (1.41) y (1.42)

$$C_R \frac{\partial R}{\partial z} + \alpha_0 R = j\kappa S \quad (1.46)$$

$$C_S \frac{\partial S}{\partial z} + (\alpha_0 + j\vartheta) S = -j\kappa R \quad (1.47)$$

El par de ecuaciones acopladas nos informa del proceso físico de difracción. Para cada incremento de la distancia dz (avance de las ondas incidente y difractada a través del holograma), la amplitud compleja cambia en dR y dS .

Se producen cambios en las ondas por absorción, indicado por los términos $\alpha_0 R$ y $\alpha_0 S$, o por acoplamiento de una onda con la otra, a través de los términos κR y κS .

El término $j\vartheta S$ produce un factor de fase adicional en la onda difractada. Si la dirección de la onda incidente se aparta mucho del ángulo de Bragg, la acumulación de la fase extra en la onda difractada tiende a desincronizarla con la fase de la onda incidente, lo que cesa la interacción.

La solución a las ecuaciones de ondas acopladas nos dará información de la eficiencia de difracción de todos los hologramas de volumen: de transmisión o reflexión, fase o amplitud, con o sin pérdidas, con franjas inclinadas o paralelas respecto a z . Esta solución la hallaremos aplicando las condiciones de contorno adecuadas, según sea el caso a estudiar.

La solución general de las ecuaciones acopladas es

$$R(z) = r_1 e^{\gamma_1 z} + r_2 e^{\gamma_2 z} \quad (1.48)$$

$$S(z) = s_1 e^{\gamma_1 z} + s_2 e^{\gamma_2 z} \quad (1.49)$$

con

$$\gamma_{1,2} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha_0}{C_R} + \frac{\alpha_0}{C_S} + \frac{j\vartheta}{C_S} \right) \pm \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\alpha_0}{C_R} + \frac{\alpha_0}{C_S} + \frac{j\vartheta}{C_S} \right)^2 - \frac{4\kappa^2}{C_R C_S} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.50)$$

Las constantes r_1 , r_2 , s_1 y s_2 se evalúan a partir de las características de cada tipo de holograma, como veremos en la siguiente sección.

1.3. Redes de volumen, transmisión y fase.

Para hallar la eficiencia difractiva en redes de volumen, transmisión y fase, partimos las ecuaciones de ondas acopladas (1.46) y (1.47) y de la solución (1.48) y (1.49). En redes de transmisión $C_S > 0$ y las condiciones de contorno serán

$$R(0) = r_1 + r_2 = 1 \quad (1.51)$$

$$S(0) = s_1 + s_2 = 0 \quad (1.52)$$

La amplitud de la onda incidente $R(z)$ decae mientras la amplitud de la onda difractada aumenta. La onda difractada tiene amplitud $S(z=0)=0$ y sale del holograma de espesor d con amplitud $S(z=d)$, como observamos en la figura 1.7.

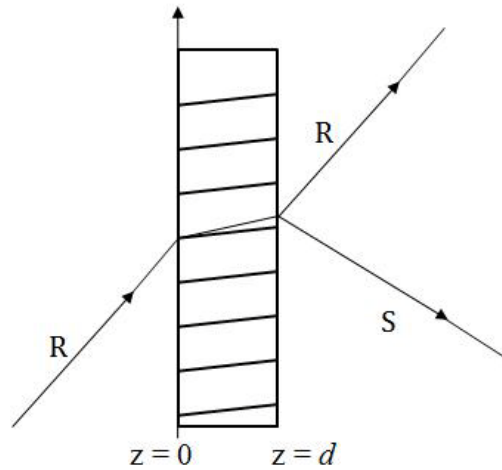


Figura 1.7: Propagación de la onda R en un holograma de transmisión

Bajo las condiciones de contorno de las ecuaciones (1.51) y (1.52), la ecuación general que define la amplitud de la onda difractada $S(d)$ de una red de transmisión es

$$S(d) = \frac{-j \left(\frac{C_R}{C_S}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\left(-\frac{\alpha_0 d}{C_R}\right)} e^{\xi_0} \text{sen}(\nu_0^2 - \xi_0^2)^{\frac{1}{2}}}{\left(1 - \frac{\xi_0^2}{\nu_0^2}\right)^{\frac{1}{2}}}. \quad (1.53)$$

Los parámetros ν_0 y ξ_0 vendrán dados en función de la constante de acoplamiento κ , los coeficientes de oblicuidad C_R y C_S , la absorción promedio α_0 y el desfase \mathcal{G} ,

$$\nu_0 = \frac{\kappa d}{(C_R C_S)^{\frac{1}{2}}} \quad (1.54)$$

$$\xi_0 = \frac{1}{2} d \left(\frac{\alpha_0}{C_R} - \frac{\alpha_0}{C_S} - j \frac{\vartheta}{C_S} \right) \quad (1.55)$$

Para redes de volumen transmisión y fase con ausencia de pérdidas por absorción, la modulación de la fase vendrá dada por la variación espacial del índice de refracción n_1 , por lo que: $\alpha_0 = \alpha_1 = 0$ y $\kappa = \pi n_1 / \lambda$. Entonces las ecuaciones (1.53), (1.54) y (1.55) pueden reescribirse en la forma

$$S(d) = \frac{-j \left(\frac{C_R}{C_S} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-i\xi_0} \text{sen}(\nu_0^2 - \xi_0^2)^{\frac{1}{2}}}{\left(1 - \frac{\xi_0^2}{\nu_0^2} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (1.56)$$

$$\nu_0 = \frac{\pi n_1 d}{(C_R C_S)^{\frac{1}{2}}} \quad (1.57)$$

$$\xi_0 = \left(\frac{\vartheta d}{2C_S} \right) \quad (1.58)$$

1.3.1. Eficiencia de difracción para redes de volumen, transmisión y fase.

La eficiencia de difracción η se define como la fracción de energía de la onda incidente que es difractada por la red (onda de salida $S(d)$), y viene dada por la ecuación general

$$\eta = \frac{|C_S|}{C_R} S S^* \quad (1.59)$$

donde S^* es la amplitud conjugada de la amplitud compleja de la onda S . si insertamos las ecuaciones (1.56), (1.57) y (1.58) en esta expresión, obtenemos la ecuación de la eficiencia de difracción para el caso específico de redes de transmisión volumen y fase

$$\eta = \frac{\text{sen}^2(\nu_0^2 + \xi_0^2)^{\frac{1}{2}}}{\left(1 + \frac{\xi_0^2}{\nu_0^2}\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (1.60)$$

Cuando el ángulo de incidencia satisface la condición de Bragg ($\theta=\theta_0$) se cumple la ecuación (1.38) de modo que, según la ecuación (1.43), por lo que el desfase es $\mathcal{G}=0$. En este caso $\xi_0=0$ y la eficiencia de difracción puede escribirse

$$\eta = \text{sen}^2 \nu_0 = \text{sen}^2 \left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda_0 (C_R C_S)^{\frac{1}{2}}} \right) \quad (1.61)$$

El valor $\eta_{\max}=1$ se obtiene para:

$$\nu_0 = \frac{\pi}{2} \quad \Rightarrow \quad \frac{\pi n_1 d}{\lambda_0 (C_R C_S)^{\frac{1}{2}}} = \frac{\pi}{2} \quad (1.62)$$

De esta última expresión se deduce que, incidiendo en condición de Bragg, eligiendo adecuadamente el espesor d y/o la modulación de índice n_1 se puede llegar a alcanzar eficiencias de difracción del 100%.

1.3.2. Selectividad angular y selectividad espectral.

En la ecuación (1.43), en la que hemos definido el desfase ϑ , el factor $|\sigma|^2 - |\rho|^2$ mide lo que se aparta la onda incidente de las condiciones de Bragg. Para una longitud de onda fija, si el ángulo de incidencia θ presenta una pequeña variación δ con respecto al ángulo que cumple la condición de Bragg θ_0 , de modo que $\theta = \theta_0 + \delta$, entonces

$$\begin{aligned}\beta^2 - \sigma^2 &= \beta^2 - (\rho - \mathbf{K})^2 = 2\rho \cdot \mathbf{K} - \mathbf{K}^2 = 2\rho K \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right) - K^2 \\ &= 2\rho K \text{sen}\theta - K^2\end{aligned}\quad (1.63)$$

como

$$\text{sen}\theta = \text{sen}(\theta_0 + \delta) \approx \text{sen}\theta_0 + \delta \cos\theta_0 = \frac{K}{2\beta} + \delta \cos\theta_0$$

nos queda

$$\begin{aligned}\beta^2 - \sigma^2 &\approx 2\rho K \cos\left(\frac{K}{2\beta} + \delta \cos\theta_0\right) - K^2 = 2\rho K \delta \cos\theta_0 = 2\rho 2\beta \text{sen}\theta_0 \cdot \delta \cdot \cos\theta_0 \\ &= 2\beta^2 \delta \text{sen}2\theta_0 = 2\beta\vartheta\end{aligned}\quad (1.64)$$

donde hemos reescrito el desfase ϑ en función del ángulo que cumple la condición de Bragg θ_0 y la variación respecto a este, δ ,

$$\vartheta = \delta\beta \text{sen}2\theta_0. \quad (1.65)$$

El parámetro ξ_0 de la ecuación (1.58) puede reescribirse en la forma

$$\xi_0 = \delta\beta \text{sen}\theta_0 d \quad (1.66)$$

Como se ha visto en las expresiones que dan la eficiencia de difracción en redes de volumen transmisión y fase, cuando el ángulo de incidencia se desvía respecto al que cumple la condición de Bragg $\theta \neq \theta_0$ y $\xi_0 \neq 0$. La eficiencia decae a medida que esta desviación aumenta.

No sólo una variación del ángulo de incidencia nos desvía de la condición de Bragg. Si hay una pequeña variación $\Delta\lambda$ en la longitud de onda de iluminación λ respecto a la que fue empleada en registro del holograma λ_0 , entonces $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$ con $\Delta\lambda/\lambda_0 \ll 1$, y la eficiencia máxima ya no se obtiene para el ángulo θ_0 , sino para un nuevo ángulo de Bragg $\theta' = \theta_0 + \delta$, (figura 1.8).

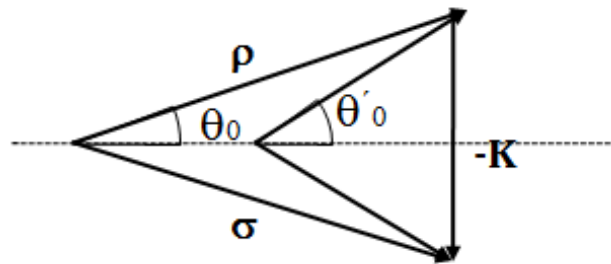


Figura 1.8 Nueva posición del ángulo incidente cuando la longitud de onda de reconstrucción varía respecto a la longitud de onda que cumple la condición de Bragg

Si mantenemos la iluminación en el ángulo original $\theta_0 = \theta'_0 - \delta$, la eficiencia se reduce como para una desviación $-\delta$ de la condición de Bragg.

Podemos relacionar las variaciones $\Delta\lambda$ con el parámetro ξ_0 a través de δ de modo que para $\Delta\lambda > 0$, el parámetro ξ_0 queda

$$\xi_0 = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \operatorname{tg}\theta_0 \frac{2\pi n_0}{\lambda_0} d \operatorname{sen}\theta_0 \quad (1.67)$$

En la figura 1.9, se muestra una gráfica de la eficiencia de difracción normalizada (η/η_{\max}), para tres valores distintos del parámetro de modulación v_0 , como función del parámetro ξ_0 , que es una medida de la desviación de la condición de Bragg. En esta figura vemos como decae la eficiencia a medida que aumenta ξ_0 . Por tanto, al iluminar el holograma, si nos separamos de las condición de Bragg tanto en ángulo como en longitud de onda, la eficiencia decae rápidamente. Estas propiedades se conocen como selectividad angular y selectividad espectral o cromática.

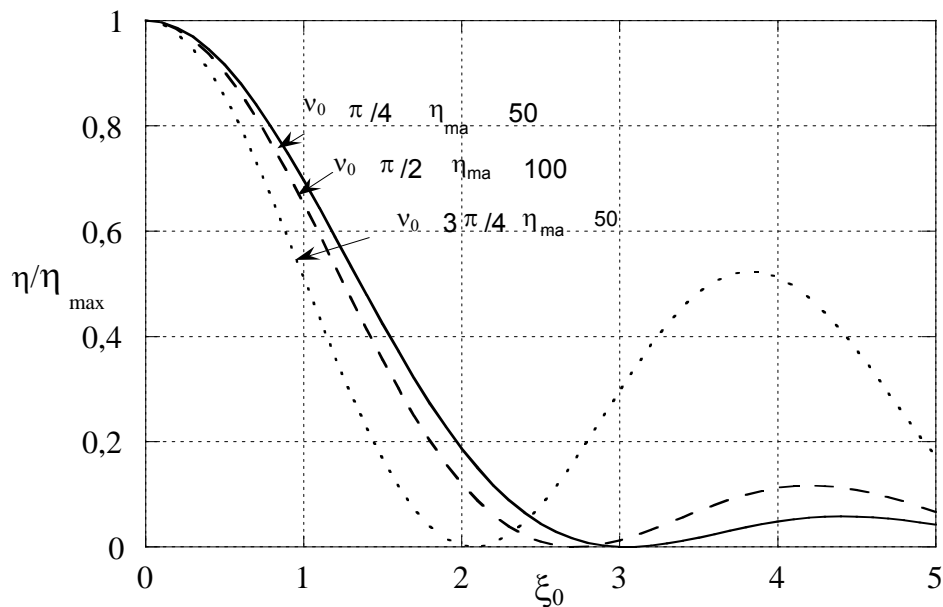


Figura 1.9: Eficiencia relativa de $(\eta/\eta)_0$ un holograma de volumen transmisión y fase frente a ξ_0 para varios valores del parámetro v_0 . η_{\max} es el valor de la eficiencia para $\xi_0=0$.

La selectividad espectral puede expresarse en función de la variación δ si más que sustituir las expresiones (1.66) en (1.67), por lo que tenemos:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = -\delta \cot\theta_0 \quad (1.68)$$

Las selectividades angular y espectral dependen del espesor del material fotosensible y de las geometrías de registro empleadas. Estas propiedades y la existencia de un único orden difractado, son las características propias de los hologramas de volumen y son utilizadas para la fabricación de elementos ópticos holográficos

1.3.3. Criterios para clasificar las redes holográficas en delgadas o de volumen.

Para diferenciar si una red es delgada o de volumen Klein & Cook [Klein 1967] en 1967 establecieron el parámetro Q considerando el espesor y el periodo de la red como parámetros fundamentales. De esta manera Q es definida en función del espesor de la emulsión (d), la longitud de onda de construcción en aire (λ_0) el periodo de la red grabada (Λ) y el índice de refracción promedio del material holográfico (n_0) mediante la expresión

$$Q = \frac{2\pi\lambda_0 d}{n_0\Lambda^2} \quad (1.69)$$

a) Para $Q < 10$ se considera que el comportamiento de la red se acerca al de un holograma delgado.

b) Para $Q \geq 10$ se dice que la red tiene comportamiento claramente de holograma de volumen.

Este criterio no es suficiente para determinar si una red holográfica es realmente de volumen, y así lo demostraron Alfernes [Alfernes 1976] en 1976 y Magnusson y Gaylord [Magnusson 1977] en 1977, quienes en base a los resultados experimentales que obtuvieron al registrar redes holográficas en placas de gelatinas dicromatadas y cristales de niobato de litio, determinaron la existencia de varios ordenes de difracción, aun cuando el parámetro Q era lo suficientemente grande como para considerar dichas redes como de volumen. Por tanto habría que redefinir los criterios para distinguir entre hologramas delgados y de volumen.

En tal sentido, Magnusson y Gaylord [Magnusson 1978] y Benlarbi, Cooke y Solymar [Benlarbi 1980], demostraron que para pequeños niveles de modulación solo una onda puede ser difractada, incluso si Q es pequeño, de modo que en este caso se puede emplear el parámetro Q sin mayor complicación. Pero si la modulación aumenta, también aumentan las amplitudes de los otros órdenes y éstas no pueden ser despreciadas. Aparece entonces un régimen intermedio, por tanto ya no es posible emplear el parámetro Q como único criterio para determinar si la red es delgada o de volumen. La frontera de transición entre los regímenes existentes depende entonces de la amplitud de la modulación de índice, así como del valor de Q . Considerando tales efectos se introdujo un parámetro adicional P definido por Nath [Nath 1938] y representado por la ecuación

$$P = \frac{\lambda_0^2}{\Lambda^2 n_0 n_1} \quad (1.70)$$

Esta ecuación es aplicable al régimen de hologramas de volumen, siempre que $Q > 1$ y $P \geq 10$. El valor $(1/P^2)$ da cuenta de la intensidad que puede ser difractada a otros órdenes diferentes del orden +1, de manera que si $P = 10$, la intensidad que se difractara en otros ordenes será el 1% lo cual es prácticamente despreciable.

Como hemos visto en este capítulo, las propiedades de los hologramas se estudian mediante expresiones analíticas que relacionan las características de registro y propiedades intrínsecas del material de registro. Durante todo este trabajo emplearemos estas expresiones para diseñar, construir y caracterizar elementos ópticos holográficos de propósito específico. Pero antes, debemos hacer un estudio del material que emplearemos como medio de registro. En el próximo capítulo estudiaremos las propiedades generales de los materiales de registro empleados en holografía, y analizaremos de forma detallada las gelatinas dicromatadas, material que se empleara para este trabajo.

Capítulo 2

Materiales empleados para el registro holográfico

Desde que Dennis Gabor [Gabor 1948] inventó la holografía en 1948, surgió la necesidad de encontrar el material ideal para el registro holográfico. Las propiedades que deberían alcanzar estos materiales han sido y son en la actualidad objeto de estudio en el mundo científico [Träger 2007]. Desde que se presento la primera revisión de materiales holográficos en 1977 hasta el presente la variedad de materiales empleados como medio de registro holográfico ha aumentado, originándose así una diversidad de medios fotosensibles. En algunos casos solo se han hecho mejoras en materiales ya existentes, mientras que en otras han aparecido materiales completamente nuevos.

En este capítulo presentamos una revisión de algunos de los materiales que se emplean en la actualidad, sus principales características, ventajas y desventajas, extendiendo en mayor profundidad el estudio de las gelatinas dicromatadas, ya que es el material empleado en el desarrollo de este trabajo.

2.1. Materiales comúnmente empleados en el registro holográfico.

2.1.1. Emulsión fotográfica.

Los haluros de plata se emplearon durante más de 100 años en el registro fotográfico, hasta que empezaron a utilizarse como medio de registro holográfico, siendo el primer material empleado para generar hologramas. En la actualidad, los haluros de plata son considerados como el material más común en el mundo de la holografía [Bielkhagen 1993]. Este material posee características tales como: alta sensibilidad, permite registrar hologramas de fase o amplitud, alto poder resolutivo (5000 líneas/mm), fácil disponibilidad en el mercado y numerosas aplicaciones. Las placas holográficas están compuestas por una capa de gelatina en la cual se hallan embebidos microcristales de haluros de plata (los microcristales son cúbicos y cada ión Ag^+ se rodea de seis iones de haluro). Generalmente se emplean microcristales de cloruro de plata (AgCl) o bromuro de plata (AgBr). También hay placas que presentan una combinación de yoduro de plata (AgI) en pequeña proporción con alguno de los dos microcristales anteriores. Esto se hace para aumentar la sensibilidad y contraste del material.

Proceso de formación del holograma

La formación del holograma ocurre mediante un proceso fotoquímico (figura 2.1) en el cual, la placa holográfica es sometida a la acción de la luz (exposición). Los fotones con suficiente energía atraviesan la emulsión, un grano absorbe un fotón, de modo que se libera un electrón del ión haluro. El electrón puede moverse a través del cristal de la red del grano y combinarse con un ión

(Ag^+) produciéndose un átomo de plata Ag^0 . Este átomo es inestable y tiene un tiempo de vida de 2 s. Se necesitan al menos 4 átomos de este tipo para que sea estable y poder formar la imagen latente. Este proceso es conocido como nucleación. El holograma se obtiene al someter la placa expuesta a un proceso químico de revelado. Los granos que han reaccionado durante la exposición se convierten en plata metálica. Posteriormente se fija la emulsión disolviendo los granos de haluro no expuestos, sin que esto afecte a los granos de plata metálica. Finalmente el material es lavado para eliminar los restos de productos disueltos. Con este procesado se obtienen hologramas de amplitud, los cuales presentan un alto grado de encogimiento (aproximadamente 15%), lo que varía las condiciones de reconstrucción respecto a las de registro de la red, bien sea de transmisión o reflexión. Además los hologramas de amplitud son poco eficientes (alrededor de 33.9% para hologramas delgados de amplitud) [Collier 1971]. Para obtener hologramas más eficientes en haluros de plata, se emplean otros tipos de procesados.

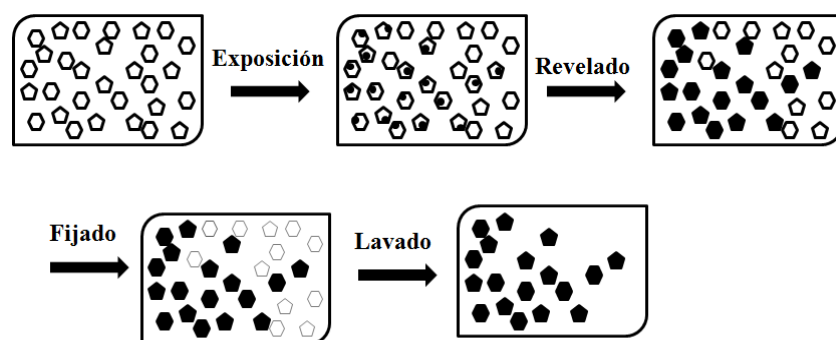


Figura 2.1: Procesado de haluros de plata. [Samui 2008].

Una alternativa consiste en agregar otro paso al procesado de la emulsión. Este paso es el blanqueo. Una vez que se ha revelado y fijado la emulsión previamente expuesta, ésta se sumerge en un baño de blanqueo que reconvierte la plata metálica en haluros de plata transparentes de índice de refracción mayor que el de la gelatina, con esta técnica se obtienen hologramas de fase más eficientes que los hologramas de amplitud. Pero con alto nivel de ruido debido a los huecos que antes ocupaban los granos de haluro de plata.

También, se pueden generar hologramas de fase con variación de modulación de índice, mediante blanqueo inverso. Esta técnica consiste en eliminar los átomos de plata formados en la emulsión después del revelado dejando los haluros de plata no expuestos en la emulsión, se genera entonces variaciones de espesor entre las zonas expuestas y no expuestas.

En la figura 2.2 se muestra un resumen de los procesos de revelado que se aplican a los haluros de plata.

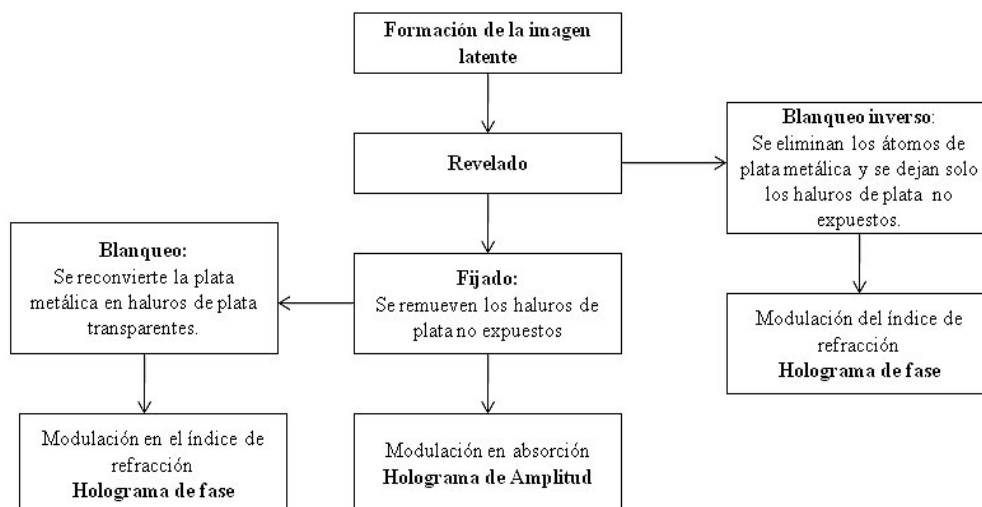


Figura 2.2: Procesos de revelado en haluros de plata.

Aplicaciones:

Los haluros de plata se han empleado en la fabricación de hologramas, tanto a nivel artístico como para la obtención de elementos ópticos holográficos (HOE) tales como: conformadores de haz [Quintanilla 1981], divisores de haz [Blesa 1999], polarizadores, lentes holográficas [Quintanilla 1986], [Quintanilla 1990] y [López 2001] y difusores holográficos [Kim 2003], entre otros.

Desventajas.

El tamaño de grano de haluro de plata determina la sensibilidad y limita el poder resolutivo del material. Las principales desventajas de los haluros de plata radican en la alta absorción y el ruido inherente, que presenta la emulsión después del procesado, además de que presenta encogimiento, estos factores influyen negativamente en la construcción de elementos ópticos holográficos.

Por otra parte la modulación de índice que puede obtenerse no permite, emplear estas emulsiones en el registro de elementos que operen en longitudes de onda mayores que la longitud de onda de reconstrucción [Collados 2003].

2.1.2. Fotopolímeros.

Aunque los fotopolímeros ya eran conocidos en 1960, empezaron a utilizarse como medio de registro holográfico por Close *et al* en 1969 [Close 1969]. Este material permite generar hologramas de fase con altas eficiencias de difracción, baja señal de ruido, poca difusión, y como una gran ventaja no

requiere de procesado, es autorevelable, con lo que se puede observar la formación del holograma y obtener información del comportamiento del material a tiempo real.

Son sensibles a la región visible del espectro electromagnético ($\lambda = 400$ a 700 nm). En hologramas de transmisión alcanzan eficiencias de difracción mayores al 60% con exposiciones de 5 mJ/cm^2 , mientras que para hologramas de reflexión, se pueden obtener eficiencias mayores al 95% con exposiciones de 30 mJ/cm^2 y modulaciones de índice que van de 0.01 a 0.04. [Trout 1995]

Proceso de formación del holograma.

Están compuestos por monómeros fotopolimerizables, polímeros y un sistema iniciador. Durante el registro holográfico se producen radicales libres que dan lugar a una descomposición conocida como inicialización. Los radicales libres reaccionan con los monómeros produciéndose la polimerización de estos monómeros en las regiones expuestas. El proceso de polimerización disminuye el potencial químico de los monómeros permitiéndoles migrar de las zonas de mayor concentración a las de menor concentración, formándose gradientes en la concentración del monómero entre las zonas expuestas y no expuestas (difusión de los monómeros). Luego se expone nuevamente el material con luz uniforme, de modo que se polimerizan los monómeros residuales formándose un holograma estable y con una distribución de monómeros polimerizados que se corresponde con la distribución de intensidad de la figura interferencial empleada en el

registro. En la figura 2.3 se muestra el esquema del proceso de formación de un holograma en fotopolímeros.

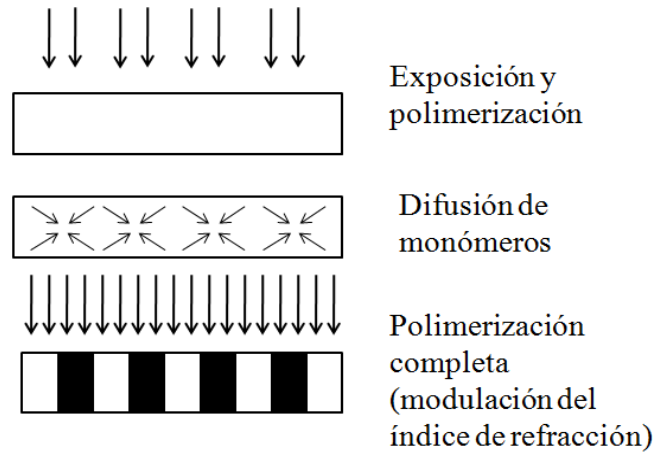


Figura 2.3: Proceso de formación del holograma en fotopolímeros [Colburn1971.]

Aplicaciones:

Los fotopolímeros se emplean en la fabricación de hologramas para su uso en aplicaciones, tales como: mecanismos de protección ocular para láser [Magariños 1987], interconectores ópticos [Lu 1999], hologramas de seguridad [Bjelkhagen 2006], acopladores de guías de onda [Stephen 2000] y [Mule 2004], difusores holográficos [Wadle 1995], elementos para escáneres [Newman 1999], entre otros.

Desventajas.

La mayor desventaja presente en estos materiales es que presentan encogimiento al ser expuestos a la luz (*srinkage*). Este efecto varía las

condiciones de reconstrucción respecto a las de registro del holograma. [Boyd 2000].

2.1.3. Fotorresinas.

Igual que los fotopolímeros, las fotorresinas comenzaron a emplearse como material para el registro holográfico en 1960. Inmediatamente su aplicación se dirigió al registro de redes de difracción para su uso en interferometría. Son sensibles a una porción del UV del espectro electromagnético, aunque pueden ser expuestas con láseres de Argón ($\lambda = 488$ nm) a alta potencia. Normalmente se emplean láseres de longitudes de ondas más cortas como el HeCd ($\lambda = 442$ nm) o el Kriptón ($\lambda = 351$ nm). Se pueden obtener hologramas con altas eficiencias de difracción y excelente calidad óptica. En hologramas de transmisión se pueden alcanzar eficiencias mayores del 90%, mientras que en hologramas de reflexión las eficiencias pueden ser mayores del 95% para redes con recubrimiento de metal.

Proceso de formación del holograma.

La formación del holograma es relativamente simple: se expone una capa delgada del material (con una figura interferencial) y posteriormente se procesa con un solvente. La solución empleada en el procesado remueve el material de las regiones expuestas. La fotorresina es un material que después del procesado produce un perfil superficial cuya profundidad es proporcional a intensidad de luz incidente. En la figura 2.4 se muestra como es el proceso de formación del

holograma. Se pueden obtener hologramas de transmisión o reflexión. Debido a que la reflectividad de este material es muy baja, para que los hologramas operen por reflexión se les debe aplicar un recubrimiento de un material altamente reflejante, como aluminio u oro.

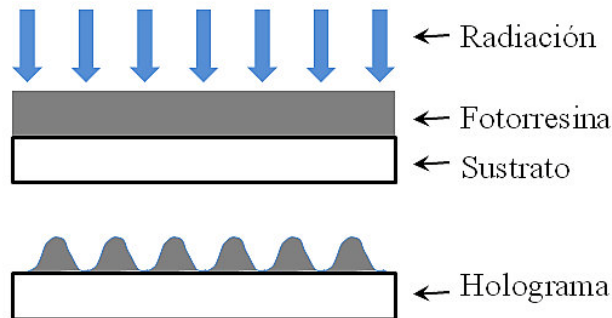


Figura 2.4: Formación del holograma en fotorresinas.

Aplicaciones.

Las fotorresinas se presentan como el material empleado para hacer hologramas en microrelieve mediante la técnica de replica (*embossing*) [Iuata 1974], [Godman 2005], concentradores solares [Zhang 1988], también son empleadas para generar elementos aplicados en microelectrónica [Wong 1988].

Desventajas.

La mayor limitación de este material es la baja sensibilidad de exposición restringida a la zona de UV del espectro electromagnético. También las fotorresinas presentan una superficie muy delicada y vulnerable a daños por abrasión o ataques químicos. En el caso de hologramas de transmisión la

absorción residual de la fotorresina puede causar limitaciones en la eficiencia [Samui 2008].

2.1.4. Cristales fotorefractivos.

El efecto fotorefractivo es un efecto no lineal que ocurre en algunos cristales y otros materiales de manera que responden a la luz mediante cambios en su índice de refracción. Este efecto es empleado en el registro holográfico para almacenar información temporalmente en forma de hologramas de fase.

Los fotorefractivos presentan sensibilidad energética comprendida entre 10^4 y 10 mJ/cm^2 . Pueden llegar a obtenerse hologramas de volumen y fase con eficiencias de difracción mayores a 45%. Estos materiales pueden alcanzar una resolución espacial de 1500 líneas/mm y su sensibilidad espectral está comprendida en el rango de longitudes de onda que van desde 350 a 500 nm.

Existen dos grupos de materiales empleados en holografía que presentan efecto fotorefractivo, los materiales ferroeléctricos tales como: niobato de bario o niobato de litio (LiNbO_3), este último con el que se obtienen hologramas con eficiencias mayores al 20%, alta sensibilidad angular, y en los que se puede almacenar un gran número de hologramas [Hariham 1986] y las silenitas, como el germanato de bismuto (BGO) y el silicato de bismuto (BSO), los cuales presentan mayor sensibilidad energética que los ferroeléctricos (10 mJ/cm^2), y permiten obtener eficiencias de difracción mayores que 30%. [Rueda 200].

Los cristales fotorefractivos al igual que los fotopolímeros no requieren procesado, por lo que se obtiene el holograma en tiempo real, además son materiales reversibles, ya que el holograma puede ser borrado y el material reutilizado.

Proceso de formación del holograma.

Cuando se incide en un material fotorefractivo con una figura interferencial, en las regiones expuestas los electrones absorben la luz y son foto-excitados produciéndose una migración de electrones a la banda de conducción del material, dejando huecos (con carga neta positiva) en los lugares de donde han emigrado. Una vez en la banda de conducción, los electrones libres se mueven a través del cristal. Este movimiento puede ser debido a la difusión o por efecto fotovoltaico (depende del cristal). El flujo neto de electrones se desplaza a las zonas no expuestas. El índice del cristal cambia en las regiones donde el campo es más fuerte por un efecto electro-óptico. Esto produce una variación espacial del índice de refracción a través del cristal, formándose de esta manera un holograma de fase.

Aplicaciones.

La transferencia de energía entre los haces de registro de un holograma de volumen presente en un cristal fotorefractivo se emplea para aplicaciones de procesado óptico [Samui 2008], almacenamiento de información [Lourdy 2006] e interconexión óptica [Gu 2003] y [Rueda 2009].

Desventajas.

Los cristales fotorefractivos poseen una limitación, y es que la modulación de las franjas registradas decae en el tiempo. Este decaimiento es más rápido si el material se somete a altas temperaturas. La causa de la pérdida de la modulación en una red registrada en cristales fotorefractivos se debe a las migraciones de electrones debido a efectos de difusión, entre otros [Samui 2008].

2.1.5. Materiales fotocromicos.

Para solventar las desventajas que presentaban los fotopolímeros y los materiales fotorefractivos, se comienzan a estudiar las propiedades de otros materiales de registro, tales como los fotocromicos [Kavasnikov 1973]. Estos materiales basan su funcionamiento en el efecto de conversión fotocromica [Barachevsky 1999]. A diferencia de los materiales fotorefractivos, los fotocromicos no necesitan de un campo eléctrico para el registro o lectura de la información en un holograma, además la información puede permanecer almacenada permanentemente o puede ser borrada para reutilizarse en otros registros, ya que una vez expuestos pasan a un estado excitado y pueden volver al estado fundamental. Los fotocromicos son sensibles en el registro a la luz visible y pueden ser borrados con luz visible o simplemente mediante calor. Se emplean para el registro de hologramas de volumen y amplitud [Tomlinsom 1975]. Poseen una resolución de aproximadamente 5000 líneas/mm. [Syms 1990]

Los materiales fotocromicos están compuestos por cristales inorgánicos formados por materiales aislantes o semiconductores con gran diferencia de

energía entre los estados de valencia y conducción y están dopados con impurezas que son las causantes del efecto fotocromico. Los más conocidos en holografía son: fluoruro de calcio y haluros alcalinos [solymar1981].

Proceso de formación del holograma.

Al ser expuestos por luz no uniforme (figura interferencial) el material fotocromico evoluciona entre dos estados de diferente coeficiente de absorción, por lo que cambian de color. Las impurezas presentes en el material generan defectos en la red cristalina que actúan como centros de color y son los encargados de absorber la radiación en las zonas de máxima intensidad. No necesitan procesado, por lo que el holograma se obtiene directamente en tiempo real.

Aplicaciones.

Este material es ideal para el registro de memorias holográficas y mecanismos para el procesado de información [Barachevsky (1999)], ya que presenta resistencia a la fatiga durante los procesos de registro y borrado, rápida respuesta a la exposición, alta resolución y capacidad de lectura no destructiva.

Desventajas.

Son de difícil fabricación, debido a los tamaños de los cristales y al control de las impurezas que deben estar distribuidas uniformemente en todo el cristal. También son sensibles a la temperatura [Boiko 2009].

2.1.6. Materiales fototermoplásticos.

Los fototermoplásticos son materiales empleados fundamentalmente para el registro de hologramas de fase, ya que la distribución de intensidades produce variaciones de espesor. Están constituidos por materiales termoplásticos, fotoconductores y conductores distribuidos en un conjunto de capas que se colocan sobre un sustrato de un medio transparente. Generalmente se emplea como material conductor óxido de indio, posteriormente se deposita la capa de material orgánico que actúa como fotoconductor, el más empleado es el polivinil carbazol (PVK) dopado con (2,4,7-trinitro-9-fluorenona) (TNF), finalmente se coloca el material termoplástico, el material más empleado consiste en una mezcla de 85% de estireno y 15% de octil-decil-metacrilato, conocido como copolimero [Smith 1976].

Los hologramas generados en materiales fototermoplásticos son altamente eficientes. Este material tiene alta sensibilidad espectral en la región del UV y el visible del espectro electromagnético, sensibilidad energética de 10^{-1} mJ/cm², pueden obtenerse hologramas de fase con eficiencias de difracción cercanas al 50%. Una vez utilizados pueden reutilizarse con solo calentar el material en su temperatura de fusión durante largo tiempo, de esta manera se pierde la distribución de espesores, por lo que son materiales reversibles.

Proceso de Formación del holograma.

La capa mas externa del material, que está formada por el material termoplástico se carga uniformemente al ser sometida a un potencial eléctrico constante. Cuando el fotoconductor se somete a una distribución de irradiación no uniforme (figura interferencial), en las zonas de máxima intensidad, el fotoconductor absorbe la radiación y se producen cargas eléctricas, que originan una distribución de tensiones electrostáticas respecto del material termoplástico. Posteriormente el material es calentado a la temperatura de fusión del termoplástico, de modo que este se ablanda, de forma que puede ser deformado por el campo eléctrico. Se generan zonas más y menos blandas en cada punto de fusión de las tensiones electrostáticas creadas durante la exposición. De esta manera se genera un holograma de fase mediante variaciones de espesor. El proceso se muestra en la figura 4.5.

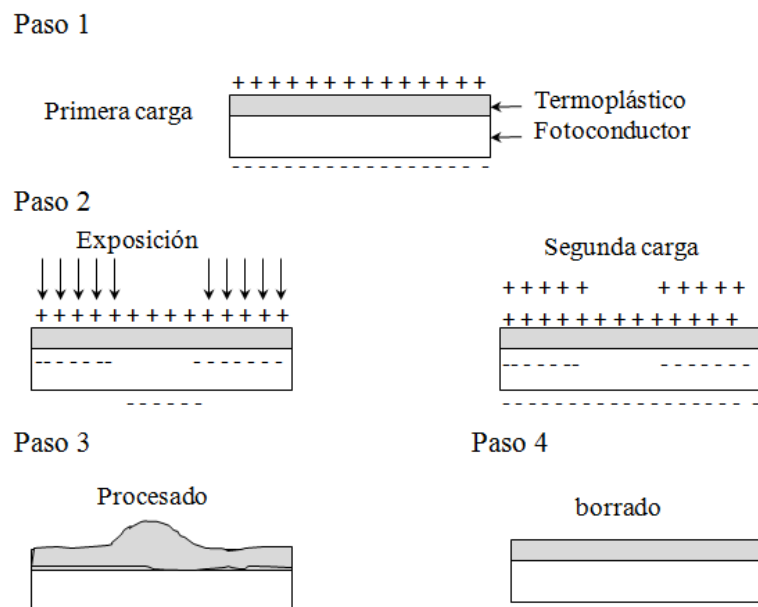


Figura 2.5: Ciclo de registro y borrado en termoplásticos [Syms 1990].

Aplicaciones.

Los fototermoplásticos se emplean en la fabricación de estereogramas holográficos [Kinoshita 1992]. También se usan en interferometría holográfica. [Fitio 1998].

Desventajas

La principal desventaja de los fototermoplásticos es que la respuesta a la frecuencia espacial es muy limitada, ya que poseen una resolución baja (menor que 2000 líneas/mm).

2.2. Nuevos materiales.

En el presente, se están estudiando nuevas clases de materiales para emplearlos como medio de registro holográfico, buscando siempre hologramas con alta eficiencia, un proceso de registro reversible, la posibilidad de ampliar el rango espectral de fotosensibilidad y minimizar el tiempo de registro. Presentamos algunos materiales que están adquiriendo gran interés en el mundo de la holografía.

2.2.1. Polímeros de cristal líquido disperso (PDLC).

Están constituidos por una solución homogénea formada por una mezcla de moléculas de cristal líquido dispersas en una matriz polimérica de monómeros

fotosensitivos. Al ser sometidos a la exposición, ocurre una separación de fases: la difusión de los monómeros genera una rápida fotopolimerización en las regiones expuestas, mientras que las moléculas del cristal líquido se agrupan en las regiones no iluminadas. La variación de fases produce una variación en el índice de refracción, por lo que se genera un holograma de fase. Si el holograma es sometido a la acción de un campo eléctrico externo, las moléculas de cristal líquido se alinean nuevamente en la dirección del campo y desaparece la modulación de índice obtenida. Esta propiedad es empleada en la fabricación de redes de volumen de transmisión y fase conmutables [Sutherland 2000].

Con este material se han llegado a alcanzar eficiencias de difracción de 80% [Liu 2002]. Actualmente se emplean en el almacenamiento de datos mediante la fabricación de memorias holográficas en pantallas reflectantes [Munekazu 1998].

2.2.2. Azobenceno contenido en polielectrólitos (PAZO).

Actualmente, están siendo aceptados como material para el registro holográfico los materiales compuestos por moléculas de azobenceno contenidas en una matriz polimérica conocida como polielectrólitos (PAZO) [Wang 2000]. Estos materiales al ser expuestos con luz polarizada, dan lugar a una actividad de los ciclos de isomerización que producen una orientación de las moléculas de azobenceno en la dirección perpendicular al vector de campo eléctrico en las zonas expuestas. Esta orientación origina anisotropía, birrefringencia y dicroísmo

en la película, dando origen a redes holográficas de relieve superficial (SRG). La dirección del eje óptico inducido puede cambiarse si se cambia la polarización de la luz incidente (foto-orientación). Después de la exposición, la anisotropía se mantiene, no obstante puede ser borrada con luz no polarizada o con polarización circular y puede ser reutilizado nuevamente.[Goldenberg 2005]

Pueden llegar a obtenerse hologramas de relieve con eficiencias de difracción mayores que 40% [Wang 2000]. Las principales ventajas de este material son su no toxicidad, son solubles en agua, presentan estabilidad térmica y no necesitan revelado [Goldenberg 2008].

2.2.3. Polímeros disueltos en una matriz de gel de silicio (Sol gel).

Los materiales compuestos por matrices de gel de silicio conocidos como Sol-gel comienzan a emplearse en 1996 como material de registro holográfico [Cheben 1996], [Sukhanov 1997]. Posteriormente surgen los fotopolímeros disueltos en sol gel [Ramos 2004], [Calvo 2006]. Estos materiales combinan las propiedades de los fotopolímeros y del sol-gel, mediante la mezcla de moléculas orgánicas de baja estabilidad térmica en matrices inorgánicas, tienen como principal ventaja, que logran minimizar los efectos de encogimiento de los fotopolímeros (*shrinkage*), se obtienen eficiencias de difracción cercanas al 100% en redes de volumen y fase y modulaciones de índice próximas a $n_1 = 0.004$ [Calvo 2009], además son autorevelables, por lo que el holograma puede

obtenerse y estudiarse en tiempo real [Shelkovnikov 2005]. Actualmente se perfilan como materiales de creciente interés en el registro holográfico.

2.3. Gelatinas dicromatadas (DCG).

Las gelatinas dicromatadas o DCG ya eran conocidas el año 1830. En esa época, se combinaban las propiedades de disolución en agua de los coloides orgánicos (gelatina) y la solubilidad de los compuestos de cromo, para generar un material fotosensitivo que se empleaba en la elaboración de figuras de relieve utilizadas en la imprenta. Pero no fue hasta 1968 que se empleo la gelatina dicromatada como material de registro holográfico, siendo Shankoff [Shankoff 1968] y Lin [Lin 1969] los primeros en obtener hologramas en DCG. Ellos registraron hologramas de volumen con eficiencias de difracción entre 90 y 95%, muy cercanas a los valores teóricos.

A partir de 1970 y en los años siguientes las gelatinas dicromatadas han ido cobrando interés en el mundo de la holografía, hasta el punto en que hoy en día pueden ser consideradas como el mejor material de registro holográfico [Baldry 2004]. Esto se debe a que este material presenta una serie de ventajas tales como: capacidad de alcanzar eficiencias de difracción cercanas al 100% en redes de volumen, transmisión y fase, alta modulación de índice (valores cercanos al 0.08) [Chang 1979], [Stojanoff 2006], bajo ruido, alta resolución [Blanche 2004] y bajas pérdidas por absorción.

Aunque son muchas las ventajas de las DCG, también presentan algunas desventajas, como su baja sensibilidad, que se encuentra restringida a la región (UV-azul-verde) del espectro electromagnético, con incremento de la sensibilidad a longitudes de ondas cortas. Esto ha llevado a algunos investigadores a sensibilizar la gelatina para otras longitudes de onda empleando colorantes. Kurokawa [Kurokawa 1998] diseñó un método para sensibilizar las gelatinas al rojo empleando azul de metileno. Por otra parte Pantelic y Muric [Pantelic 2001] emplearon colorantes de xanteno para sensibilizar la gelatina a una parte de la región verde azul. En otros casos se emplean láseres de alta potencia para reducir los tiempos de exposición.

Otra desventaja importante es que este material es susceptible a la humedad ambiental. Esto es debido a que, una vez procesadas, las DCG presentan una degradación cronológica en ambientes muy húmedos. Esta degradación produce modificación del holograma registrado. La causa es debida a la naturaleza de la gelatina cuyos extremos polares (grupos de aminoácidos y grupos carboxilos) interaccionan con las moléculas de agua presentes dentro y fuera de la emulsión, debilitando los enlaces producidos durante la exposición. Por ello los hologramas registrados, una vez procesados precisan de sellado para preservar sus propiedades. Comúnmente se emplean vidrios para sellar la emulsión [Smid 2005], aunque actualmente se han desarrollado diversos métodos para inhibir los efectos de la humedad en hologramas de fase registrados en DCG, uno de estos métodos, desarrollado por V. Romero [Romero 2005], consiste en agregar una cantidad de glicerina en la última etapa de preparación de la placa de gelatina

dicromatada, de modo que el material actúe como plastificante, inhibiendo los efectos de la humedad ambiental en el holograma registrado.

Proceso de formación del holograma.

Al exponer una capa de gelatina que contiene una pequeña cantidad de dicromato de amonio $(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$, se produce una reacción fotoquímica que a través de una descomposición fotolítica reduce el cromo hexavalente Cr^{+6} a trivalente Cr^{+3} . Se forman enlaces localizados entre los grupos carboxilos de la matriz de gelatina y el ion Cr^{+3} , creando zonas endurecidas correspondientes a las zonas expuestas, haciéndose menos solubles en agua. En la figura 2.5 se muestra la estructura química de los enlaces formados en la gelatina dicromatadas después de la exposición.

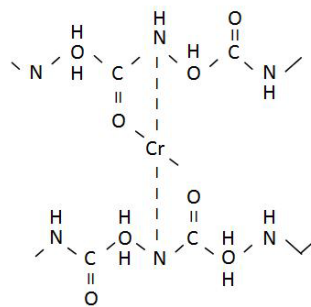


Figura 2.7: Estructura química de los enlaces formados en películas de DCG durante la exposición. [Samui 2008].

La explicación química de esta reacción es compleja y el mecanismo exacto de cómo se forman las zonas endurecidas o los enlaces aun no se ha entendido.

Una vez expuesta la placa se somete al procesado mediante baños de agua que retiran los compuestos de cromo que no han reaccionado. Estos baños también producen el hinchado y ablandamiento de la emulsión. Se generan entonces diferencias de índice de refracción entre las zonas expuestas y no expuestas dando lugar a la modulación de índice. Seguidamente se emplean, baños de alcohol isopropílico para deshidratar la gelatina y fijar las modulaciones obtenidas.

Muchos investigadores han analizado teórica y experimentalmente el mecanismo del registro y procesado de hologramas en DCG, tratando de explicar cómo es posible obtener modulaciones de índice de refracción y eficiencias de difracción tan altas. Curran and Shankoff [Curran 1970] sugirieron que las gelatinas dicromatadas formaban grietas en los límites de las franjas planas creadas durante la exposición, cuya profundidad aumentaba al aumentar la exposición. Estas grietas daban lugar a vacíos que se llenaban de aire, así se obtenía la modulación de índice. Ellos confirmaron esta teoría mediante experimentos en los que observaron que la eficiencia de difracción decaía cuando el holograma era sumergido en un líquido de igual índice de refracción que el de la emulsión. Esta explicación no fue enteramente aceptada, ya que tales grietas podrían causar inhomogeneidades en la emulsión produciendo altas pérdidas por difusión.

En 1972 Meyerhofer y Sjölander [Meyerhofer 1972] estudiaron el procesado de la emulsión, principalmente el de los baños con isopropanol, y propusieron una teoría alternativa, en la cual la modulación de índice es causada por una unión entre las moléculas de isopropanol y los átomos de cromo, en los sitios donde se han generado los enlaces durante la exposición. Esta teoría contradice las observaciones en las que los hologramas desaparecen cuando entran contacto con pequeñas cantidades de agua.

La teoría más aceptada fue la expuesta por Case y Alferness en 1976 [Case 1976]. Ellos sugirieron que en lugar de las grietas descritas por Shankoff, se originaban un gran número de huecos con dimensiones mucho más pequeñas que la longitud de onda empleada en el registro. Estos huecos se formaban en las regiones no endurecidas, es decir aquellas regiones no expuestas, esto generaría una ligera variación del índice de refracción a través de cada franja dando cuenta de la baja difusión que presenta el material. Este modelo permitió realizar cálculos de eficiencia de difracción y modulación de índice, que concordaban con las observaciones experimentales.

Más tarde, Chang y Leonard en 1979 [Chang 1979] propusieron que la formación del holograma en gelatinas dicromatadas tenía lugar en dos etapas: el reordenamiento de las cadenas de gelatinas, en la exposición y la creación de vacíos en el procesado.

Por otra parte Samoilovich *et al* [Samoilovich 1980] estudiaron como el procesado afecta a la obtención del holograma en una placa expuesta, mostrando

lo crítico que podía ser que los tiempos de deshidratación de la gelatina fuesen muy lentos. De sus experimentos, observaron que una vez que la gelatina se ha hinchado, si transcurre mucho tiempo antes de la deshidratación, la gelatina puede relajarse ya que el agua actúa como plastificante dentro de la emulsión y da lugar a una reorganización las moléculas de gelatina, formando una estructura más compacta, por lo que se desvanece el holograma registrado. Para controlar este efecto, es necesario someter la emulsión a baños de alcohol isopropílico.

El alcohol actúa como deshidratante de la gelatina tomando el lugar dejado por el agua, de modo que las moléculas de agua son removidas antes de que puedan actuar como plastificante en la emulsión. La deshidratación debe hacerse de manera gradual mediante concentraciones crecientes de alcohol isopropílico, de lo contrario se rompen los enlaces formados durante la exposición.

Si un holograma procesado no se ha endurecido lo suficiente o la temperatura de los baños es mayor que la recomendada, puede ocurrir un efecto en el cual la emulsión adquiere un aspecto lechoso. Este efecto puede ser eliminado incrementando el endurecimiento de la película antes del procesado. La película más endurecida es más transparente y tiene la apariencia de un cristal, éste es el comportamiento óptimo. Pero si la dureza del material es muy alta puede obtenerse una modulación de índice insuficiente resultando un holograma muy poco eficiente.

Métodos para la obtención de placas de DCG.

Hasta hace poco las placas de DCG no se encontraban disponibles comercialmente, por lo que se fabricaban en el laboratorio, mediante un método que consiste simplemente en depositar una capa de gelatina con dicromato de amonio ($(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$) en un sustrato preferiblemente de vidrio, con técnicas tales como: deposición por velocidad de giro o por inmersión (spin y dip coating) [Brandes 1969], recubrimiento con spray (casting) [McCauley 1973] y Doctor Blading [Sjölander 1981]. Estos métodos permiten mayor flexibilidad para fabricar películas con diferentes espesores y en diferentes sustratos.

Alternativamente, se ha utilizado otros métodos en los que se obtiene gelatina dicromatada a partir de haluros de plata. Uno de estos métodos consiste en eliminar los granos de haluro de una placa de haluro de plata y fijar la gelatina, posteriormente se impregna la placa en una solución que contiene dicromato.

Otro método conocido como SHSG (Gelatinas Sensibilizadas de Haluros de Plata) consiste en exponer una película fotográfica de haluro de plata, luego mediante revelado se reducen los iones de plata a plata metálica, posteriormente la película es blanqueada con una solución que contiene dicromato amónico y bromuro potásico, de modo que se produce un endurecimiento de las zonas expuestas, se forman enlaces entre la gelatina y el cromo y se produce bromuro de plata en las zonas expuestas. Luego se somete la película al fijado en el cual se remueven todos los granos de haluro de plata, incluyendo los de las zonas no expuestas y los creados en el blanqueo dejando solo gelatina, finalmente se emplea un deshidratado con alcoholes, en este proceso moléculas de alcohol

sustituyen a las de agua en los huecos dejados por los haluros de plata. Esta técnica fue introducida por Penington *et al* [Penington 1971] en 1971 y aun está siendo empleada por muchos investigadores en la actualidad, tales como: Man Kim [Kin 2001] que empleo esta técnica para estudiar a las placas tratadas con SHSG como medio para el registro de redes de transmisión para construir elementos ópticos holográficos (HOE). Collados *et al* [Collados (2006)] también utilizaron esta técnica en placas de haluros de plata Slavich PFG-01 para construir lentes holográficas.

Con esta técnica se obtienen hologramas de transmisión volumen y fase con eficiencias cercanas al 100%. Las desventajas del método SHSG radican en que no es posible alcanzar altas modulaciones, con lo cual el rango dinámico es muy limitado y también que presentan ruido y absorción considerables, debido a los huecos dejados por los granos de haluros de plata presentes en la emulsión.

Si bien hasta hace poco era necesario fabricar las placas de DCG en el laboratorio o emplear la técnica de SHSG, actualmente existe la disponibilidad en el mercado de placas comerciales fabricadas por la casa Slavich, etiquetadas como Slavich PFG-04 [Geola 2005]. Emplearemos estas placas comerciales para nuestro estudio, por lo que sus características serán analizadas en detalle en el capítulo 3.

Aplicaciones:

Son muchas las aplicaciones en DCG, en la actualidad son ampliamente empleadas para el registro de elementos ópticos holográficos, tales como:

divisores de haz [Kobolla 1992], interconectores ópticos [Schwider 1992], lentes holográficas [Tholl 1998], filtros holográficos (*holographic notch filters*) [Alexei 1999], axicones holográficos [Breikof 2000], redes de difracción empleadas en telecomunicaciones [Loukina 2004], espejos holográficos [Blanche (2004)], concentradores solares [Stojanoff 2006] y estructuras fotónicas [Ma 2006].

Como hemos visto durante el desarrollo de este capítulo, existen diversos materiales empleados en la actualidad como medio de registro holográfico.

Hemos elegido las gelatinas dicromatadas porque, aunque presentan algunas desventajas ya citadas, que pueden solventarse con una adecuada instalación experimental, son un material ideal para el registro de elementos ópticos holográficos de volumen y fase.

En este trabajo emplearemos gelatinas dicromatadas comerciales Slavich PFG-04, analizaremos y optimizaremos el registro y procesado de redes holográficas en dicho material y lo aplicaremos a la construcción de elementos ópticos holográficos de propósito específico.

Capítulo 3

Caracterización de placas de gelatina dicromatada Slavich PFG-04 como hologramas de transmisión, volumen y fase

En este trabajo empleamos placas holográficas fabricadas por la casa Slavich y etiquetadas como Slavich PFG-04 en las cuales registraremos redes holográficas de transmisión, volumen y fase.

Para registrar redes holográficas de alta eficiencia, es preciso caracterizar previamente las placas, dado que no se encuentra en la bibliografía ningún estudio sobre este material para el registro de hologramas de transmisión. Tan sólo aparecen algunos datos para el registro de hologramas de reflexión en las instrucciones del fabricante. [Geola 2005].

Estudiamos la respuesta del material a la exposición midiendo la eficiencia de difracción redes simples y multiplexadas y calculando la modulación del

índice de refracción obtenida. Analizaremos el rango dinámico que este material es capaz de alcanzar sin perder la condición de linealidad con la exposición.

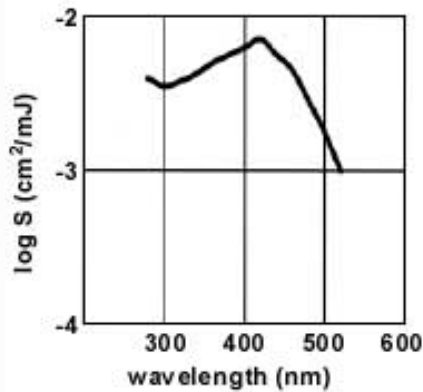
Se estudiarán las condiciones de registro, procesado y postprocesado, lo que nos permitirá elaborar un protocolo adecuado para obtener resultados reproducibles, que perduren en el tiempo y sin degradarse bajo efectos de las condiciones ambientales.

3.1. Características de las placas Slavich PFG-04.

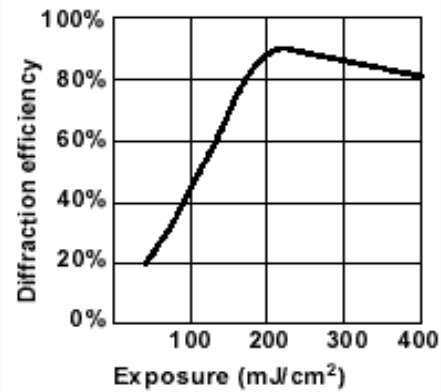
Bajo especificaciones del fabricante, este material posee las siguientes características:

- Material holográfico de gelatina dicromatada diseñado para el registro de hologramas de fase y de reflexión tipo Denisyuk empleando radiación láser continua.
- El pico de sensibilidad espectral se restringe a la zona de $\lambda = 488$ nm a 514 nm alcanzando su máxima eficiencia con 100 mJ/cm^2 en la región del espectro del azul y 250 mJ/cm^2 para el verde. En la figura 3.1(a) se muestra la sensibilidad espectral en función de la exposición proporcionada por el fabricante. [Geola 2005]
- Presenta estructura libre de grano y con alto poder resolutivo (>5000 líneas/mm), espesor entre 16 y 17 μm (proporcionado por el fabricante, aunque se medirá posteriormente).

- El material es capaz de alcanzar eficiencias de difracción mayores que el 75% para redes de reflexión, figura 3.1 (b).



(a) Sensibilidad espectral



(b) Eficiencia de difracción

Figura 3.1: Redes de reflexión:(a) Curva de sensibilidad espectral y (b) curva de eficiencia de difracción vs exposición para placas de gelatina dicromatada Slavich PFG-04 expuestas con una radiación laser en continuo de $\lambda = 514$ nm. Proporcionadas por el fabricante [Geola 2005].

Durante todo el estudio desarrollado en este trabajo empleamos placas de lotes diferentes, las cuales hemos catalogado tal y como se muestra en la tabla 3.1, con el fin de identificar condiciones de reproducibilidad e influencia del tiempo de almacenado de las placas.

Caja	N ^o de lote Geola	Fecha de caducidad
A	54	02/2007
B	56	12/2007
C	58	07/2008
D	60	05/2009
E	64	06/2010

Tabla 3.1: Placas empleadas en la caracterización y estudio de la emulsión Slavich PFG-04

3.2. Eficiencia de redes holográficas registradas en placas Slavich PFG-04.

3.2.1. Definición de la eficiencia difractiva.

El estudio del comportamiento de las redes holográficas de difracción se lleva a cabo mediante la medida de la eficiencia de difracción. Cuando se hace incidir una onda electromagnética en una red holográfica se observan los órdenes difractados en la propagación. La cantidad de energía de un determinado orden, dividido por el flujo incidente nos da la eficiencia de difracción de ese orden. Experimentalmente, al medir el flujo incidente y el flujo difractado, se observa que la energía incidente y la energía emergente, al atravesar la red, no son las mismas. Esto es debido a que parte de esta energía se pierde debido a efectos de difusión, reflexión y absorción del medio o material holográfico. Esto ocurre siempre que el índice de refracción del material holográfico no coincida con el índice de refracción del medio que le rodea.

En redes de volumen, transmisión y fase, sólo tendremos en la propagación el orden cero transmitido y el orden 1 difractado. Definimos entonces tres tipos de eficiencia para el primer orden de difracción: eficiencia relativa, absoluta y efectiva. La primera nos permitirá separar los efectos puramente difractivos, debido a cambios de índice de refracción en la emulsión, de los que sean debidos a la absorción y difusión en el material. La eficiencia relativa la relacionamos directamente con la definición proveniente de la teoría de Kogelnik (ecuación 1.53), experimentalmente la definimos como

$$\eta_{1r} = \frac{\Phi_1}{(\Phi_0 + \Phi_1)}, \quad (3.1)$$

donde Φ_1 se corresponde con el flujo difractado del primer orden y Φ_0 es el flujo transmitido en la dirección de incidencia (orden cero). Si estos flujos son medidos cuando se cumple la condición de Bragg tenemos la máxima eficiencia para el orden 1.

La eficiencia absoluta la definimos como el cociente entre el flujo máximo del primer orden difractado Φ_1 y el flujo incidente Φ_i . En esta eficiencia se ven reflejadas las pérdidas por absorción y difusión en el material, así como las pérdidas por absorción y reflexión en las caras de los vidrios empleados como sustrato y en el sellado de la emulsión.

$$\eta_{1a} = \frac{\Phi_1}{\Phi_i}. \quad (3.2)$$

La eficiencia efectiva no es más que la eficiencia absoluta con el flujo incidente Φ_i' corregido por las pérdidas por reflexión en ambas caras de los vidrios, empleando los coeficientes de Fresnel en transmisión, en la mayoría de las situaciones para polarización perpendicular al plano de incidencia¹:

$$\eta_{1e} = \frac{\Phi_1}{\Phi_i'}. \quad (3.3)$$

Si comparamos los valores obtenidos por las eficiencias relativa, absoluta y efectiva, podemos estimar la energía que se pierde por absorción en el vidrio y

¹ Las correcciones en el flujo incidente se detallan en el apéndice A.

por absorción y difusión en el material tras el procesado (se asumen las pérdidas de luz como absorción y se incluyen en ella las pérdidas por difusión aún cuando son dos fenómenos distintos).

3.2.2. Resultados experimentales.

Registramos redes de transmisión volumen y fase con dos haces divergentes, provenientes de un láser de NdYVO₄ doblado en frecuencia emitiendo en continuo con $\lambda = 532$ nm a 6.00 W de potencia y polarización perpendicular al plano de incidencia.

La longitud de onda del láser está fuera de la zona de sensibilidad espectral indicada por el fabricante, pero extrapolando la curva de la figura 3.1(a) se puede observar que dicha sensibilidad se debe mantener en valores aceptables para 532 nm.

En el montaje experimental se emplearon objetivos de microscopio de 20X como expansores, se efectuó el filtrado espacial con diafragmas de $\phi = 10$ μm y la placa se colocó a una distancia lo suficientemente alejada del filtro (76 cm) para garantizar la uniformidad de iluminación en la superficie a exponer ($S = 1,23$ cm^2). Los haces inciden en el centro de la zona a exponer con sus correspondientes vectores de onda formando un ángulo entre ellos de $2\theta = 22^\circ$ en aire. Este ángulo garantiza la condición de volumen de la red formada, con un periodo $\Lambda = 1,37$ μm correspondiente a una frecuencia espacial de 730

líneas/mm. Realizamos registros, con diferentes exposiciones en una misma placa en orden creciente, aumentando la exposición desde 140 mJ/cm^2 hasta 3500 mJ/cm^2 . Se consiguen redes de volumen uniformes en toda la placa. En la figura 3.2 se muestran imágenes tomadas con un microscopio en dos zonas diferentes, separadas 5mm, de una misma red.

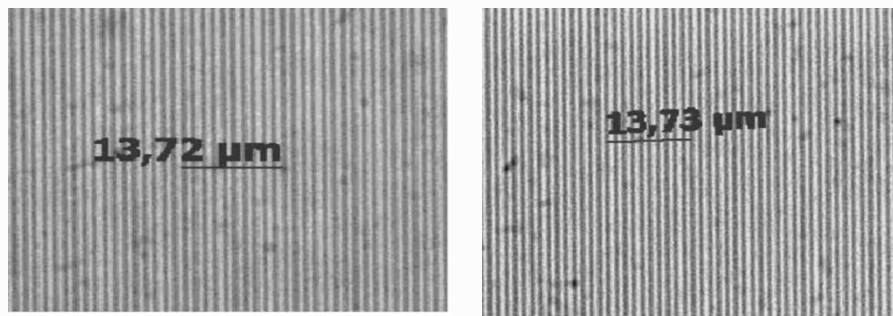


Figura 3.2: Vista microscópica de dos zonas de una misma red registrada en placas Slavich PFG-04.

Durante el registro, se emplea una lámina de vidrio BK7 de 1,5 mm de espesor con una película de PVC negra (lámina antihalo) para evitar las interferencias causadas por las reflexiones entre vidrio y aire o emulsión y aire. Esta lámina se une al sustrato de la emulsión mediante líquido de índice². A lo largo de los experimentos observamos que al aumentar el tiempo de exposición se producen efectos de calentamiento que afectan la estabilidad del sistema y por tanto la reproducibilidad de los resultados experimentales, por lo que sustituimos la lámina antihalo de vidrio con PVC otra, formada con una lámina de cobre

² La selección del líquido de índice empleado en este estudio para las placas Slavich PFG-04 se detalla en el apéndice B

ennegrecida de 5 mm de espesor, adherida mediante pegamento de índice Norland NOA61 a una lámina de vidrio BK7 de 1.5 mm de espesor, como se muestra en la figura 3.3. Con esta nueva lámina antihalo, obtenemos resultados más estables y reproducibles, ya que la misma disipa el calor generado en la exposición, aislando la emulsión del calentamiento.

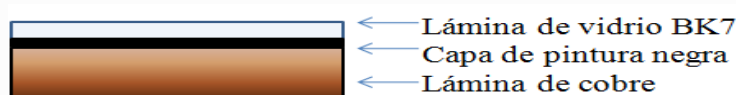


Figura 3.3: Composición de la lámina antihalo empleada en el registro.

En la figura 3.4 se muestra una comparación de las curvas de eficiencia relativa vs. exposición obtenidas empleando cada una de las láminas antihalo. Se observa como en la región de exposiciones mayores de 2000 mJ/ cm², en el caso de las redes expuestas con lámina antihalo de PVC, los puntos experimentales no siguen una tendencia clara, se muestran dispersos, desordenados e inestables a medida que aumenta la exposición, mientras que para las redes expuestas con antihalo de cobre se aprecia mayor estabilidad en los resultados experimentales, lo que nos permite ampliar el rango de exposición útil para nuestro estudio.

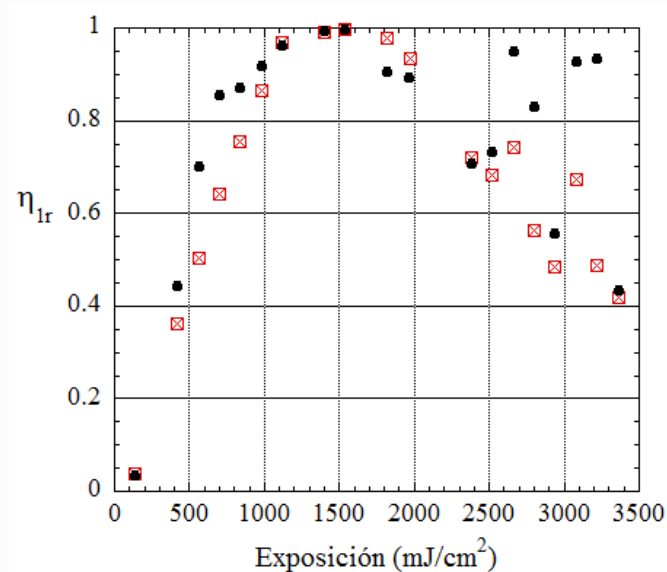


Figura 3.4: Eficiencias relativas para redes registradas con la lámina antihalo de cobre (●) y lámina antihalo de PVC (⊠)

Una vez realizado el registro, las placas son procesadas siguiendo las especificaciones del fabricante³

En la caracterización estudiamos diferentes geometrías de registro: con haces simétricos respecto a la normal (redes simétricas) ó con haces con inclinaciones distintas respecto a la normal (redes con inclinación ó asimétricas).

La figura 3.5 muestra las curvas obtenidas de los resultados experimentales de eficiencia de difracción relativa y efectiva para las geometrías de registro estudiadas: (a) con haces simétricos, (b) con haces incidiendo a 11° y 33° grados con respecto a la normal a la placa.

Las redes simétricas e inclinadas fueron registradas en placas de las cajas B y C correspondientes a los lotes 56 y 60 respectivamente (tabla 3.1).

³ El procesado de las placas Slavich PFG-04 se detalla en el Apéndice C

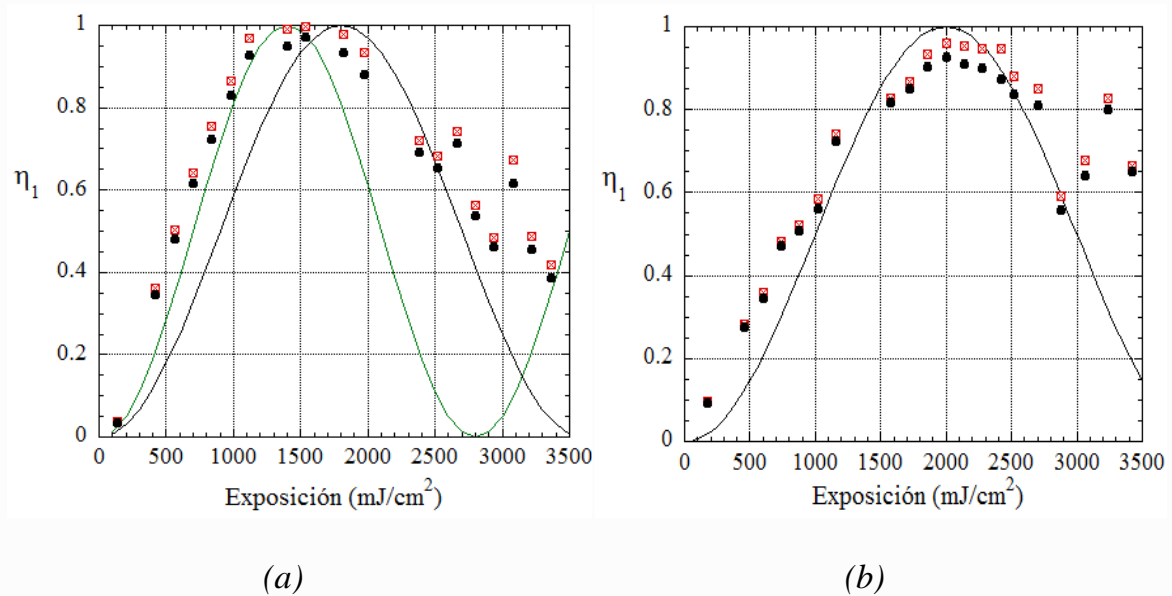


Figura 3.5: Eficiencias de difracción relativa (☒) y efectiva (●) en función de la exposición para placas Slavich PFG-04; a) Redes simétricas; b) redes inclinadas. La línea continua en ambos casos representa una estimación de la eficiencia relativa considerando una dependencia $\text{sen}^2(aE)$ como se explica en el texto.

La figura 3.5(a) muestra las eficiencias relativa y efectiva obtenidas para redes simétricas. Las eficiencias máximas relativas y efectivas obtenidas se corresponden con $\eta_{1r} = 0.99\%$ y $\eta_{1e} = 0.97\%$ para un valor de exposición alrededor de 1540 mJ/cm^2 . En la grafica se muestran dos posibles estimaciones para una dependencia $\text{sen}^2(aE)$ alrededor de los valores de exposición donde obtenemos máxima eficiencia. Si estimamos el máximo de la función $\text{sen}^2(aE)$ para la exposición $E = 1400 \text{ mJ/cm}^2$ obtenemos mayor ajuste para la zona de bajas exposiciones, mientras que si estimamos el máximo en el valor de exposición $E = 1800 \text{ mJ/cm}^2$ la curva teórica se acerca a los puntos de la zona de altas exposiciones alejándose de los puntos de exposiciones menores.

En el caso de las redes asimétricas o inclinadas (figura 3.5 *b*) obtenemos la máxima eficiencia relativa y efectiva $\eta_{1r} = 0.96$ y $\eta_{1e} = 0.94$ para el valor de exposición de 2000 mJ/cm^2 . Una vez alcanzados los valores de máxima eficiencia en cada caso (*a*) y (*b*), al aumentar la exposición la eficiencia va disminuyendo, como ha de esperarse si el rango dinámico del material no se satura. Las pérdidas totales se estiman en 13%, de las cuales 8% es atribuido a las pérdidas por reflexión de las láminas de los vidrios empleados como sustrato y sellado de la emulsión, mientras 5% es atribuido a la absorción del vidrio y absorción y/o difusión en la emulsión.

Es evidente que existe una diferencia en la relación entre eficiencia y exposición entre las redes de las figuras 3.5 (*a*) y (*b*), ya que los valores de exposición en los que se alcanza máxima eficiencia de difracción no son iguales. Hemos comprobado que este efecto no es atribuible a la diferencia en la geometría de registro. Por ello, atribuimos las diferencias de cada caracterización a variaciones en la sensibilidad de la gelatina de cada lote de fabricación de las placas. Por ello es necesario caracterizar cada lote, antes de realizar cualquier tipo de trabajo.

A partir de los máximos de eficiencia, la tendencia de las curvas en cada caso (*a*) y (*b*), se aleja de la dependencia $\text{sen}^2(aE)$. Esto podría llevarnos a deducir que el comportamiento del material no es lineal con la exposición. Sin embargo, también vemos que no se aprecian efectos de saturación al aumentar la exposición. En este sentido, no tenemos certeza de que en la zona de

exposiciones mayores que 2000 mJ/cm^2 aparezcan efectos no lineales propios del material, o que existan perturbaciones debidas a inestabilidades térmicas y mecánicas generadas durante la exposición.

Para establecer hasta donde es posible obtener un rango dinámico lineal con esta emulsión, sería necesario ampliar el rango de exposiciones y evitar, de algún modo, las inestabilidades térmicas y mecánicas. En el apartado 3.6 proponemos un método alternativo para determinar la zona de linealidad de la modulación de índice.

3.3. Medida del espesor y del índice de refracción medio del material holográfico.

Para determinar la dependencia de la modulación de índice alcanzada con la exposición, debemos conocer el espesor y el índice de refracción medio de la emulsión antes y después del registro y procesado. Para medir el índice de refracción y el espesor, empleamos:

- (1) Medida directa: con un perfilómetro (Dektak ST Surface Profiler) y un refractómetro de Abbe.
- (2) Medida Indirecta: Empleando el método de guía de ondas de luz en películas delgadas (Metricon prism coupler).

En este estudio, se emplean placas de distintos lotes expuestas a diferentes condiciones ambientales y de procesado. Las características de las muestras utilizadas se resumen en la siguiente tabla:

<i>Muestra</i>	<i>Caja</i>	<i>Procesado</i>
(1)	D	Sin procesar, a temperatura ambiente ($T \cong 18^\circ \text{C}$) durante 24 horas.
(2)	D	Con red simétrica expuesta a 2000 mJ/cm^2 medida justo después del procesado.
(3)	D	Sin procesar recién sacada del frigorífico antes de la medida (temperatura de almacenaje $T=3^\circ\text{C}$)
(4)	D	Expuesta uniformemente a 2000 mJ/cm^2 y medida justo después del procesado.
(5)	A	Sin exponer y procesada 24 meses antes.

Tabla 3.2: Muestras empleadas para medir el espesor e índice de refracción en placas Slavich PFG-04

3.3.1. Medida de espesor con el perfilómetro (Dektak ST Surface Profiler).

La medida con el perfilómetro (Dektak ST Surface Profiler) se hace de forma directa. El sistema posee un brazo mecánico que tiene una aguja con punta de diamante, la cual recorre la superficie de la muestra en estudio.

Una parte de la muestra es rascada, removiendo la emulsión hasta llegar al sustrato. La aguja recorre ambas zonas (zona con emulsión y sin emulsión) por lo que se registra la diferencia de nivel entre estas zonas.

La zona de la muestra que posee emulsión será registrada como la referencia a partir de la cual se medirá la profundidad del valle que se forma cuando la aguja pasa por la zona sin emulsión. La distancia entre la línea de referencia y la profundidad del valle nos dará el valor de espesor de la muestra.

Con este método medimos en varias zonas de las de muestras: (1) y (2) con un total de 9 medidas por muestra. En la figura 3.6 se presentan las curvas de dos perfiles proporcionados por el sistema de medida, correspondientes a una medida de cada una de las muestras estudiadas, donde el espesor está representado en el eje vertical y es medido en kilo Angstroms ($k\text{\AA}$). En la medida se desprecian las alturas del eje vertical positivas ya que representan zonas alrededor de las fronteras entre emulsión y sustrato que contienen las rebabas de emulsión en los bordes de la zona rascada.

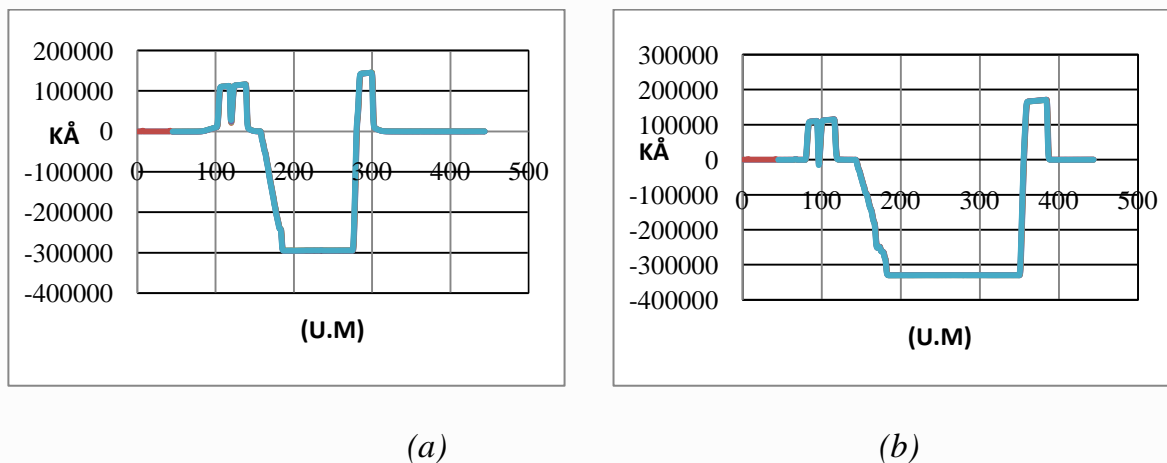


Figura 3.6: Perfiles de la medida de espesor empleando el perfilómetro (Dektak ST Surface Profiler), a) medida en muestra sin procesar; b) medida en muestra procesada y con red.

3.3.2. Medida del índice de refracción con el refractómetro de Abbe.

El sistema de medida del refractómetro de Abbe está basado en el principio del ángulo límite. La escala está graduada directamente en índices de refracción para las líneas D y a 20 C°. En el modelo usado se emplea luz blanca. Podemos medir el índice de refracción de sólidos y líquidos con una precisión del orden de $\pm 2 \times 10^{-4}$. Para medir en líquidos, se mantiene una capa fina del líquido que se mide entre la hipotenusa de un prisma de refracción y un prisma auxiliar, cuya hipotenusa está finamente esmerilada. Se ilumina el prisma auxiliar y la luz que se difunde en la superficie esmerilada choca en ángulos diversos sobre el límite entre el líquido y el prisma principal. Esta luz entra en el prisma de refracción en ángulos que varían hasta el ángulo límite. Al observar por el ocular la luz que emerge del prisma de refracción, se ve un campo dividido, en el que se distingue una zona oscura y una zona iluminada con una línea divisoria neta entre las dos porciones.

El uso de luz blanca, produce una franja coloreada en vez de un límite oscuro-brillante entre las dos partes del campo. Es posible compensar la dispersión relativa del prisma de refracción y de la muestra, de forma que se observe una línea divisoria neta e incolora entre las porciones oscura e iluminada del campo visual. La lectura en la escala principal da directamente el valor n_D y el valor del número de Abbe. La medida de muestras sólidas se lleva a cabo quitando el prisma auxiliar y colocando la muestra contra el prisma de refracción, con un líquido de contacto.

Con este sistema no podemos medir el índice de refracción de la zona con red de la muestra, ya que al iluminar esta zona, la luz es difractada por la red. Además el índice de refracción no es constante, sino que varía sinusoidalmente, por lo que sólo medimos el índice en diferentes zonas sin red de la muestra (5). También medimos el índice de refracción del sustrato en una placa limpia sin emulsión.

3.2.3. Medida del índice de refracción y el espesor con el método de guía de ondas de luz en películas delgadas (Metricon Prism Coupler Model 2010/M).

Para determinar el índice de refracción y el espesor se coloca la muestra en contacto con la base de un prisma, empleando un sistema de acoplamiento neumático, creándose una pequeña banda de aire entre la película y el prisma. Un haz de luz monocromática (en este caso de un laser de HeNe, $\lambda = 633 \text{ nm}$) incide en la base del prisma a un ángulo tal que toda la luz es reflejada desde la base del prisma hacia el fotodetector (figura 3.7(a)). Para ciertos valores discretos del ángulo de incidencia (Θ) denominados ángulos modo, los fotones pueden atravesar el túnel creado por la banda de aire en la película y entrar en un modo de propagación de luz guiada [Tien 1971]. Este efecto se verá registrado por una fuerte disminución en la intensidad de la luz que llega al detector (figura 3.7(b)).

Para una primera aproximación la posición angular del primer modo determina el índice de refracción de la película, mientras que la diferencia angular entre los siguientes modos determina el espesor. Por ello el índice de

refracción y el espesor son calculados independientemente. Si existen capas superpuestas de diferente índice de refracción, el sistema puede detectar también el espesor de cada capa, que se verá reflejado en una variación de los modos angulares. En la figura 3.7 se muestra un esquema del sistema empleado, las medidas se llevan a cabo empleando una mesa rotatoria, la cual varía el ángulo incidente y localiza cada uno de los modos de propagación de la luz en la película, el cálculo para hallar el índice y el espesor se hace a partir de los dos primeros modos hallados. [Ulrich 1973] y [Metricom 2000].

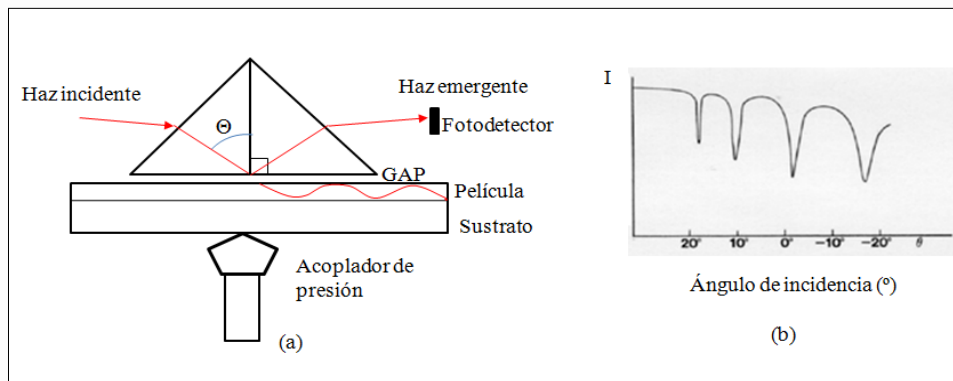


Figura 3.7: (a) Esquema del funcionamiento del metricon;(b) Intensidad de la luz reflejada vs. El ángulo de incidencia (θ).

En la figura 3.8(a) se muestra la curva de los modos obtenidos cuando el láser incide en la película de gelatina de una placa sin procesar; se aprecian dos modos diferentes de luz guiada, los correspondientes a la emulsión y el sustrato; mientras en la figura 3.8(b) se muestran los modos obtenidos en una placa expuesta y recién procesada; se aprecian tres modos diferentes de luz guiada lo que nos lleva a deducir que la gelatina está fijada al sustrato con algún tipo de

pegamento cuyo índice es casi igual al de la emulsión sin procesar, por lo que el sistema de medida no lo puede detectar en una muestra sin procesar, mientras que una vez procesada la emulsión este pegamento cambia de índice de refracción haciéndose evidente en la zona (b) de la curva. Para ésta película de pegamento, estimamos valores de espesor $d_p = 4.060 \mu\text{m}$ e índice de refracción $n_p = 1.450$

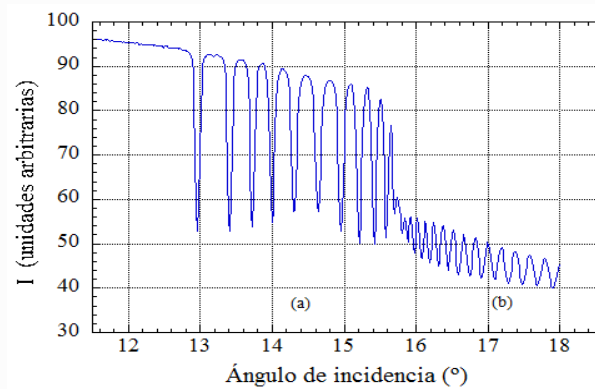


Figura 3.8(a): Modos angulares de luz guiada para una muestra de gelatina dicromatada (placas Slavich PFG-04) sin procesar, las zonas señaladas se corresponden: (a) gelatina; (b) sustrato.

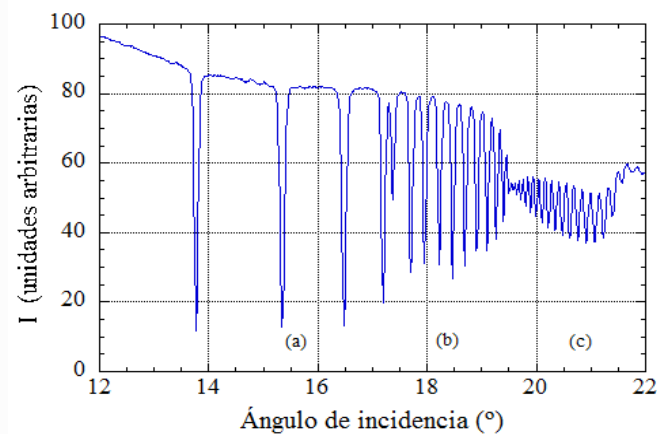


Figura 3.8 (b): Modos de luz guiada para una muestra de gelatina dicromatada (placas Slavich PFG-04) procesada, las zonas señaladas se corresponden: (a) gelatina; (b) pegamento, (c) sustrato.

El sustrato empleado en las placas Slavich PFG-04 tiene un índice de refracción $n_s = 1.5173$ y un espesor $d_s = 2,5$ mm. El promedio de las medidas de espesor e índice de la emulsión n_e y d_e para cada sistema de medida se muestra en la tablas (3.3) y (3.4), teniendo en cuenta que el espesor de la emulsión en la muestra (4) medido con el sistema (Metricom Prism Coupler) nos dá un valor $d = 27.398$ μm al que hemos sumado la contribución de la capa de pegamento. Las medidas realizadas con el perfilómetro (Dektak ST Surface Profiler) no dan cuenta de la diferencia de espesor entre la emulsión y el pegamento, ya que en el proceso de medida no es posible separar estos efectos.

<i>Muestra</i>	<i>Sistema de medida</i>	d_e (μm)
(1)	Perfilómetro (Dektak ST Surface Profiler)	30.27 \pm 0.01
(2)	Perfilómetro (Dektak ST Surface Profiler)	31.67 \pm 0.01
(3)	Metricon Prism Coupler Model 2010/M	30.449 \pm 0.001
(4)	Metricon Prism Coupler Model 2010/M	31.458 \pm 0.001

Tabla 3.3: Espesor (d_e) medido en diversas muestras de placas Slavich PFG-04.

<i>Muestra</i>	<i>Sistema de medida</i>	n_e
(3)	Metricon Prism Coupler Model 2010/M	1.544 \pm 0.001
(4)	Metricon Prism Coupler Model 2010/M	1.543 \pm 0.001
(5)	Refractometro de Abbe	1.5219 \pm 0.0002

Tabla 3.4: Índice de refracción (n_e) medido en diversas muestras de placas Slavich PFG-04

Si comparamos el índice de refracción n_e en muestras procesadas y sin procesar observamos que varía en la tercera cifra decimal, con tendencia a disminuir una vez procesada la emulsión.

Observamos una diferencia de aumento del espesor aproximadamente $1\ \mu\text{m}$ en las muestras procesadas respecto a las muestras sin procesar. Esta diferencia se aprecia en las medidas tomadas con ambos métodos (perfilómetro) y sistema (Metricom Prism Coupler) y podría deberse a engrosamiento que sufre la emulsión después del procesado o bien engrosamiento por absorción de humedad, dado que para realizar las medidas no podemos sellar la emulsión. La medida de espesor difiere de los datos suministrados por el fabricante, el cual indica que la emulsión tiene un espesor entre 16 y $17\ \mu\text{m}$.

3.4. Medida de la eficiencia en función del ángulo de incidencia (selectividad angular).

En la sección (3.2) estudiamos la relación funcional de la eficiencia de difracción con la exposición, para el material de estudio. Para la red de máxima eficiencia analizaremos el efecto de incidir con luz fuera de condición de Bragg. Si el espesor, el índice de refracción o ambos varían, cambiarán también las condiciones de reconstrucción respecto a las de registro, pues la condición de Bragg no se satisface para la misma dirección de modo que existirá una variación en el ángulo de Bragg. Este efecto puede ser notable en redes inclinadas. Para realizar estos estudios empleamos las curvas de selectividad angular, las cuales

no sólo nos permitirán estimar valores de espesor, ángulo de incidencia y modulación de índice en la emulsión, sino también estimar las pérdidas de energía por absorción y/o difusión al atravesar las fronteras de cambio de índice (aire-vidrio-emulsión-vidrio-aire).

Para hallar las curvas de selectividad angular, medimos la luz transmitida del orden 0 en función del ángulo de incidencia en las redes de la sección anterior. La reconstrucción se hace incidiendo sobre la red con un haz puntual de un láser de igual longitud de onda que el empleado en el registro ($\lambda = 532 \text{ nm}$) con polarización perpendicular al plano de incidencia. La placa es girada mediante un sistema automático formado por un motor paso a paso y se mide la intensidad con un detector, un conversor analógico-digital y un PC, de manera que podemos medir el flujo transmitido correspondiente a cada ángulo girado tal y como se muestra en la figura 3.9.

Definimos la eficiencia absoluta del orden cero como el cociente entre el flujo transmitido Φ_0 por la red y el flujo incidente Φ_i

$$\eta_{0a} = \frac{\Phi_0}{\Phi_i} \quad (3.4)$$

Igual que en la definición de la eficiencia absoluta del primer orden de difracción, en esta expresión se ven reflejadas las pérdidas por absorción y difusión en el material, así como las pérdidas por reflexión y absorción en las láminas de los vidrios empleados como sustrato y sellado de la emulsión.

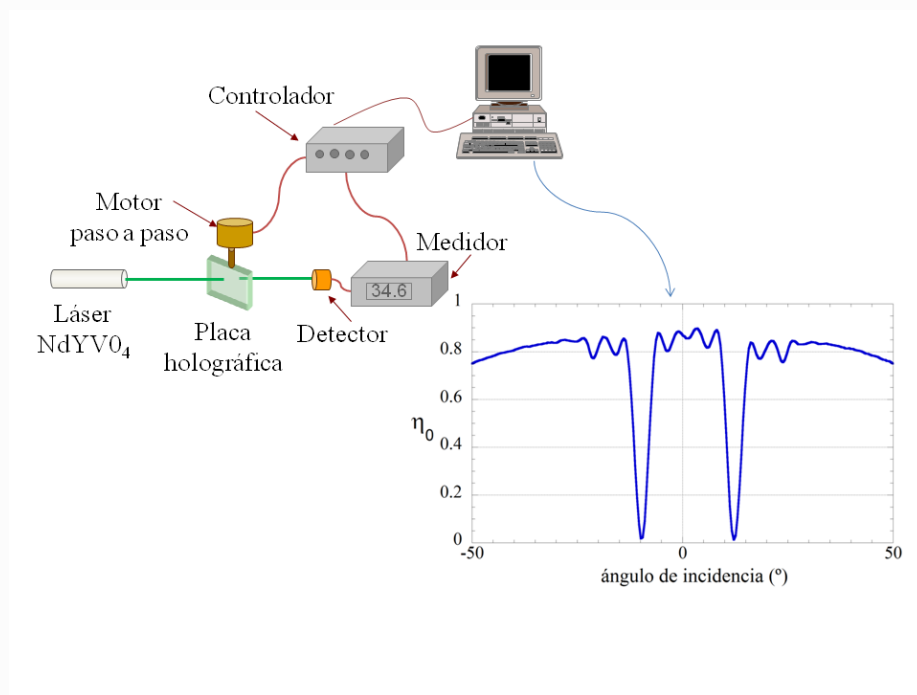


Figura 3.9: Esquema del sistema de medida empleado para determinar la eficiencia del orden cero en función del ángulo de incidencia de las redes holográficas registradas en Slavich-PFGO4.

En redes holográficas de volumen que operan en régimen de Bragg, sólo existe un orden difractado en la reconstrucción, el resto de la energía se transmite (orden cero) [Kogelnik 1969], es decir la energía se reparte entre estos dos órdenes (en ausencia de pérdidas por reflexión, absorción y difusión), como vimos en el capítulo 1. Por tanto, en condición de Bragg, la eficiencia del orden cero transmitido será mínima.

Experimentalmente, para medir la eficiencia del orden 1 en función del ángulo de incidencia (selectividad angular de la red) es necesario disponer un sistema que permita trasladar el detector siguiendo el haz del orden 1 difractado, ya que éste gira a medida que variamos el ángulo de incidencia, mientras que el

haz transmitido de orden 0 permanece fijo. Por ello, medimos el haz transmitido de orden cero y calculamos la eficiencia efectiva del orden 1 (η_{1e}) en función del ángulo de incidencia a partir de las curvas de η_{0a} . Para ello medimos la eficiencia absoluta de orden cero (η_{0a}), la corregimos de las pérdidas por reflexión en las caras de los vidrios, empleando los coeficientes de transmisión de Fresnel correspondientes a cada ángulo de incidencia y de este modo obtenemos la eficiencia efectiva de orden cero (η_{0e}), (en esta eficiencia sólo se corrigen las pérdidas por reflexión, no se corrigen las pérdidas por absorción en las láminas de los vidrios, ni las pérdidas por absorción y/o difusión en la emulsión). El proceso se muestra en la figura 3.10.

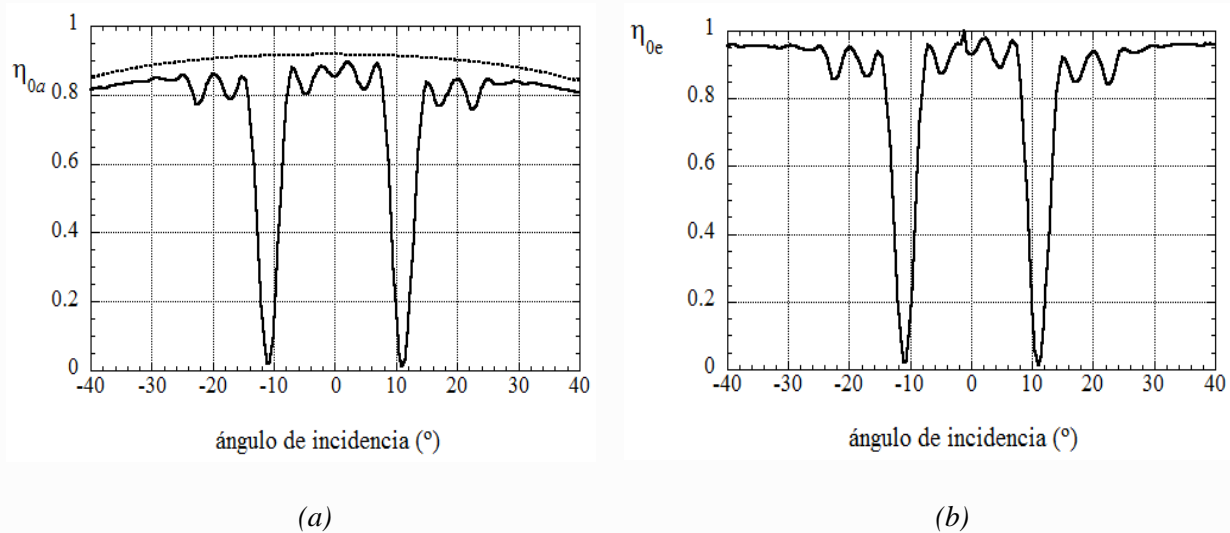


Figura 3.10: (a) curva de transmitancia de los vidrios de sellado y sustrato de la emulsión, para cada ángulo de incidencia, hallada mediante el cálculo de los coeficientes de Fresnel (---) y la curva de la eficiencia absoluta de orden cero en función del ángulo de incidencia para una red altamente eficiente (—); (b) muestra la eficiencia efectiva de difracción de orden cero en la red eficiente, hallada a partir de las curvas representadas en (a).

Para determinar las pérdidas por absorción y difusión de la emulsión multiplicamos la curva de eficiencia absoluta del orden cero por la curva de transmitancia η_{0v} de los dos vidrios que soportan la emulsión (vidrio de sellado y sustrato) unidos mediante líquido de índice, de la misma forma que medimos η_{0a} . En la figura 3.11 se muestra la curva de η_{0v} medida para $\lambda = 532$ nm. Las irregularidades alrededor de la incidencia normal se deben a las interferencias de la luz reflejada en ambas caras de los vidrios por la alta coherencia del haz laser empleado.

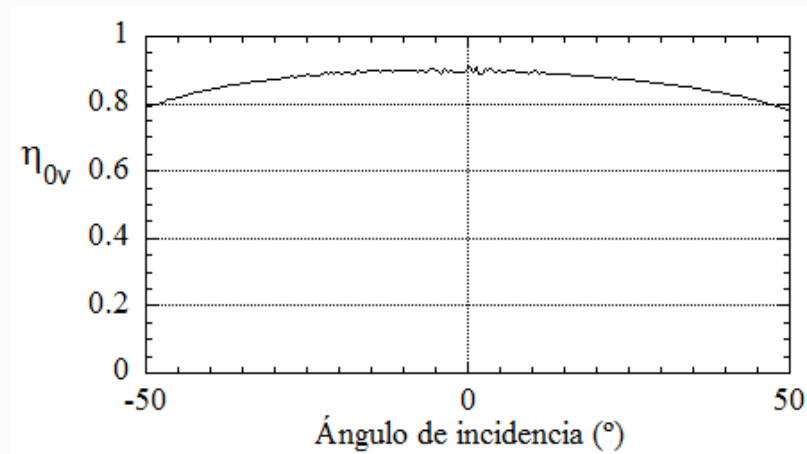


Figura 3.11: Curva de transmitancia de los vidrios: sustrato de las placas Slavich PFG-04 y sellado.

Dividiendo los valores de ambas curvas $\eta_{0e} = \eta_{0a} / \eta_{0v}$, obtenemos la eficiencia efectiva de orden cero de la red corregida de pérdidas por reflexión y absorción del vidrio. La eficiencia del primer orden η_{1e} para cada ángulo de incidencia vendrá dada por la relación:

$$\eta_{1e} = 1 - \frac{\eta_{0a}}{\eta_{0v}} - \alpha \quad (3.5)$$

donde α representa las pérdidas por absorción y difusión en la emulsión, esta eficiencia es equivalente a la eficiencia efectiva definida en la ecuación (3.3) pero considerando las pérdidas por absorción en el vidrio además de las pérdidas por reflexión.

En la figura 3.12 se muestran las curvas de eficiencia del orden cero normalizadas con las curvas de los vidrios (η_{0a} / η_{0v}) para redes con máximos de eficiencia cercanos al 100% correspondiente a las redes: (a) simétricas y (c) inclinadas, y las curvas de eficiencia efectiva del orden 1 (b) y (d) obtenidas a partir de éstas.

En el caso de la red simétrica tenemos una eficiencia ($\eta_{1e} \cong 98.5\%$) para una exposición $E = 1540 \text{ mJ/cm}^2$ mientras que para la red inclinada tenemos una eficiencia ($\eta_{1e} \cong 95\%$) para $E = 2000 \text{ mJ/cm}^2$ con pérdidas totales de 5% de las cuales el 3% es atribuido a la absorción en las láminas de los vidrios y aproximadamente 2% es atribuido a las pérdidas por absorción y difusión en la emulsión.

La selectividad angular la hallamos a partir de las curvas (b) y (d) mediante la anchura a mitad de altura de cada máximo de eficiencia del orden 1, siendo ésta 4° .

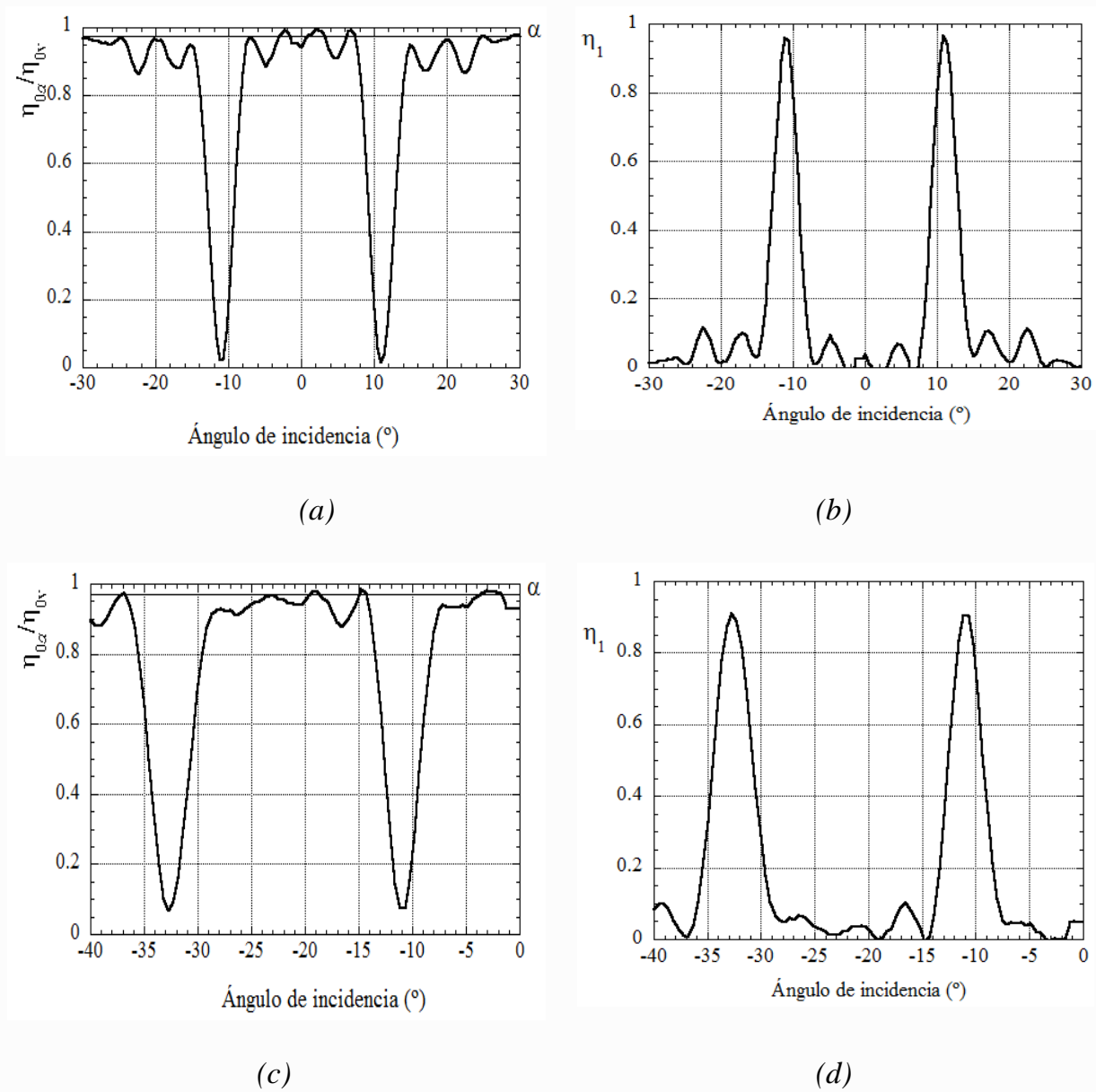


Figura 3.12: Curvas de eficiencias de orden cero en función del ángulo de incidencia para las redes: a) simétrica y c) registrada con ángulos de 11° y 33° respecto a la normal a la placa holográfica, y sus correspondientes curvas de eficiencia de orden 1 calculadas a partir de las curvas de eficiencia del orden 0 (b) y d).

Empleando la ecuación (1.53) de la teoría de Kogelnik definida en el capítulo 1, realizamos un ajuste teórico a los datos experimentales obtenidos en esta sección, para determinar el espesor y modulación de índice. En la figura 3.13 se muestra el ajuste correspondiente a la curva de la figura 3.12 (c), normalizada con los coeficientes de Fresnel.

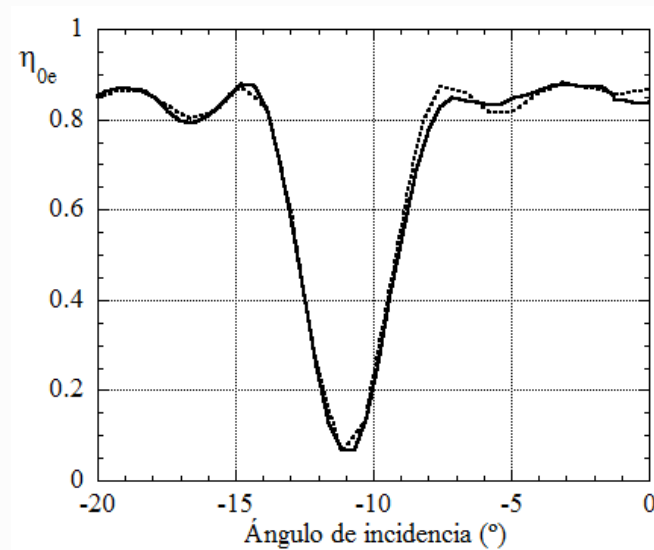


Figura 3.13: Ajuste teórico de las curvas de eficiencia del orden cero frente al ángulo de incidencia experimentales de la red inclinada: la línea continua representa el ajuste; y la línea punteada los datos experimentales.

Para la red asimétrica se obtiene un buen ajuste para valores de modulación de índice de refracción 0.00746 y espesor $d= 30 \mu\text{m}$. Los valores de espesor hallados están en concordancia con resultados obtenidos experimentalmente en la sección anterior. Dado que los mínimos coinciden con las direcciones de las ondas de construcción no se observa encogimiento de la emulsión.

3.5. Dependencia lineal de la modulación de índice con la exposición.

Conocidos el espesor de la emulsión después del procesado, para determinar la dependencia de la modulación de índice y la exposición, partimos nuevamente de las expresiones de Kogelnik aplicadas a la eficiencia relativa en redes de volumen, transmisión y fase de la figura 3.5 y hallamos para cada red la modulación de índice alcanzada n_1 , asumiendo que el espesor de la emulsión es de $30\ \mu\text{m}$. Representamos la modulación de índice en función de la exposición y determinamos el rango dinámico del material. En la figura 3.14 se muestran las graficas correspondientes a las redes simétricas e inclinadas empleadas en este estudio.

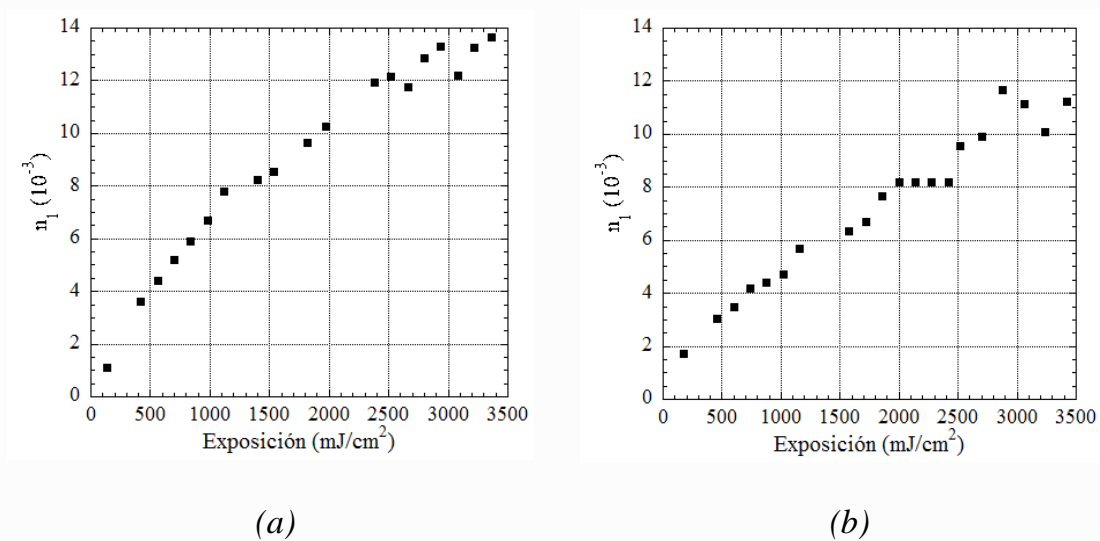


Figura 3.14: Dependencia de la modulación de índice en función de la exposición para a) redes simétricas y b) redes inclinadas.

En la grafica de la figura 3.14 (a) se observa un comportamiento lineal para los primeros puntos hasta una exposición $E = 1540 \text{ mJ/cm}^2$ lo que se corresponde con la máxima eficiencia alcanzada $\eta_{1r\text{max}} = 0.99\%$. Para este valor se obtiene una modulación de índice $n_1 = 0.00854$. A partir de este punto la curva puede asemejarse a una línea recta pero con otra pendiente, por lo que no podemos asegurar un comportamiento lineal en esta zona. Aun así obtenemos una modulación máxima cuando $E = 3360 \text{ mJ/cm}^2$ de $n_1 = 0.01366$, este valor se corresponde con una eficiencia de difracción relativa $\eta_{1r} = 41.8\%$.

En el caso de la curva de la figura 3.14 (b) el comportamiento lineal es más evidente. La máxima eficiencia de difracción $\eta_{1r\text{max}} = 0.96\%$ se obtiene para una modulación de índice $n_1 = 0.00821$ con una exposición $E = 2000 \text{ mJ/cm}^2$. La máxima modulación que obtenemos para este caso es $n_1 = 0.01122$ con una eficiencia relativa $\eta_{1r} = 65.5\%$ cuando $E = 3420 \text{ mJ/cm}^2$.

Como se ve en los resultados aunque obtenemos más estabilidad empleando una lámina antihalo de cobre, ésta sólo nos permite ampliar un poco más el rango de exposiciones. Para tiempos mayores a 30 s la estabilidad del sistema se ve comprometida y sólo podemos alcanzar modulaciones de índice hasta $n_1 = 0,01122$ y $n_1 = 0,01366$ (correspondientes a los máximos valores de exposición alcanzados en las figuras 3.12(a) y 3.12(b)), aunque por la tendencia de las graficas se puede deducir que el rango dinámico se extiende a modulaciones de índice superiores.

Para determinar el límite del rango dinámico lineal que se puede alcanzar en estas emulsiones, sin que se produzcan los efectos de calentamiento, nos planteamos el registro de redes independientes multiplexadas angularmente como metodología alternativa.

3.6. Multiplexado de redes de transmisión volumen, y fase.

Consideramos que el medio de registro es expuesto con una figura interferencial de contraste unidad cuya exposición está definida por la ecuación

$$E(\mathbf{r}) = E_1 + E_1 \cos[\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi], \quad (3.6)$$

donde E_1 es la intensidad de exposición debida a las ondas objeto y referencia, \mathbf{K} es el vector de la red definido en el capítulo 1 y φ la constante de fase.

Si además consideramos que el índice de refracción varía linealmente con la exposición, podemos expresar ésta variación mediante la ecuación

$$\Delta n(\mathbf{r}) = n_1 + n_1 \cos[\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi], \quad (3.7)$$

donde n_1 corresponde la amplitud de la modulación de índice debido a la exposición E_1 .

Cuando se registran N redes consecutivamente en una misma placa, cada, red tendrá una modulación del índice de refracción que variará linealmente con la exposición y el índice del medio podrá escribirse como la suma de las contribuciones correspondientes a cada red:

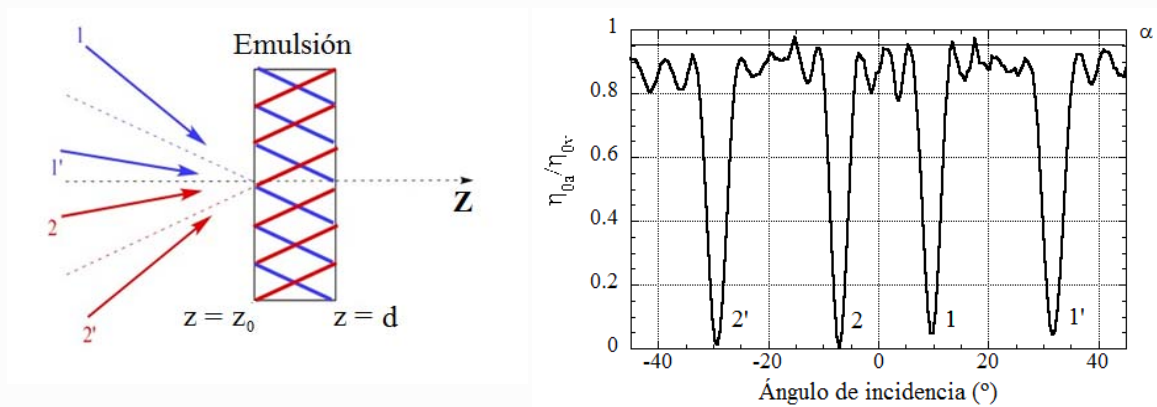
$$\Delta n(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{j=N} n_{1j} + \sum_{j=1}^{j=N} n_{1j} \cos[\mathbf{K}_j \cdot \mathbf{r} + \varphi_j]. \quad (3.8)$$

Si suponemos que no existe correlación entre las fases ni entre las frecuencias espaciales, de manera que la variación del índice de refracción para cada red n_{1j} es lineal con la exposición, mientras la modulación pico a pico total no alcance el máximo valor $2n_{1m}$, y si asumimos la misma exposición para cada red ($n_{1j} = n_1$), se satisface la condición [Collados 2004]:

$$\Delta n = Nn_1 + n_1 = (N + 1)n_1 \leq 2n_{1m} \quad (3.9)$$

Si se registran N redes multiplexadas e independientes con una exposición adecuada, podremos obtener redes con eficiencias relativas cercanas al 100%. El rango dinámico estará relacionado con la cantidad máxima N de redes con eficiencias cercanas al 100% que se pueden registrar en una misma placa.

Para determinar el rango dinámico lineal de la emulsión primero registramos dos redes de transmisión independientes en la misma placa. Cada red se registra con un ángulo entre haces $2\theta = 22^\circ$ en aire y simétricas una respecto a la otra y con exposición $E = 2140 \text{ mJ/cm}^2$ cada una. En la figura 3.15(a) se muestra la geometría de registro empleada.



(a)

(b)

Figura 3.15:(a) Registro secuencial de dos redes de transmisión multiplexadas e independientes; en la construcción se muestran los haces para la primera red (1,1') y para la segunda red (2,2') ;(b) eficiencia efectiva del orden cero en función del ángulo de incidencia para las dos redes de transmisión multiplexadas.

En la figura 3.15(b) se muestra la eficiencia efectiva del orden cero medida en función del ángulo de incidencia para las dos redes multiplexadas en una misma placa. Obtenemos eficiencias efectivas de orden 1, $\eta_{1e} = 95.0\%$ para cada red, de manera que aplicando la ecuación (3.9) con la modulación de índice obtenida para una red $n_1 = 0.00821$ y un espesor $d = 30\mu\text{m}$, obtenemos una modulación pico a pico máxima $\Delta n = 0.0246$ manteniéndose en una relación entre n_1 y E cercana a la lineal. Como demuestra el hecho de que ambas redes tienen eficiencias cercanas al 100%

A continuación procedemos a multiplexar tres redes independientes, con el mismo ángulo entre haces. La figura 3.16(a) muestra la geometría de registro empleada para multiplexar estas redes de transmisión.

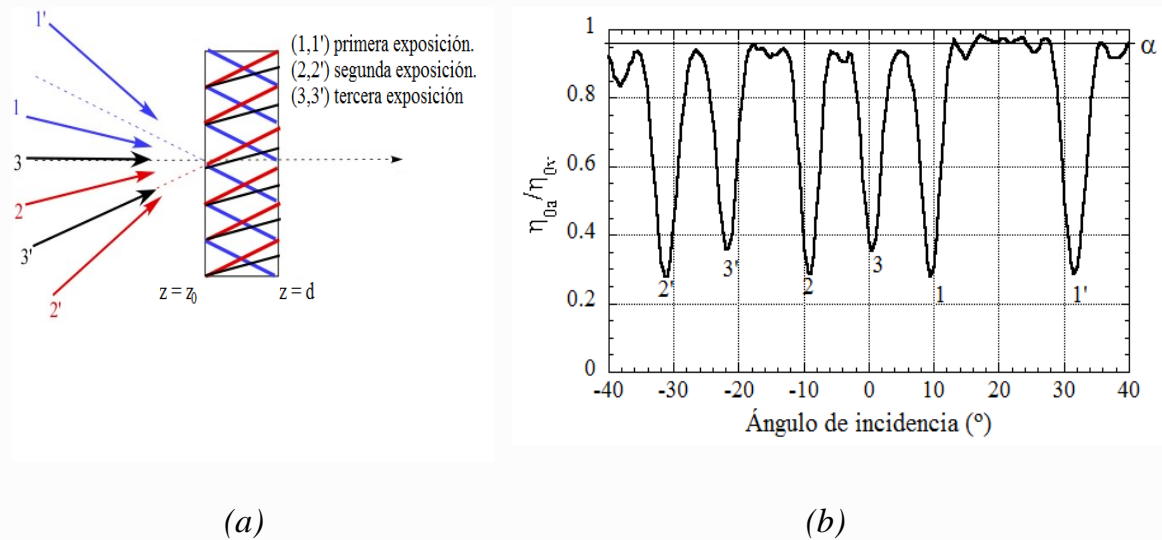


Figura 3.16: (a) Registro secuencial de tres redes de transmisión multiplexadas e independientes. En la construcción se muestran los haces para la primera red (1,1'), la segunda red (2,2') y la tercera (3,3'); (b) eficiencia efectiva del orden cero en función del ángulo de incidencia para las tres redes de transmisión multiplexadas.

Obtenemos la máxima eficiencia para una exposición $E = 2280 \text{ mJ/cm}^2$ lo que corresponde a una energía de exposición mayor que la necesaria para alcanzar máxima eficiencia en una sola red. La eficiencia de orden 1 alcanzada es $\eta_{1e} = 75.0\%$ para las redes 1 y 2 y $\eta_{1e} = 62,2\%$ para la red 3. En el caso en que la eficiencia obtenida hubiese alcanzado aproximadamente el 95% la modulación máxima vendría dada por $\Delta n = 0.0328$, pero como las redes solo alcanzan el 75% de eficiencia, la modulación pico a pico estará por debajo de este valor. Este resultado nos indica que la modulación obtenida esta fuera del rango dinámico lineal y nos permite establecer el límite superior de la zona lineal entre $\Delta n = 0.0246$ y $\Delta n = 0,0328$.

3.7. Caracterización de las placas Slavich PFG-04 para reconstrucción con longitudes de onda diferentes a la de construcción.

Los resultados de modulación de índice obtenidos en las placas Slavich PFG-04 en la sección anterior, nos indican que es posible registrar redes con eficiencia del 100% cuando se ilumina con luz de $\lambda > 532$ nm.

En esta sección haremos un estudio del comportamiento de las redes registradas con $\lambda = 532$ nm y con una longitud de onda de reconstrucción de $\lambda_r=800$ nm.

Este estudio se hará con la finalidad de registrar elementos ópticos holográficos que operen con alta eficiencia para un laser de femtosegundos de longitud de onda central $\lambda = 800$ nm. Utilizando las mismas redes de la caracterización de la sección (3.1), medimos la eficiencia de difracción máxima de orden 1 relativa y efectiva cuando se ilumina con un haz proveniente de un laser de diodo de $\lambda = 800$ nm. De esta manera obtenemos las curvas de la figura 3.17.

Para las redes simétricas de la figura 3.17 (a) la condición de Bragg se cumple para un ángulo de incidencia $\theta = 17^\circ$ en aire. Las eficiencias máximas de difracción relativa y efectiva obtenidas son $\eta_{1r} = 99.07\%$ y $\eta_{1e} = 85.72\%$ para una exposición $E = 2800$ mJ/cm². Las pérdidas totales pueden estimarse en 21%, de las cuales 8% es debido a la reflexión en láminas de los vidrios de sustrato y sellado y el 13% restante, que se obtiene de $\eta_{1r} - \eta_{1e}$ en la figura 3.17 (a)

corresponde a la absorción de los vidrios de sellado y sustrato, así como las pérdidas por absorción y difusión en la emulsión.

Para las redes inclinadas de la figura 3.15 (b) la condición de Bragg se cumple para ángulos de incidencia $\theta_1 = 5^\circ$ y $\theta_2 = 38^\circ$. Las eficiencias máximas de difracción relativa y efectiva obtenidas $\eta_{1r} = 99.38\%$ y $\eta_{1e} = 87.02\%$ para una exposición $E = 2880 \text{ mJ/cm}^2$. Las pérdidas totales pueden estimarse en 21%, de las cuales 9% es atribuido a la reflexión en las láminas de los vidrios de sustrato y sellado y 12% corresponde a la absorción de los vidrios de sellado y sustrato, así como las pérdidas por absorción y difusión en la emulsión.

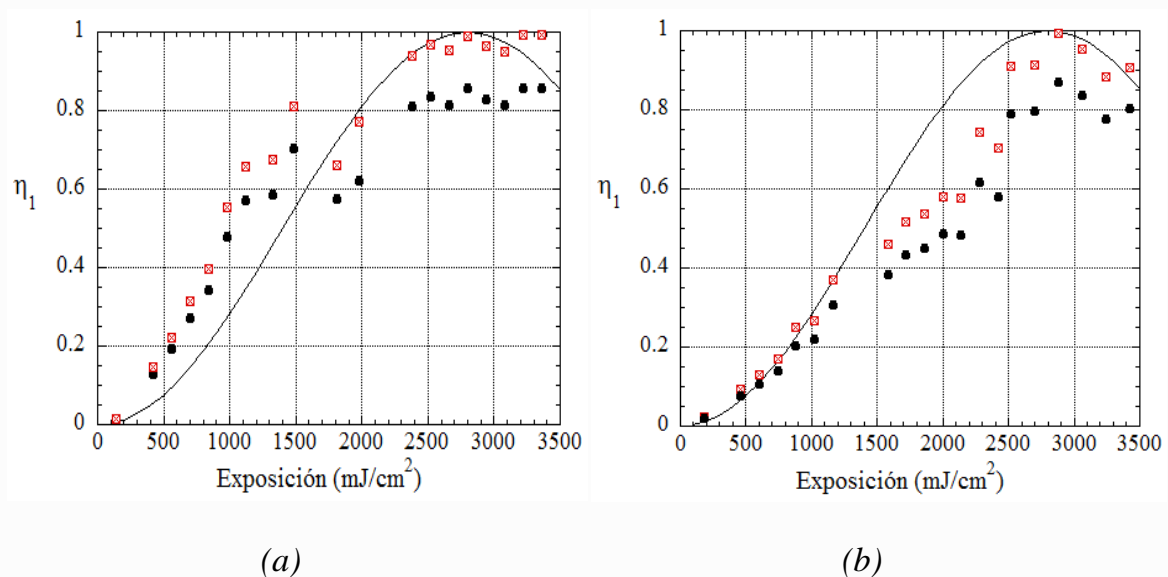


Figura 3.17: Eficiencias de difracción relativa η_{1r} (\boxtimes) y efectiva η_{1e} (\bullet) en función de la exposición para placas Slavich PFG-04 registradas con $\lambda = 532 \text{ nm}$ y con haz de lectura $\lambda = 800 \text{ nm}$, a) Redes simétricas; b) redes inclinadas, la línea continua en ambos casos representa una estimación a una dependencia $\sin^2(\alpha E)$.

La modulación de índice es calculada a partir de los datos de las figuras 3.17(a) y 3.17(b) asumiendo como espesor de la emulsión $d = 30 \mu\text{m}$. En la figura 3.18 se muestra la dependencia de la modulación de índice y la exposición para: (a) las redes simétricas y (b) las redes inclinadas. Estas graficas pueden compararse con las graficas de la figura 3.14, observando que las curvas son prácticamente iguales, como era de esperarse, salvo por los puntos de las exposiciones comprendidas entre 3000 y 3500 mJ/cm^2 , corroborando lo que hemos visto al multiplexar las redes, para esta región, la dependencia de la modulación de índice con la exposición se aleja de una dependencia lineal.

La modulación necesaria para obtener máxima eficiencia de difracción η_1 obtenida a partir de los resultados experimentales es $n_1 = 0,0012$. Este resultado es consistente con las predicciones teóricas.

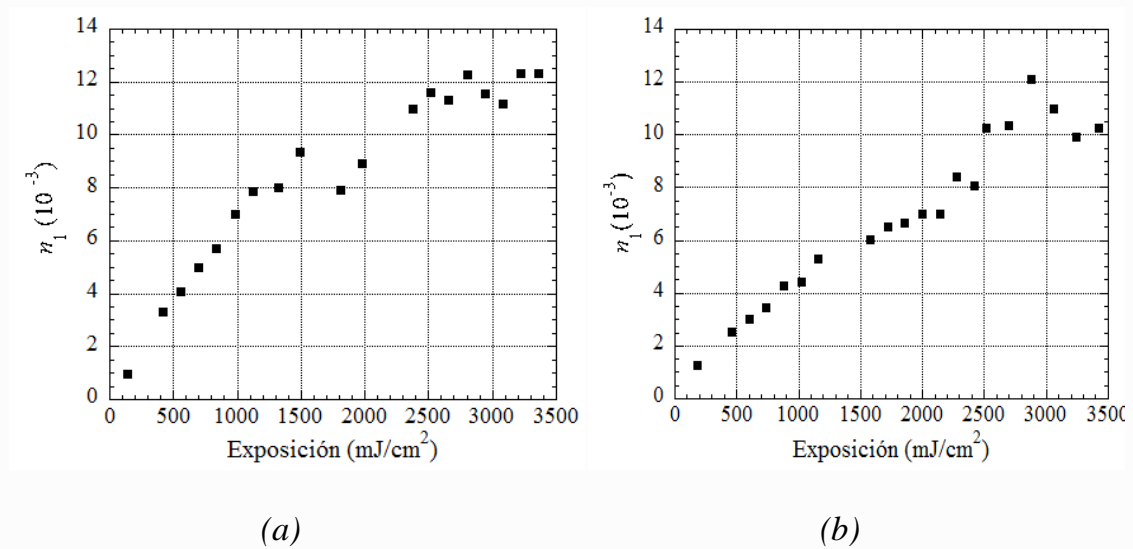


Figura 3.18: Dependencia de la modulación de índice en función de la exposición para a) redes simétricas y b) redes inclinadas, empleando como longitud de onda de construcción $\lambda = 532\text{nm}$ y de reconstrucción $\lambda = 800\text{nm}$.

Estimamos las pérdidas por reflexión y absorción α_v en las láminas de los vidrios de sustrato y sellado siendo la absorción en el vidrio mayor para $\lambda = 800$ nm ($\alpha_v = 12\%$) comparada con la absorción del vidrio para $\lambda = 532$ nm ($\alpha_v = 3\%$). En la figura 3.19 se muestran: a) una comparación de las curvas de transmitancia de los vidrios de sustrato y sellado en función del ángulo de incidencia medidas con $\lambda = 532$ nm y $\lambda = 808$ nm, y b) las curvas de (a) normalizadas con los valores de los coeficientes de Fresnel en transmisión en función del ángulo de incidencia.

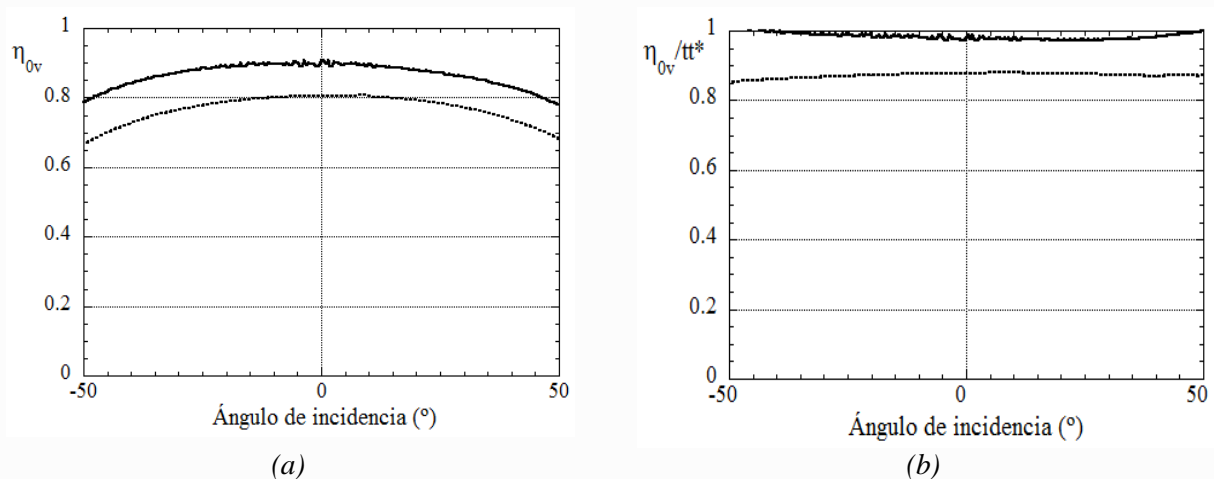


Figura 3.19: (a) Medida del flujo transmitido en función del ángulo de incidencia para las láminas de vidrio empleadas como sustrato y en el sellado de la emulsión; b) transmitancia de los vidrios normalizada con los coeficientes de Fresnel en función del ángulo de incidencia, para $\lambda=532$ nm (—) y $\lambda=808$ nm (.....)

Medimos la selectividad angular de las redes con el método empleado en la sección 3.3, de esta manera obtenemos la eficiencia de difracción del orden 1 representado en las curvas de la figura 3.20.

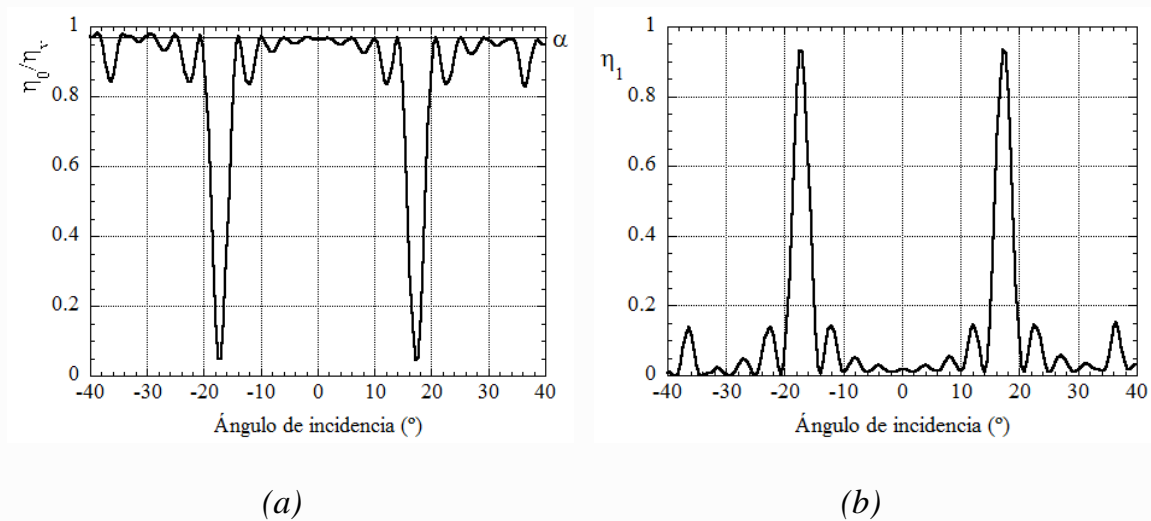


Figura 3.20: (a) Eficiencia de orden 0 en función del ángulo de incidencia para una red construida con $\lambda = 532 \text{ nm}$ y con máxima eficiencia para un haz de reconstrucción de $\lambda = 800 \text{ nm}$, (b) eficiencia de orden uno para la misma red calculada a partir de los datos de la curva (a).

Como podemos observar, en ausencia de pérdidas por reflexión y absorción en las caras de los vidrios, el material es capaz de alcanzar la modulación de índice necesaria para el registro de redes del 98% de eficiencia relativa, cuando son reconstruidas con $\lambda_r = 800 \text{ nm}$ (longitud de onda superior a la empleada en el registro), sin saturar el rango dinámico lineal.

3.8. Medida del Umbral de daño en placas Slavich PFG-04.

Las redes que se registraran para operar con $\lambda = 800 \text{ nm}$, serán sometidas a altas energías provenientes de láseres ultracortos e intensos, por lo que debemos determinar si el material es capaz de soportar estas energías y cuál su capacidad

de resistencia a la intensidad de la radiación. Para ello determinaremos su umbral de daño.

El umbral de daño Φ_{th} (*Fluence threshold*) es la densidad de energía umbral que se requiere para producir ablación en un material.

Para determinar los umbrales de daño en el material de registro se emplea una placa Slavich PFG-04 procesada sin sellar y se hacen incidir pulsos provenientes de un láser de Ti: Zafiro de 120 fs de duración y energía $E = 1.1$ mJ por pulso focalizados sobre la muestra. [Dumitru 2002].

Estas medidas fueron realizadas por el Servicio Láser de la Universidad de Salamanca [Moreno 2005]. En la tabla 3.5 (a) y 3.5 (b) se muestran los resultados obtenidos, para dos focalizaciones del haz $f' = 100$ mm y $f' = 200$ mm respectivamente, donde (N) representa el numero de pulsos de 120 fs de duración. Se observa como al aumentar el número de pulsos, el umbral de daño decrece, debido a efectos acumulativos en el material.

f=100 mm	N=1	N=5	N=20	N=100
Φ_{th} (J/cm ²)	0.736±0.211	0.575±0.151	0.452±0.133	0.340±0.081

(a)

f=200 mm	N=1	N=5	N=20	N=100
Φ_{th} (J/cm ²)	0.525±0.000*	0.451±0.006	0.340±0.014	0.260±0.020

(b)

Tabla 3.5: Umbral de daño en placas Slavich PFG-04 a) con lente de focal $f' = 100$ mm y b) con lente de focal $f = 200$ mm.

El daño que ocasiona la intensidad del pulso focalizado en la emulsión puede observarse en la figura 3.21, donde se muestran tres vistas microscópicas cuando se focaliza el haz a 200 mm: a) $N=1$, b) $N = 5$ y c) $N=100$. Se observa claramente el aumento del diámetro del daño con N y la ablación producida en el material.

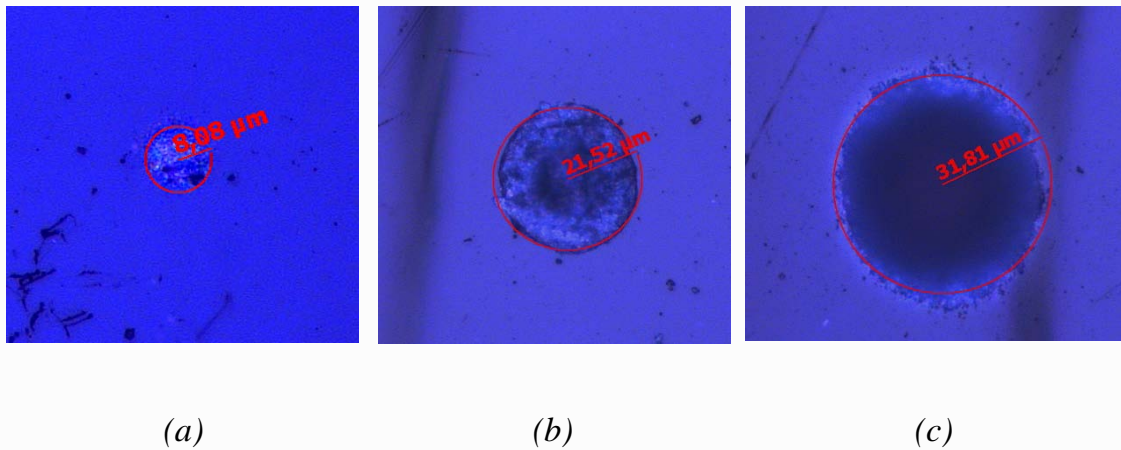


Figura 3.21: Vistas microscópicas del umbral de daño en la emulsión Slavich-PFG-04.

Con estos resultados podemos concluir que las placas Slavich PFG-04 poseen un alto umbral de daño, suficiente para soportar las intensidades a las que serán sometidas aproximadamente hasta $32\text{mJ}/\text{cm}^2$.

Como hemos visto hasta ahora, con estas placas, no sólo hemos conseguido registrar redes de transmisión volumen y fase altamente eficientes para la longitud de onda $\lambda = 532\text{ nm}$, sino que también el rango dinámico de la emulsión nos permite registrar estas redes para que operen con alta eficiencia en longitudes

de ondas mayores, obteniendo un 98% de eficiencia para $\lambda = 800$ nm y un alto umbral de daño.

Las características de las placas Slavich PFG-04 que hemos estudiado en este capítulo nos permitirán desarrollar elementos ópticos holográficos que serán empleados en estudios de fenómenos lineales y no lineales con pulsos ultra cortos e intensos, como se verá en los capítulos siguientes.

Capítulo 4

Diseño y construcción de un compresor de pulsos para un láser de femtosegundos

Los pulsos de luz ultracortos e intensos permiten estudiar efectos no lineales de gran interés para la comprensión de la interacción luz-materia. Debido a las altas concentraciones energéticas que estos pulsos acarrearán, es posible emplearlos en diversas aplicaciones tales como: la generación de rayos X [Saleh 2007], generación de plasmas [Weigner 1995], manipulación de partículas [Agate 2004], entre otros.

Para obtener pulsos ultracortos e intensos es necesario generar altas concentraciones de energía, lo que genera efectos no lineales: autofocalización, generación de plasma [Tzortzakis 1999], filamentación [Cuairon 2007], etc. En estos procesos, tanto el medio activo como los componentes ópticos del láser resultan dañados. Esto hace difícil la obtención directa de pulsos ultracortos e intensos mediante algún material amplificador.

Por lo expuesto anteriormente, se emplea una técnica conocida como Chirped Pulse Amplification (CPA), introducida por Strickland y Morou [Strickland 1985]. En esta técnica, los pulsos de baja energía pasan una primera

etapa de estiramiento haciéndolos pasar por un medio dispersivo, el cual introduce un retraso de las frecuencias que componen el pulso, y permite reducir la energía del pico de intensidad del pulso original. Una vez estirado, el pulso puede ser amplificado introduciéndolo en el medio de ganancia. Posteriormente el pulso resultante es comprimido hasta el límite permitido por su ancho de banda espectral.

Los elementos empleados en esta técnica son conocidos como estiradores y compresores de pulsos. Para que el pulso a la salida carezca de dispersión (límite de Fourier), el compresor debe introducir al pulso una dispersión de signo contrario al que se introdujo con el estirador.

Durante los últimos años, se han empleado diferentes configuraciones en la construcción de compresores y estiradores. Generalmente se utilizan elementos dispersivos como: prismas [Xu 2000], redes de difracción [Rhee 1994] y [Jia 2008], espejos multicapas [Steinmeyer 2006], elementos combinados (prismas y redes: Grims) [Zaouter 2007], etc.

El propósito fundamental de este capítulo es diseñar y construir un compresor con redes holográficas de transmisión volumen y fase en placas Slavich PFG-04, que se empleara en experimentos de postcompresión de pulsos generados por filamentación en gases, principalmente para compensar la dispersión de segundo orden.

Para ello haremos una descripción de las características temporales y espectrales de los pulsos ultracortos. Estudiaremos los efectos que sobre estos pulsos introduce la dispersión de redes de difracción [Saleh 2007]. Expondremos

las expresiones analíticas que describen el comportamiento de las redes de difracción como compresores de pulsos, restringiéndonos a pulsos de perfil gaussiano. Posteriormente aplicaremos estas expresiones en el diseño y construcción de un compresor de pulsos en placas Slavich PFG-04.

Se estudiarán las características del elemento construido, así como las ventajas y limitaciones del material de registro.

4.1. Características temporales y espectrales de pulsos ultracortos.

Considerando sólo las propiedades temporales y espectrales en la propagación de un pulso ultracorto, la función de onda compleja que describe la propagación del pulso con frecuencia central ν_0 es de la forma

$$U(t) = A(t)e^{j\omega_0 t} \quad (4.1)$$

donde $A(t)$ es la amplitud envolvente compleja y $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ es la frecuencia angular central. La envolvente compleja se caracteriza por su módulo $|A(t)|$ y su fase $\varphi(t)$, por tanto $U(t)$ puede escribirse en la forma

$$U(t) = |A(t)|e^{j[\omega_0 t + \varphi(t)]}, \quad (4.2)$$

y la intensidad vendrá dada por

$$I(t) = |U(t)|^2. \quad (4.3)$$

En el dominio espectral, el pulso vendrá descrito por la transformada de Fourier de la función de onda compleja definida en (4.1)

$$V(\nu) = \mathbf{F}\{U(t)\} = \int U(t) e^{-j2\pi\nu t} dt = |V(\nu)|e^{j\psi(\nu)}, \quad (4.4)$$

donde $\psi(\nu)$ es la fase espectral. Al cuadrado de la magnitud de la función $V(\nu)$ la denominaremos intensidad espectral

$$S(\nu) = |V(\nu)|^2. \quad (4.5)$$

La función $V(\nu)$ está centrada en la frecuencia central ν_0 y desaparece para valores negativos de ν . La transformada de Fourier de la envolvente compleja $A(\nu)$ es

$$A(\nu) = F\{A(t)\} = \int A(t)e^{-j2\pi\nu t} dt = V(\nu - \nu_0) \quad (4.6)$$

centrada en $\nu = 0$

En la figura 4.1 se muestran las variaciones de las funciones espectrales y temporales que caracterizan un pulso.

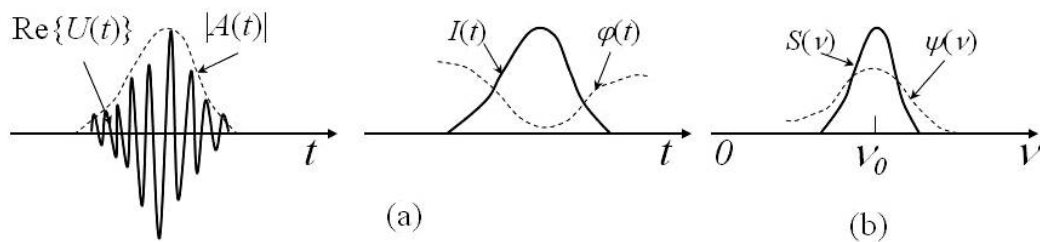


Figura 4.1: (a) Representación temporal de las funciones que caracterizan un pulso, la parte real de la función de onda $\text{Re}\{U(t)\}$, la magnitud de la envolvente $|A(t)|$, la intensidad $I(t)$ y la fase $\varphi(t)$; b) representación espectral: intensidad $S(\nu)$ y fase espectral $\psi(\nu)$.

4.1.1. Pulsos gaussianos de transformada limitada.

Un pulso gaussiano tiene una envolvente compleja con fase constante y magnitud gaussiana, de la forma

$$A(t) = A_0 e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \quad (4.7)$$

donde τ es una constante de tiempo real. La intensidad $I(t)$ también es una función de tipo gaussiana y puede expresarse

$$I(t) = |A_0|^2 e^{-2\frac{t^2}{\tau^2}}. \quad (4.8)$$

Las anchuras temporal τ_{FWHM} y espectral $\Delta\nu_{\text{FWHM}}$, están definidas por las anchuras a mitad de altura (FWHM) del pico de los perfiles de intensidad temporal $I(t)$ y espectral $S(\nu)$ (que también es una función gaussiana).

Debido a la relación entre la transformada de Fourier de $U(t)$ y $V(\nu)$, la anchura espectral será inversamente proporcional a la anchura temporal. El coeficiente de proporcionalidad y la definición de las anchuras vendrán dados por la forma del pulso. Para un pulso gaussiano

$$\tau_{\text{FWHM}} = \frac{0.44}{\Delta\nu_{\text{FWHM}}}. \quad (4.9)$$

La anchura espectral expresada en longitudes de onda se obtiene de la derivada primera de la función $S(\nu)$ respecto a λ y puede escribirse

$$\Delta\lambda \cong \frac{\lambda_0}{c} \Delta\nu, \quad (4.10)$$

donde $\lambda_0 = c/\nu_0$ es la longitud de onda correspondiente a la frecuencia central.

Un pulso gaussiano tiene una anchura temporal limitada por su anchura espectral, por lo que se dice que es un pulso de transformada limitada. La mínima anchura temporal es conocida como límite de Fourier y vendrá dada por la expresión:

$$\tau_0 = \tau_{\text{FWHM}} = \sqrt{2\ln 2} \tau = 1.18\tau. \quad (4.11)$$

4.1.2. Pulsos con dispersión (pulsos chirp).

Otro parámetro que describe las propiedades de los pulsos es su frecuencia instantánea. La frecuencia angular instantánea está definida como la derivada de la fase de $U(t)$ (ecuación 4.2) y la frecuencia instantánea $\nu_i = \omega_i/2\pi$, de modo que

$$\omega_i = \omega_0 + \frac{d\varphi}{dt} ; \quad \nu_i = \nu_0 + \frac{1}{2\pi} \frac{d\varphi}{dt} . \quad (4.12)$$

Si la fase del pulso varía linealmente con el tiempo, $\varphi(t) = 2\pi(\nu - \nu_0)t$, la frecuencia instantánea es constante. Si la frecuencia instantánea del pulso varía con el tiempo se dice que el pulso es de frecuencia modulada (FM) o que presenta dispersión (chirp). Si el término de fase es una función cuadrática de incremento del tiempo, la derivada segunda de la fase es positiva, la frecuencia instantánea aumenta con el tiempo y se dice que el pulso tendrá chirp positivo. Si por el contrario el término de fase es una función decreciente del tiempo, la derivada segunda de la fase es negativa, la frecuencia instantánea decrece con el tiempo y el pulso tendrá chirp negativo.

En particular, si la fase de un pulso de anchura temporal τ es una función cuadrática del tiempo, $\varphi(t) = at^2/\tau^2$, donde a es una constante, la derivada primera de la fase es $d\varphi(t)/dt = 2at/\tau^2$ y la frecuencia instantánea es una función lineal del tiempo de la forma

$$\nu_i = \nu_0 + \left(\frac{at}{\pi\tau^2} \right) \quad (4.13)$$

En este caso el pulso tiene chirp lineal. La derivada segunda de la fase $d^2\varphi(t)/dt^2 = 2a/\tau^2$ nos da la información de la dispersión de segundo orden en el pulso. El parámetro a es el parámetro de chirp y su signo da cuenta del signo del chirp. Puede expresarse en la forma

$$a = \frac{1}{2} \frac{d^2\varphi}{dt^2} \tau^2 . \quad (4.14)$$

Si $a > 0$ el chirp es positivo y si $a < 0$ el chirp es negativo. En la figura 4.2 se muestran ejemplos de pulsos con chirp lineal y sus frecuencias instantáneas.

Si la dependencia de la fase con el tiempo es una función no polinómica se puede hacer una expansión en series de Taylor de los términos de fase alrededor de la frecuencia central, en este caso el parámetro de chirp a representa los órdenes de dispersión resultantes de los términos cuadráticos de la expansión.

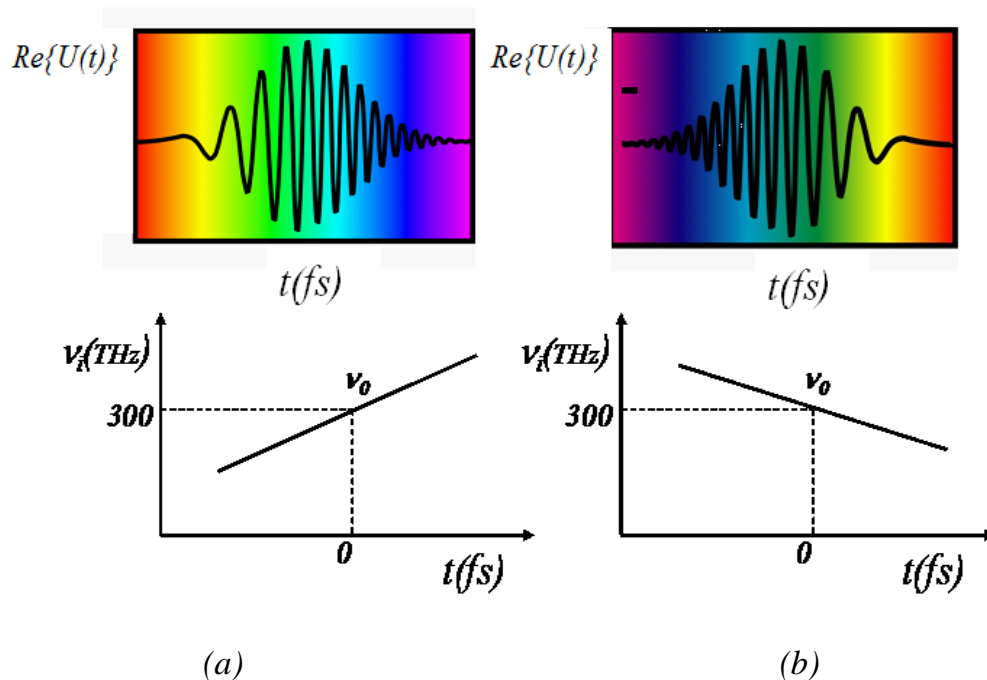


Figura 4.2: Pulsos ultracortos con dispersión lineal (Chirp lineal); a) con $a > 0$, chirp positivo, b) con $a < 0$, chirp negativo.

En el caso particular de un pulso gaussiano. Este presentara dispersión o chirp cuando su envolvente compleja sea de la forma:

$$A(t) = A_0 e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} e^{jat^2/\tau^2} . \quad (4.15)$$

La magnitud $|A_0|^2$ y la intensidad $I(t)$ de la envolvente compleja son funciones gaussianas. La fase $\varphi(t)$ será una función cuadrática del tiempo y la frecuencia instantánea ν_i será una función lineal del tiempo.

En cuanto a las características espectrales del pulso, la intensidad espectral $S(\nu)$ también será una función gaussiana y la anchura espectral será de la forma

$$\Delta\nu = \frac{0.375}{\tau} \sqrt{1+a^2} = \frac{0.44}{\tau_{\text{FWHM}}} \sqrt{1+a^2} \quad (4.16)$$

El factor $\sqrt{1+a^2}$ da cuenta del incremento en la anchura del pulso introducido por la dispersión con respecto a un pulso sin chirp ($a=0$). La fase espectral $\psi(\nu)$ será una función cuadrática de la frecuencia.

4.1.3. Filtros de fase o filtros chirp.

Un filtro de fase o filtro chirp es aquel que añade una dispersión al pulso entrante.

Si se tiene un pulso de entrada de función de onda compleja $U_1(t)$ y frecuencia ν y se quiere obtener otra función a la salida $U_2(t)$ con la misma frecuencia, se multiplica la transformada de Fourier del pulso inicial $V_1(\nu)$ por una función característica del filtro denominada función de transferencia $H(\nu)$. Entonces, las transformadas de Fourier de las onda original y la onda filtrada $V_1(\nu)$ y $V_2(\nu)$ vendrán dadas por la expresión

$$V_2(\nu) = H(\nu)V_1(\nu). \quad (4.17)$$

La función de transferencia es de la forma

$$H(\nu) = e^{-jb\pi^2\nu^2}, \quad (4.18)$$

donde b es un parámetro real característico del filtro denominado “coeficiente de chirp”, si $b > 0$ se introducirá un chirp positivo, si $b < 0$ se introducirá un chirp negativo, si $b = 0$ el filtro no modifica el pulso inicial.

Cuando la fase del filtro varía lentamente con ν , asumimos esta magnitud aproximadamente constante en el valor de su frecuencia central, $H(\nu) \cong H(\nu_0)$ y la fase puede desarrollarse en serie de Taylor centrada alrededor de la frecuencia central ν_0 . Expandimos a los tres primeros términos

$$\psi(\nu) \approx \psi_0 + \psi'(\nu - \nu_0) + \frac{1}{2} \psi''(\nu - \nu_0)^2 \quad (4.19)$$

donde ψ' y ψ'' son las derivadas primera y segunda de la fase, evaluadas en $\nu = \nu_0$.

La función de transferencia podrá escribirse

$$H(\nu) = |H(\nu_0)| e^{-j[\psi_0 + \psi'(\nu - \nu_0) + \frac{1}{2}\psi''(\nu - \nu_0)^2]}, \quad (4.20)$$

La derivada primera de la fase en función de la frecuencia nos dará el tiempo de retardo τ_d el cual vendrá expresado por la ecuación

$$\tau_d = \frac{\psi'}{2\pi}. \quad (4.21)$$

El coeficiente de dispersión de la velocidad de grupo (GVD) o coeficiente de chirp b vendrá dado por la derivada segunda de la fase en la función de transferencia

$$b = \frac{\psi''}{2\pi^2} \quad (4.22)$$

Algunas combinaciones de elementos dispersivos actúan como filtros chirp. En algunos casos se deberán ampliar los términos de la expansión en series de Taylor. Si se amplía la expansión a los cuatro primeros términos el término de fase cúbica corresponderá a una dispersión de tercer orden.

Cuando un pulso gaussiano de transformada limitada τ_1 atraviesa un filtro de fase o filtro chirp, la anchura temporal del pulso a la salida τ_2 está dado por la expresión

$$\tau_2 = \tau_1 \sqrt{1 + b^2/\tau_1^4} \quad (4.23)$$

donde b dependerá de las características del medio dispersivo empleado.

4.1.4. Dispersión angular introducida por una red de difracción.

Las redes de difracción introducen dispersión angular, de modo que las frecuencias del haz incidente son separadas de la frecuencia central por un ángulo de desviación $\theta(\nu)$, siendo éste una función que depende del tipo de elemento dispersivo empleado. En la figura 4.3 se muestra el esquema de un haz incidiendo en una red de transmisión. A la salida se observan los haces correspondientes a la frecuencia central del pulso incidente, ν_0 , y a una componente, ν , separadas por el ángulo de desviación $\theta(\nu)$.

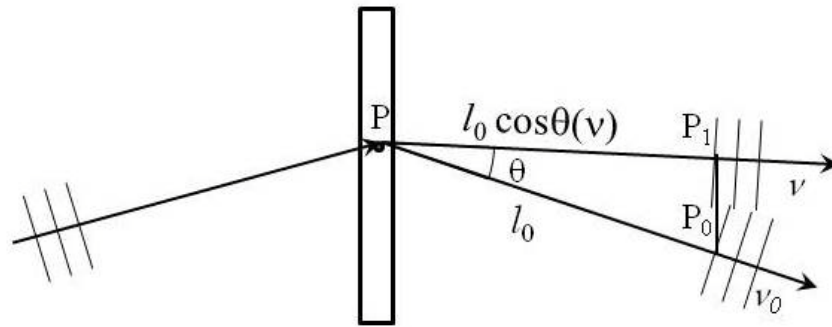


Figura 4.3: Dispersión angular generada por una red de transmisión. La componente ν se separa de la frecuencia central ν_0 un ángulo $\theta(\nu)$. El camino recorrido por ν_0 desde P hasta P_0 es l_0 . El camino recorrido por ν desde P hasta P_1 estará determinado por $l_0 \cos \theta(\nu)$.

La función de fase del pulso será

$$\Psi(\nu) = \frac{2\pi\nu}{c} l_0 \cos \theta(\nu), \quad (4.24)$$

donde l_0 representa el camino óptico que recorre la frecuencia central ν_0 , y $l_0 \cos \theta(\nu)$ el recorrido de la frecuencia ν . Si $\theta(\nu)$ es lo suficientemente pequeño, de modo que por aproximación $\cos \theta(\nu) \approx 1 - \frac{1}{2} \theta^2(\nu)$, entonces la ecuación (4.30) puede reescribirse

$$\Psi(\nu) \approx \frac{2\pi\nu}{c} l_0 \left[1 - \frac{1}{2} \theta^2(\nu) \right]. \quad (4.25)$$

Si $\theta(\nu)$ varía lentamente con la frecuencia ν , podemos aproximar a los 4 primeros términos de una expansión en serie de Taylor alrededor de la frecuencia central ν_0 , haciendo la derivada de la fase $\Psi(\nu)$ y evaluando en $(\nu = \nu_0)$, con $\theta(\nu_0) = 0$, hallamos las expresiones

$$\Psi' = \left[\frac{d\Psi(\nu)}{d\nu} \right]_{\nu=\nu_0} \approx \frac{2\pi}{c} l_0 \quad (4.26)$$

$$\Psi'' = \left[\frac{d^2\Psi(\nu)}{d\nu^2} \right]_{\nu=\nu_0} \approx -\frac{2\pi\nu}{c} l_0 \left(\frac{d\theta}{d\nu} \right)^2 \quad (4.27)$$

El retardo de grupo o dispersión de primer orden definido en la ecuación (4.21) será de la forma

$$\tau_d = \frac{l_0}{c}, \quad (4.28)$$

el coeficiente de dispersión b definido en la ecuación (4.22) vendrá expresado de la forma

$$b \approx -\left(\frac{l_0}{\lambda_0\pi} \right) \left(\frac{d\theta}{d\nu} \right)^2. \quad (4.29)$$

La expresión (4.29) puede escribirse

$$b \approx -\frac{l_0}{\pi\lambda_0} \alpha_\nu^2 \quad (4.30)$$

donde $\alpha_\nu = d\theta/d\nu$ es el coeficiente de dispersión angular y depende de los parámetros de construcción de la red.

4.1.5. Compresor de pulsos formado por dos redes de difracción.

Existen diversas configuraciones basadas en materiales dispersivos empleadas para comprimir pulsos.

Se pueden comprimir pulsos haciéndolos pasar a través de material, a través de cuatro prismas ó 2 prismas y un espejo, a través de redes de difracción o a través de elementos combinados (prismas y redes de difracción) conocidos como *grims*.

En la tabla 4.1 se muestran los signos de la dispersión de segundo y tercer orden introducido por algunas combinaciones de elementos dispersivos que actúan como filtros chirp (compresores y estiradores).

Dispersión	Material	Combinación de prismas	Combinación de redes	<i>Grims</i>
Dispersión de 2º orden.	>0	< 0	>0	< 0
Dispersión de 3er orden	>0	< 0	< 0	>0 o < 0

Tabla 4.1: Signos de dispersión de 2º y 3er orden de algunas combinaciones de elementos cuando actúan como filtros chirp.

En nuestro caso, emplearemos redes de difracción para construir un compresor de pulsos.

Dos configuraciones son posibles en el caso de compresores con redes de difracción: con redes que operan por transmisión o con redes que operan por reflexión.

En la tecnología CPA, por lo general se utilizan redes de transmisión recubiertas en oro que actúan como redes de reflexión con alta frecuencia espacial ya que se emplean factores de compresión altos. En nuestro caso optamos por redes holográficas de transmisión de frecuencia espacial más baja, ya que el compresor será empleado en experimentos de postcompresión de pulsos generados a través de filamentación en gases, donde los factores de compresión necesarios son pequeños y no se necesitan redes con altas frecuencias espaciales.

En la sección anterior estudiamos la dispersión angular que introduce una red de difracción en un pulso. Emplearemos este desarrollo para definir los parámetros que necesitaremos para el diseño de nuestro compresor.

El esquema clásico de un compresor de pulsos formado por dos redes de difracción se muestra en la figura 4.4. En el sistema, el camino de ida R_1 separa las componentes espectrales del pulso en distintas direcciones con lo cual cada una recorre un camino óptico diferente. R_2 hace que las componentes emerjan paralelas y en la misma dirección. Luego estos rayos son redirigidos a R_2 por dos espejos (que forman un ángulo de 90° entre ellos para separar el pulso de entrada del de salida), haciendo el recorrido inverso hasta R_1 . El sistema completo es un filtro de fase.

Consideramos un pulso gaussiano sin chirp que pasa a través de un filtro compuesto por las redes de difracción R_1 y R_2 simétricas, que operan por transmisión, con los ángulos de incidencia y difracción θ_1 y θ_2 respectivamente y de periodo Λ . La ecuación de cada red viene dada por

$$\Lambda[\sin \theta_1 + \sin \theta_2] = \lambda. \quad (4.31)$$

Para determinar el ángulo θ_2 con el que emerge el pulso al atravesar la primera red R_1 , para el primer orden de difracción, empleamos la ecuación

$$\theta_2 = \theta_{20} + \theta(v) \quad (4.32)$$

donde θ_{20} es el ángulo de la frecuencia central del pulso. Reescribiendo la ecuación de la red

$$[\sin \theta_1 + \sin(\theta_{20} + \theta(v))] = \frac{\lambda}{\Lambda} = \frac{c}{v\Lambda}, \quad (4.33)$$

siendo $\lambda = c/v$. Haciendo la derivada en ambos lados de la ecuación (4.33) en función de (v) y evaluándola para $(v = v_0)$, nos queda la expresión

$$\alpha_v = \frac{d\theta}{dv} = \frac{-c}{v_0^2 \Lambda \cos(\theta_{20})} = \frac{-\lambda_0^2}{c \Lambda \cos(\theta_{20})} . \quad (4.34)$$

En redes simétricas $\theta_1 = \theta_{20}$ de modo que $\sin\theta_{20} = \lambda_0/2\Lambda$. Con estas relaciones rescribimos la ecuación (4.34)

$$\alpha_v = -\frac{1}{v_0} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\Lambda^2 - \left(\frac{\lambda_0}{2}\right)^2}} . \quad (4.35)$$

Con el valor obtenido de α_v podemos hallar el chirp introducido por las dos redes en el camino de ida. Sustituimos en la ecuación (4.35) en (4.30). De esta manera el parámetro de chirp b es de la forma

$$b = -\frac{\lambda_0 l_0}{\pi c^2} \frac{\lambda_0^2}{\Lambda^2 - \left(\frac{\lambda_0}{2}\right)^2} , \quad (4.36)$$

si queremos hallar el parámetro de chirp que introduce el sistema completo b_r , debemos considerar el camino de ida y vuelta, recorrido por la frecuencia central entre R_1, R_2 y R_2, R_1 , como se muestra en la figura 4.4, por lo que introducimos el parámetro $l = 2l_0$ y la expresión (4.36) queda

$$b_r = -\frac{\lambda_0 l}{\pi c^2} \frac{\lambda_0^2}{\Lambda^2 - \left(\frac{\lambda_0}{2}\right)^2} . \quad (4.37)$$

Como puede observarse, de la expresión (4.37), el conjunto de dos redes introducirá al pulso entrante dispersión negativa de segundo orden.

La distancia entre redes en paralelo d será calculada en función de l y θ_1 siguiendo la geometría de la trayectoria del haz difractado (figura 4.4) para la longitud de onda central del pulso,

$$d = \frac{l}{2} \cos(\theta_1) \quad (4.38)$$

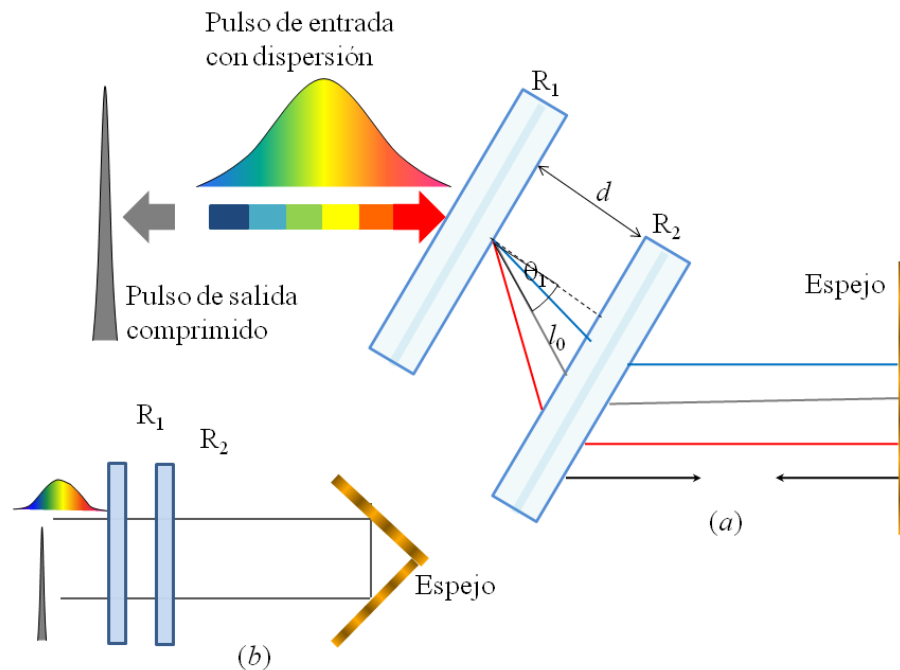


Figura 4.4: (a) Esquema del funcionamiento del compresor de redes holográficas de transmisión, (b) vista lateral del compresor.

Si asumimos que partimos de un pulso gaussiano con chirp positivo y queremos compensar la dispersión empleando un filtro de redes de difracción que introduce chirp negativo, el límite de Fourier τ_0 establece hasta donde es posible comprimir ese pulso. Existe un valor d_0 que comprime el pulso de entrada hasta el límite de Fourier τ_0 . En estas condiciones el parámetro chirp introducido por el filtro es b_{\min} . Si variamos d_0 , el pulso adquiere un chirp negativo $b < 0$ y

comienza a expandirse. La ecuación que nos permite estudiar la dependencia del pulso a la salida τ_2 en función del parámetro b introducido por el filtro y la distancia entre redes alrededor del valor b_{\min} es

$$\tau_2 = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{(b - b_{\min})^2}{\tau_0^4}} \quad (4.39)$$

Hay que considerar en nuestro diseño la dispersión que introducirán las láminas de vidrio empleados como sustrato y en el sellado en la emulsión, para determinar la dispersión real que introducirá nuestro compresor. Para ello estudiamos la dispersión de segundo orden que introduce un medio material.

Dispersión del vidrio

En un medio material el coeficiente de dispersión de la velocidad de grupo es calculado mediante la ecuación

$$D_v = 2\pi\beta'' = \frac{d}{dv} \left(\frac{1}{v} \right) = \frac{\lambda_0^3}{c_0^2} \frac{d^2 n}{d\lambda_0^2}, \quad (4.40)$$

donde $\beta = \omega n(\omega)/c_0$ es la constante de propagación dependiente de la frecuencia angular y $n(\omega)$ el índice de refracción en función de la frecuencia angular. El coeficiente chirp b_v asociado a la dispersión que introduce el vidrio viene dado por la dispersión de la velocidad de grupo y es proporcional a la distancia z de propagación en el medio

$$b_v = 2\beta'' z = \frac{D_v}{\pi} z. \quad (4.41)$$

Con las ecuaciones (4.40) y (4.41) podemos escribir la expresión para obtener b_v en función de λ ,

$$b_v = \frac{\lambda_0^3}{\pi c_0^2} \frac{d^2 n(\lambda)}{d\lambda^2} z . \quad (4.42)$$

Utilizamos la dependencia del índice de refracción con la longitud de onda para un vidrio BK7 dada por la ecuación de Sellmeier [Saleh 2007]:

$$n(\lambda) = \left[1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \right]^{1/2} \quad (4.43)$$

Los coeficientes B_1 , B_2 , B_3 , C_1 , C_2 y C_3 se obtienen empíricamente y están representados en la tabla 4.2, donde se muestran los valores correspondientes para el borosilicato BK7.

Coefficiente	Valor
B_1	1.03961212
B_2	$2.31792344 \times 10^{-1}$
B_3	1.01046945
C_1	$6.00069867 \times 10^{-3} \mu\text{m}^2$
C_2	$2.00179144 \times 10^{-2} \mu\text{m}^2$
C_3	$1.03560653 \times 10^2 \mu\text{m}^2$

Tabla 4.2: Valores de los coeficientes Sellmeier para el vidrio BK7 hallados en el catalogo de vidrios de Schott [CVI 2007].

Considerando el espesor z del vidrio en cada red, haciendo la derivada segunda de $n(\lambda)$ respecto a λ y sustituyendo en la ecuación (4.42) hallamos el coeficiente del chirp que introducen las laminas de vidrio b_v y lo sumamos

algebraicamente al coeficiente de chirp introducido por las redes en ausencia del vidrio b_r ,

$$b' = b_v + b_r, \quad (4.43)$$

de esta manera determinamos la dispersión real b' que podrá introducir nuestro compresor.

Considerando el espesor de los vidrios de sustrato y sellado de las redes, $z = 4.1$ mm para cada red, la dispersión de segundo orden que introducen las láminas a la salida del compresor, es positiva y su valor será $b_v = 1500$ fs².

4.2. Diseño y construcción del compresor.

Conociendo el rango de la anchura temporal del pulso que se quiere comprimir τ_1 y conociendo el límite de Fourier que deberá tener el pulso a la salida τ_2 , empleamos la ecuación (4.23) para obtener el valor numérico del coeficiente de chirp b_r y con este valor y la ecuación (4.36) hallamos el periodo de las redes y la distancia d a la cual debemos colocar nuestras redes.

Conocido el periodo y la longitud de onda de construcción ($\lambda_0 = 532$ nm), empleamos la ecuación (1.20) del capítulo 1, para hallar el ángulo de incidencia con el que deberemos construir las redes θ_0 . Con el ángulo de incidencia hallado, determinamos el ángulo que debe cumplir la condición de Bragg para la longitud reconstrucción ($\lambda_r = 800$ nm).

Consideremos que se quiere compensar un pulso de anchura espectral $\Delta\lambda = 10$ nm con $\tau_1 = 580$ fs hasta su límite de Fourier τ_0 , ($\tau_2 = \tau_0 = 100$ fs) empleando las redes de 730 líneas/mm ($\Lambda = 1.37$, $\theta_0 = 11^\circ$) caracterizadas en la

sección 3.7 (capítulo 3). Empleamos la ecuación (4.23) y obtenemos un chirp $b_r = -55701.76 \text{ fs}^2$. Sustituimos este valor en la expresión (4.36) y hallamos $d = 26 \text{ mm}$.

En la reconstrucción el ángulo de incidencia que cumple la condición de Bragg para la longitud de onda $\lambda_r = 800 \text{ nm}$ es $\theta_1 = 17^\circ$ en aire.

Ahora debemos considerar el coeficiente de dispersión del vidrio hallado anteriormente $b_v = 1500 \text{ fs}^2$, de modo que para el coeficiente de chirp calculado inicialmente b_r empleamos la ecuación (4.43) y calculamos el chirp real que introduce el compresor de redes, siendo este $b' = 54201,76 \text{ fs}^2$. Para este valor, la distancia entre redes deberá ser recalculada al considerar la dispersión del vidrio, lo que se traduce en un pequeño aumento de la distancia inicial.

4.2.1. Registro de las redes del compresor.

Se registran dos redes holográficas de volumen, transmisión y fase simétricas en placas Slavich PFG-04, haciendo incidir dos haces planos provenientes de un láser de NdYVO_4 en continuo a 6.00 W de potencia, con un semiángulo entre haces $\theta_0 = 11^\circ$ en aire, y un periodo espacial $\Lambda = 1.37 \mu\text{m}$.

Empleando los resultados la curva experimental de la figura 3.17(a) obtenida en la caracterización de las placas en capítulo 3, las redes fueron construidas con una exposición $E = 2900 \text{ mJ/cm}^2$ que permite alcanzar una modulación $n_1 = 0.0126$, que nos asegura la máxima eficiencia de difracción cuando la red sea iluminada con $\lambda_r = 800 \text{ nm}$,

4.2.2. Caracterización de las redes

Con un laser de diodo emitiendo en continuo (CW), medimos la eficiencia en diferentes zonas de las redes registradas para la longitud de onda λ_r . De esta manera determinamos la máxima eficiencia en toda el área de trabajo, ya que emplearemos diferentes zonas de la misma red, en los pasos de ida y vuelta del pulso.

Medimos el flujo transmitido (orden 0) en cada red como función del ángulo de incidencia empleando la metodología descrita en sección 3.3 del capítulo 3. En figura 4.5 se muestran las curvas de eficiencia efectiva y relativa de orden 0 de la red estudiada en función del ángulo de incidencia. La curva representa una red simétrica cuyos mínimos se hallan para los ángulos $\theta_1 = 17.100^\circ$ y $\theta_2 = -17.100^\circ$. Estos valores están en concordancia con los cálculos teóricos. Como podemos observar en la gráfica, obtenemos eficiencias relativas $\eta_{lr} = 98,6\%$ (curva punteada) si se corrigen las pérdidas por reflexión y absorción del vidrio. Si sólo corregimos las pérdidas por reflexión (curva continua), la eficiencia efectiva es $\eta_{le} \cong 85\%$.

La eficiencia absoluta de cada red es $\eta_{la} = 75\%$, por lo que la eficiencia absoluta del sistema entero será de $\eta_{la} = 31\%$ debido a las pérdidas por reflexión y absorción de las láminas de los vidrios. Se pueden minimizar las pérdidas por reflexión depositando una cubierta antirreflejante en ambos lados de la emulsión y sustituyendo el vidrio de sellado por un material que presente menos absorción en $\lambda = 800$ nm. La selectividad angular, representada por la anchura a mitad de altura en la curva de la figura 4.5, es de 4° .

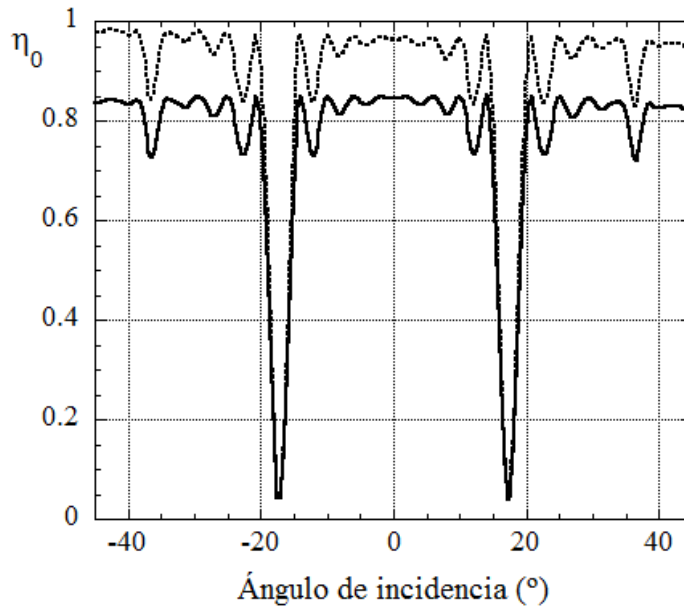


Figura 4.5: Eficiencia relativa de orden cero (η_{0r}) (.....) y eficiencia efectiva de orden cero (η_{0e}) (—) vs ángulo de incidencia para una red registrada con $\lambda = 532\text{nm}$ y exposición $E = 2900\text{ mJ/cm}^2$ para iluminación con $\lambda = 808\text{ nm}$.

En el compresor que ha sido diseñado siguiendo el esquema de la figura 4.4, las redes R_1 y R_2 (de igual periodo) se colocaran en paralelo una respecto a la otra, y estarán orientadas para operar en el ángulo de Bragg que asegura máxima eficiencia η_1 para la longitud de onda de trabajo. La red R_2 y el espejo son colocados en una plataforma de traslación, que nos permitirá variar la distancia entre redes d en un rango de 3 a 53 mm. Debido a los vidrios empleados en el sellado de la emulsión en cada red, no será posible enfrentar emulsión con emulsión, por lo que la mínima distancia de separación de las redes vendrá dada por el espesor de estos vidrios ($d_{\min} = 3\text{mm}$). El valor de b' en esta configuración varía de -6500 a -114000 fs^2 . En la figura 4.6 se muestra una fotografía del prototipo construido.

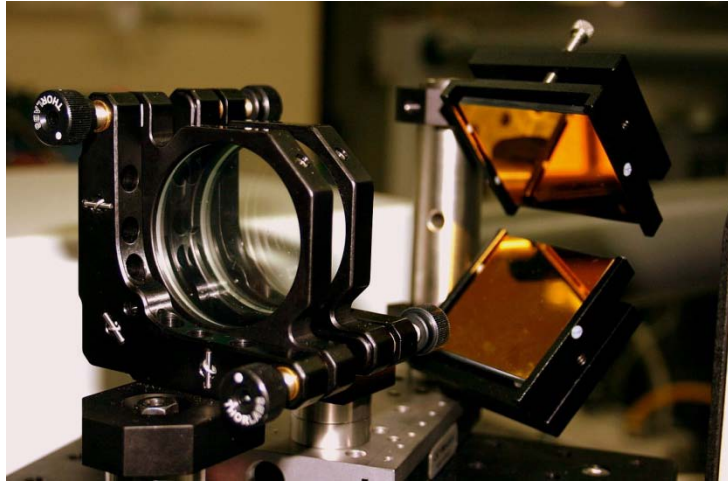


Figura 4.6: Fotografía del compresor

Alinear el sistema es muy sencillo, sólo basta con orientar la primera red en la dirección que asegura la condición de Bragg, la segunda red será colocada enfrente y en paralelo con la primera red. Siguiendo el recorrido del orden +1 difractado por la primera red y posteriormente por la segunda red, el espejo se orienta de manera que aseguremos que el haz incidente y el haz a la salida sean paralelos.

Una vez alineado el sistema, necesitamos un pulso estirado (con chirp positivo), para comprobar si el compresor es capaz de comprimir este pulso hasta su límite de Fourier (100 fs). Para ello empleamos un láser de Ti: zafiro (Spectra Physics Spitfire) (ubicado en el Centro Láser de la Universidad de Salamanca), cuyo ancho de banda espectral es $\Delta\lambda = 10$ nm, centrado en 794 nm. Modificamos la distancia entre redes del compresor interno del láser (compuesto por dos redes de reflexión recubiertas en oro) y obtenemos un pulso de entrada de 580 fs con dispersión positiva. Medimos la anchura temporal a la salida de nuestro

compresor como función de la distancia entre redes, empleando un autocorrelador (*Single Shot*).

Si consideramos un pulso gaussiano, la relación entre la anchura a mitad de altura de autocorrelación $\Delta\tau_a$ y la anchura del pulso comprimido $\Delta\tau_p$ vendrá dada por la expresión

$$\Delta\tau_p = \frac{\Delta\tau_a}{\sqrt{2}} . \quad (4.45)$$

La energía del pulso de entrada a nuestro compresor es $E_e = 1000 \mu\text{J}$ y la energía a la salida del compresor es $E_s = 300 \mu\text{J}$, lo que representa una eficiencia absoluta $\eta_{1a} = 30\%$, como habíamos predicho anteriormente.

En la figura 4.7 a) se muestra la curva de la anchura temporal del pulso de salida del compresor en función de la distancia entre redes y la curva teórica correspondiente hallada a partir de la expresión (4.39). Para el pulso de entrada de 580 fs se logra compensar dicho pulso, llevándolo hasta $\tau_2 = 106$ fs (cercano a su límite de Fourier ($\tau_0=100$ fs)), con una distancia entre redes $d = 27$ mm. Se incluyen los efectos de la dispersión que introducen las láminas de vidrio empleadas como soporte y sellado de la emulsión.

Podemos observar que a medida que nos alejamos de la condición de máxima compresión, aumentando la distancia entre redes, el pulso comienza a ensancharse. En este caso el compresor actuaría como un estirador de pulsos introduciendo un chirp negativo. La figura 4.7 b) muestra la autocorrelación del pulso más estrecho conseguido con nuestro compresor, $\Delta\tau_a = 150$ fs.

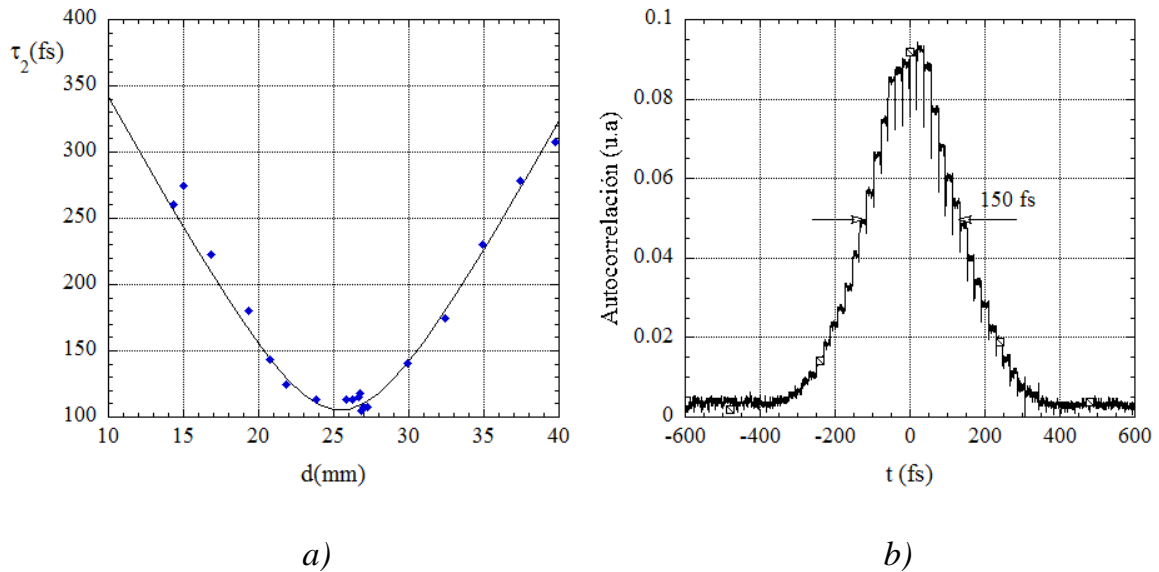


Figura 4.7: a) Duración del pulso a la salida del compresor en función de la distancia entre redes: (♦) resultados experimentales medidos con un autocorrelador, (—) curva teórica; b) autocorrelación del pulso más estrecho conseguido con el compresor de redes.

4.2.3. Selectividad cromática.

Una desventaja de emplear redes de volumen es su selectividad cromática. La máxima eficiencia obtenida para $\lambda = 800$ nm en condición de Bragg decrece si nos alejamos de esa condición, bien variando el ángulo (selectividad angular) o la longitud de onda (selectividad cromática). Esto se evidencia en la figura 4.8 que muestra la curva de selectividad espectral a la salida del compresor centrada en $\lambda = 796$ nm, medida empleando un espectrofotómetro (Ocean Optics USB 2000). La anchura a mitad de altura medida (FWHM) es de 70 nm.

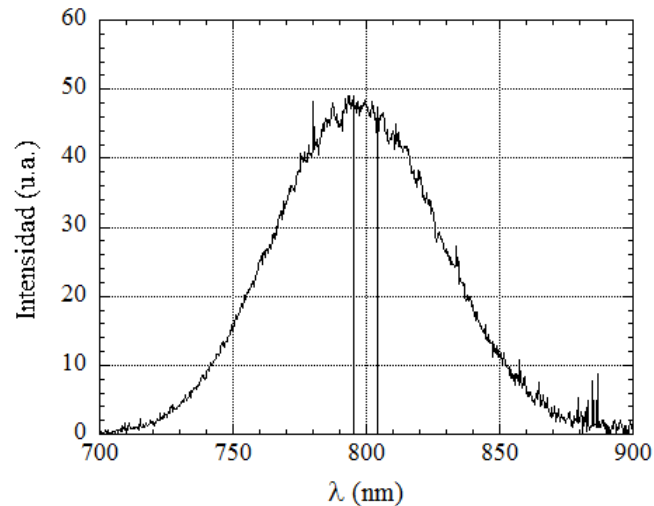


Figura 4.8: Intensidad de salida del compresor vs longitud de onda, en la figura se halla acotada la zona de trabajo.

En el caso del pulso empleado en nuestro estudio, cuyo ancho de banda espectral es $\Delta\lambda = 10 \text{ nm}$, la selectividad cromática no presenta problema, ya que en ese rango la eficiencia puede asumirse constante. Pero si el ancho de banda espectral aumenta, la caída de eficiencia puede limitar la duración mínima del pulso que puede obtenerse con el compresor, o distorsionar el pulso a la salida.

Para comprobar las limitaciones que tendrá nuestro compresor debido a la selectividad cromática, empleamos pulsos de ancho de banda espectral $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 55 \text{ nm}$ centrado en $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ provenientes de otro láser (Amplitud) del Centro Láser de la Universidad de Salamanca. Este láser posee un sistema de dos redes de reflexión que permite compensar el pulso hasta su límite de Fourier ($\tau_0 = 37 \text{ fs}$). Variando la distancia entre redes, tal y como hicimos en el caso del láser de Ti: zafiro, introduciremos un chirp positivo que luego intentaremos compensar nuevamente con nuestro compresor. Mediremos la anchura temporal del pulso a la salida del compresor con un SPIDER [Trebino 2008], que nos

permitirá obtener los perfiles espectral y temporal del pulso así como su fase. Empleamos el SPIDER, ya que para este pulso se espera una compresión de hasta 37 fs, el rango de medida del autocorrelador es de 100-300 fs y no nos permitirá medir la anchura temporal, mientras que el SPIDER tiene un rango de medida de 10-50 fs.

Medimos los perfiles espectrales de entrada y salida del compresor con un espectrómetro AVANTES (AVASpec-2048), para asegurarnos de que el espectro a la salida se mantenga sin alteraciones. El resultado se puede evidenciar en la figura 4.9, donde se muestran los perfiles espectrales del pulso antes y después de pasar por nuestro compresor. No se evidencian alteraciones en el perfil del pulso de salida respecto al de entrada.

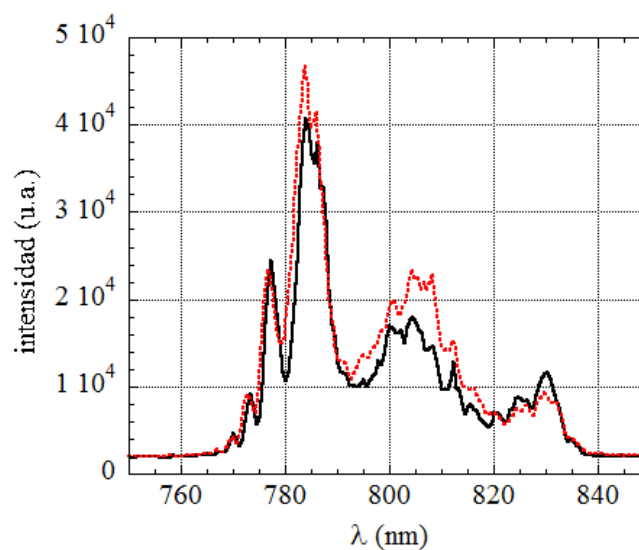


Figura 4.9: Espectros de entrada (.....) y salida del compresor (—).

En la figura 4.10 a) se muestra la grafica de intensidad en el dominio de tiempo del pulso original y el pulso a la salida del compresor. En la figura 4.10 b)

se muestran las curvas de la fase espectral del pulso a la salida del compresor, comparado con el pulso original

Como puede observarse en las figura 4.10 (a) y (b) la forma del pulso no se ve distorsionada por la selectividad cromática de las redes, observamos que alrededor de los mínimos en la curva del perfil temporal del pulso original hay unas irregularidades que podrían atribuirse a una dispersión de tercer orden. Nuestro compresor preserva la forma inicial del pulso compensando solo la dispersión de 2º orden, por tanto estas irregularidades permanecen después de la compresión.

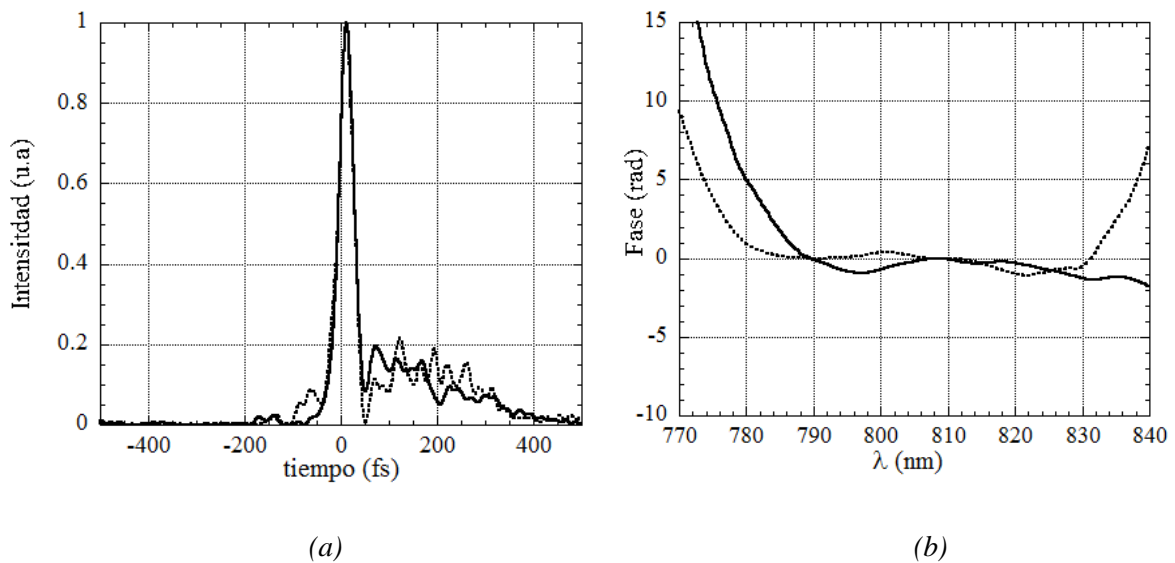


Figura 4.10: a) medida de la duración y fase espectral de un pulso de 55 nm de ancho de banda espectral. La línea punteada en ambas graficas representa la duración y fase espectral del pulso original, mientras que la continua representa la duración y fase espectral del pulso obtenido a la salida del compresor

Logramos compensar el pulso hasta su límite de Fourier $\tau_2 = \tau_0 = 37$ fs y la fase se mantiene con las mismas variaciones (alrededor de 1 rad) que el pulso original en el rango de 55 nm.

4.3. Postcompresión (por filamentación en gas) de pulsos ultra cortos e intensos.

La filamentación es un proceso no lineal, en el que el efecto Kerr y la ionización debido a las altas energías de un pulso ultracorto e intenso focalizado por una lente en aire o en gas generan un canal de luz denominado filamento. Este efecto permite ampliar el ancho de banda espectral en láseres ultracortos e intensos, tal y como se muestra en la figura 4.11 [Braun 1995], [Cuairon 2007], [Faccio 2008].

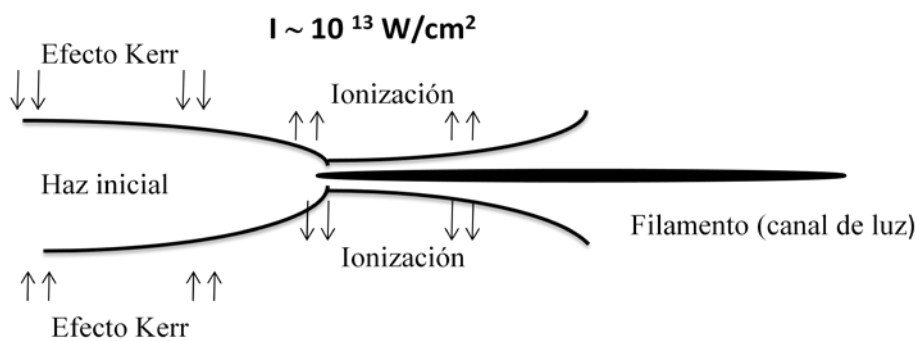


Figura 4.11: Esquema de los efectos no lineales involucrados en la filamentación de pulsos ultracortos e intensos.

La filamentación permite generar espectros de anchura espectral mayores a 100 nm. Para emplear el compresor en experimentos de filamentación que requieran anchos de banda espectrales mayores de 55 nm, la selectividad cromática de las redes afectará la forma del pulso, hecho que se evidencia en la

figura 4.8. Por ello debemos adaptar nuestro compresor a las nuevas condiciones, sustituyendo las redes por otras de menor selectividad cromática.

Como vimos en el capítulo 1, la selectividad cromática depende del espesor de la emulsión y del periodo de la red. Debido a que estamos trabajando con placas comerciales cuyo espesor está fijado por el fabricante, para minimizar los efectos de la selectividad cromática debemos modificar el periodo de las redes.

Si el periodo de las redes aumenta la selectividad cromática disminuirá. Bajo esta consideración registramos redes con el máximo periodo posible que garantice la condición de volumen, $\Lambda = 3,06 \mu\text{m}$, (correspondiente a 330 líneas/mm, $Q = 10$ para $\lambda = 800 \text{ nm}$). Para estas redes el semiángulo entre haces de construcción ($\lambda = 532 \text{ nm}$) es $\theta_0 = 5^\circ$ y el ángulo que cumple la condición de Bragg para la longitud de onda de trabajo ($\lambda = 800 \text{ nm}$) es $\theta = 7.5^\circ$.

Determinamos la eficiencia de las redes en función del ángulo de incidencia, siguiendo la metodología de la sección (3.4) del capítulo 3. En la figura 4.12 se muestran las graficas de eficiencia de orden cero en función del ángulo de incidencia. Obtenemos redes con eficiencias relativas $\eta_{1r} = 99\%$, efectivas $\eta_{1e} = 85\%$. En el caso en que las redes no tengan cubierta antirreflejante la eficiencia, que podemos conseguir vendrá dada por la eficiencia absoluta $\eta_{1a} = 77\%$. La selectividad angular de estas redes es de 7° , casi el doble de la selectividad angular obtenida para las redes de 730 líneas /mm.

En la figura 4.13 se muestra la curva de selectividad espectral a la salida del compresor centrada en $\lambda = 790 \text{ nm}$, medida con un espectrofotómetro. La anchura a mitad de altura (FWHM) medida es de 250 nm. El ancho de banda

espectral aumenta hasta tres veces más que el obtenido con las redes de 730 líneas /mm.

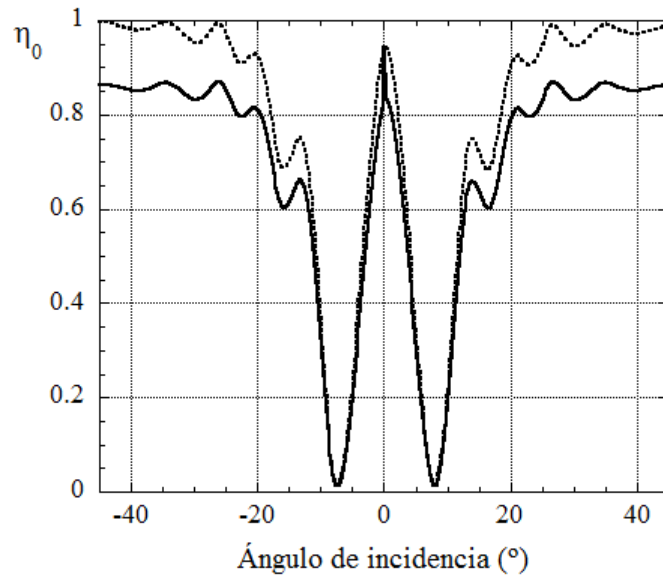


Figura 4.12: Eficiencia relativa de orden 0, η_{0r} (.....) y eficiencia efectiva de orden 0, η_{0e} (—) vs. ángulo de incidencia en una red de $\Lambda = 330$ líneas /mm, registrada con $\lambda = 532$ nm e iluminada con $\lambda = 808$ nm

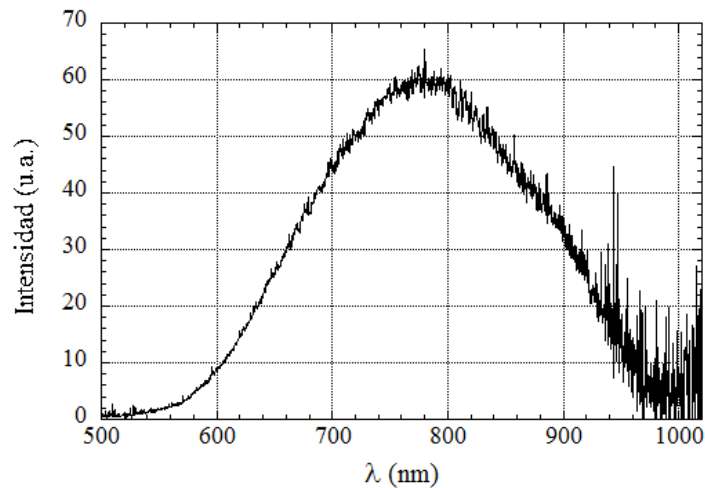


Figura 4.13: Selectividad cromática de las redes de 330 líneas/mm.

La nueva configuración del compresor nos permitirá introducir una dispersión negativa b' en el rango de $(1392,27 - 24596,77)$ fs². La selectividad

cromática de las redes se evaluará en experimentos de postcompresión en los cuales se aumenta la anchura espectral del láser TI: zafiro (Spectra Physics Spitfire), de $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 10 \text{ nm}$ a $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} > 100 \text{ nm}$. Este efecto se obtiene introduciendo efecto no lineal al haz por filamentación en gas.

Empleando filamentación en nitrógeno con una lente astigmática se logran generar pulsos de anchura espectral $\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 101.5 \text{ nm}$ centrados en $\lambda_0 = 794 \text{ nm}$. Se ha de comprimir la anchura temporal del pulso tras la filamentación de aproximadamente 130 fs a su límite de Fourier $\tau_0 = 7.01 \text{ fs}$. Antes, debemos determinar si la selectividad cromática de las redes modifica la forma del espectro de entrada. Medimos el perfil espectral a la entrada y salida del compresor con un espectrómetro. En la figura 4.14 se muestra la curva comparativa de estas medidas.

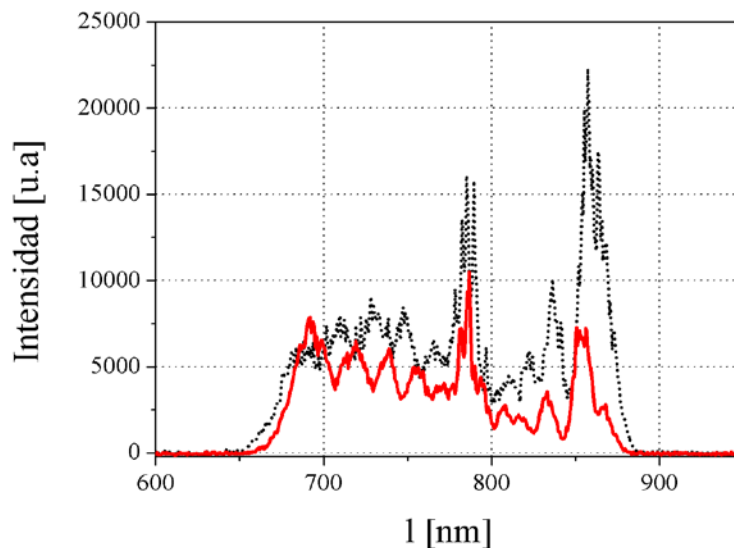


Figura 4.14: Espectros de entrada (.....) y salida del compresor (—).

Como se observa, la selectividad cromática de las redes afecta la forma del pulso a la salida del compresor, haciendo que la intensidad decaiga en la zona de longitud de ondas mayores a 840 nm. En la figura 4.15 (a) y (b) se muestran los espectros medidos antes y después del compresor y los perfiles temporales (Transformada de Fourier) con sus correspondientes límites de Fourier, calculados a partir de los espectros medidos.

Según la figura 4.15 a) se podría comprimir el pulso hasta el límite de Fourier de 7.01 fs, pero debido al cambio que introduce la selectividad cromática de las redes, sólo podemos comprimir hasta 8,81 fs. Además tenemos otra limitación debida al rango de detección del instrumento de medida. El SPIDER no detecta las frecuencias cercanas a la longitudes de onda menores de 700 nm, como consecuencia se introduce un corte en el espectro real (figura 4.15(c)), por lo que debemos recalcular el límite de Fourier que puede ser medido. En este sentido sólo podremos medir pulsos hasta 10.73 fs.

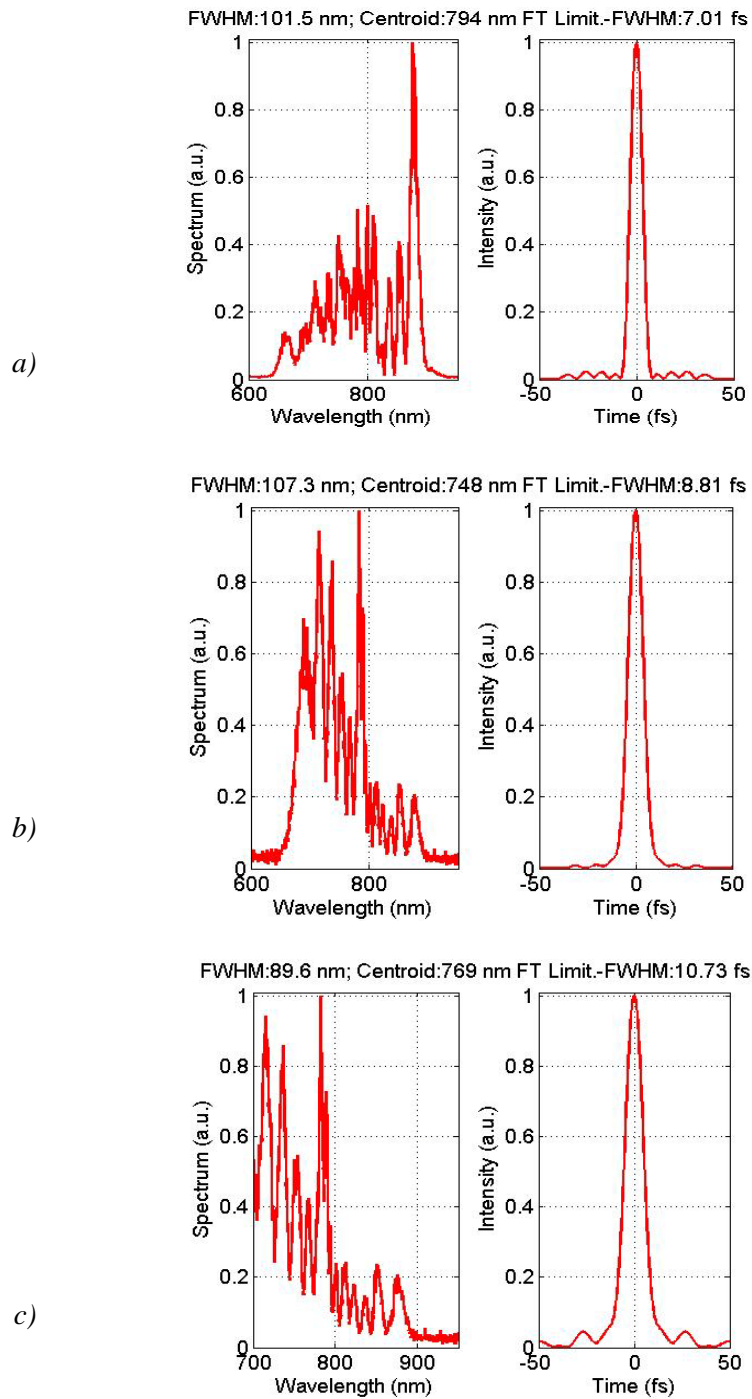


Figura 4.15: Perfiles espectrales y temporales: a) pulso de entrada al compresor, b) pulso de salida c) espectro limitado por el SPIDER y perfil temporal del pulso de salida.

Experimentalmente logramos obtener pulsos estables con $\tau_2 = 15.16$ fs para un pulso de entrada de 130 fs, con una distancia entre redes $d = 7$ mm. En la figura 4.16 se muestra: *a)* el perfil temporal del pulso comprimido medido con el SPIDER y *b)* el perfil de fase correspondiente. Podemos observar que en el rango de longitudes de onda (650 – 854 nm) la fase permanece constante, característica principal de un pulso compensado, cuyo chirp es nulo.

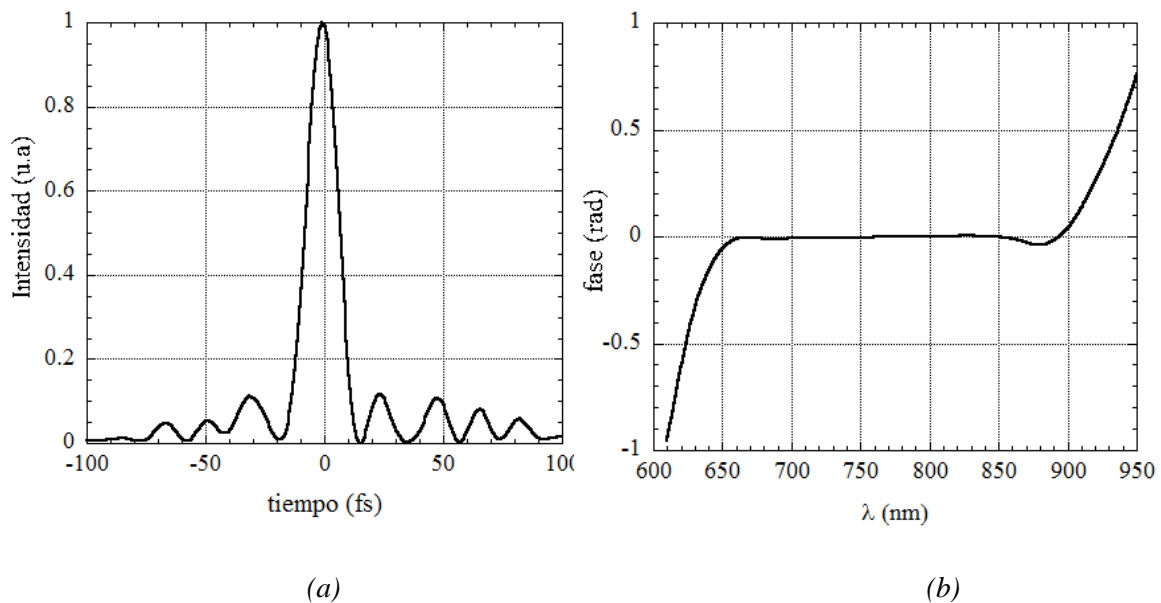


Figura 4.16: *a)* Medida de la duración del pulso a la salida del compresor, *b)* fase del pulso como función de la longitud de onda. Medidas con el SPIDER.

Con estos resultados, podemos establecer las ventajas y limitaciones que nos proporcionan las redes registradas en placas Slavich PFG-04, en la compresión de pulsos ultra cortos e intensos.

En este capítulo hemos demostrado que estas placas pueden emplearse exitosamente en el diseño y construcción de compresores de pulsos ultracortos e intensos de uso específico.

El material nos da la versatilidad de poder registrar redes de volumen altamente eficientes con una frecuencia espacial mínima de 330 líneas/mm, que pueden emplearse en experimentos de postcompresión, cuando la anchura espectral de los pulsos no exceda los 100 nm. Más allá de este valor, el pulso inicial sufrirá cambios en su forma, debido a la selectividad cromática de las redes.

El compresor de redes de transmisión es más fácil de alinear que un compresor de redes de reflexión, además las redes de transmisión permiten fabricar compresores con el mínimo tamaño posible.

Capítulo 5

Diseño y construcción de elementos ópticos holográficos para la generación de vórtices ópticos.

Actualmente se ha ido incrementando el interés en el estudio de campos ópticos con singularidades de fase o vórtices ópticos (VOs), principalmente cuando se generan con láseres de pulsos ultra cortos e intensos, ya que éstos permiten generar VOs altamente energéticos que facilitan el estudio de fenómenos no lineales de gran interés científico.

En este capítulo se emplearán los resultados de la caracterización de las placas Slavich PFG-04 (capítulo 3) para el diseño y construcción de hologramas de volumen con dislocación, que permitan generar vórtices ópticos.

Las altas eficiencias que pueden conseguirse con estas emulsiones cuando son iluminadas con longitud de onda $\lambda = 800$ nm, así como el alto

umbral de daño, serán la clave para producir vórtices energéticos con un láser emitiendo pulsos de 110 fs. Este hecho permitirá el estudio de la propagación de vórtices ópticos tanto en régimen lineal como en no lineal.

Durante el desarrollo de este capítulo definiremos el concepto de vórtice óptico, revisaremos los distintos métodos de generación de vórtices y estudiaremos los hologramas de volumen como candidatos para generar vórtices ópticos. Propondremos el diseño de un sistema para generar vórtices ópticos acromáticos empleando hologramas de volumen. Caracterizaremos y detallaremos las ventajas y desventajas del sistema propuesto. Finalmente expondremos los primeros resultados medidos en la propagación no lineal del vórtice generado. Considerando las desventajas del sistema estudiado, diseñaremos y construiremos un elemento uniaxial que permita generar vórtices ópticos como mejora al primer diseño expuesto.

5.1. Vórtices ópticos.

Un vórtice óptico se define como una onda, cuyo campo eléctrico posee una singularidad de fase en un punto donde la amplitud es nula y la fase es indeterminada. El campo en la singularidad es cero debido a la indeterminación de la fase en ese punto. La fase está descrita por un término $e^{im\phi}$, donde ϕ es la coordenada azimutal y m un número entero que recibe el nombre de carga topológica o carga del vórtice. Alrededor de la singularidad

la fase varía de forma helicoidal, de 0 a $2\pi m$, y la figura de intensidad presenta forma de anillo.

Los vórtices ópticos además llevan asociado un momento angular por fotón. Esta característica es de importante interés, ya que permite fabricar elementos tales como: pinzas ópticas, [Curtis 2002] y [Gahangan 1996], filtros espaciales [Swartzlander 2001], entre otras aplicaciones.

Un ejemplo de vórtice óptico se encuentra en los modos de tipo LG (Lagarre-Gaussian) [Arlt 1998]. Los modos LG se caracterizan por sus índices p (índice radial) y m (índice azimutal), que coincide con la carga topológica. El ejemplo más conocido es aquel en el que $p = 0$ y $m = 1$, como se muestra en la figura 5.1, la intensidad estará localizada en un solo anillo alrededor de una zona oscura que es justamente donde el campo es nulo.

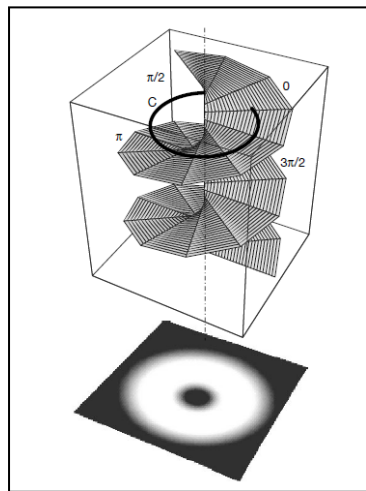


Figura 5.1: Propagación de un frente de onda helicoidal de un modo LG. El término de fase azimutal $e^{im\phi}$ produce un frente de onda helicoidal. La variación de la fase a lo largo del camino C es de 0 a $2\pi m$ por tanto la intensidad en el centro de la distribución de intensidad es cero. [Mair 2001]

5.1.2. Generación de vórtices ópticos.

Las técnicas utilizadas para la generación de vórtices en régimen pulsado se extrapolan del régimen continuo y son principalmente las siguientes:

- **Convertidores modales**

Consiste en la combinación de lentes cilíndricas, en las cuales a partir de del modo HG (Hermite Gaussiano) [Sueda 2004] de un laser convencional se genera el vórtice convirtiendo el modo HG en un modo LG (Laguerre-Gaussiano) [Courtial 1999], [Bezuhanov 2004]. Éste método es difícilmente aplicable directamente en láseres de ultracortos e intensos, ya que no se puede conseguir que éstos emitan en el modo HG [Rodrigo 2007].

- **Máscaras de espiral**

Consiste en generar mascarar mediante técnicas de deposición de cuarzo en un sustrato del mismo material, o mediante litografía de haz de electrones (*electron-beam lithography*) en fotoresinas [Cheong 2004] o empleando fotolitografía [Witzgall 1998]. La máscara generada consta de escalones, incrementándose el espesor al aumentar el ángulo azimutal, por lo que la fase del frente de onda a la salida es helicoidal, generándose así un vórtice. Presentan eficiencias cercanas al 50% en el caso del cuarzo y al 80% en el caso de las resinas y fotorresinas, además de un alto umbral de daño, por lo que pueden emplearse en la generación de vórtices de alta energía con láseres

pulsados [Moh 2006]. Sin embargo la operatividad de estas mascararas está limitada a pulsos mayores de 30 femtosegundos, ya que la dispersión cromática de fase es apreciable si la anchura a mitad de altura del pulso es mayor de 40 nm [Moh 2006].

- **Hologramas generados por ordenador (CGHs)**

El vórtice es generado mediante redes binarias de transmisión con dislocación. Un ejemplo de dislocación con $m = 1$ se muestra en la figura 5.2. Estas redes por lo general son impresas en transparencias [Arlt 1998], [Hermosa 2006] o fotografiadas en películas fotográficas. Al ser elementos delgados de amplitud, la eficiencia es baja (alrededor del 6%), aunque se puede conseguir que la eficiencia aumente (alrededor de 50%) blanqueando las redes [He 1995] o registrándolas directamente sobre cristales líquidos (LCs) [Crabtree 2004].

Cuando los CGHs se utilizan con pulsos cortos o con cualquier iluminación con un cierto ancho de banda espectral, presentan dispersión cromática, aunque se pueden disponer en un montaje acromático que la compense [Maryenko 2005].

El principal inconveniente de los CGHs es su bajo umbral de daño, lo que no permite utilizarlos a altas intensidades.

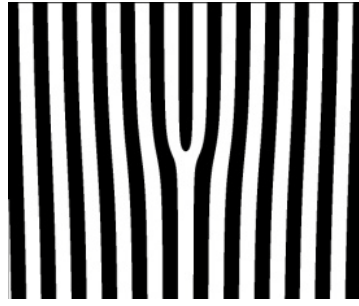


Figura 5.2: Red con dislocación generada por ordenador (CGH).

5.2. Hologramas de volumen y OV's

Vamos a intentar solventar las desventajas de los CGHs convencionales registrando redes con dislocación como hologramas de volumen transmisión y fase.

5.2.1. Hologramas de volumen transmisión y fase

En la sección anterior hemos comentado que los CGHs presentan poca eficiencia y bajo umbral de daño. Por otra parte en las mascararas espiral, aunque es posible obtener vórtices energéticos, es necesario disponer de una compleja instalación en el laboratorio para generarlas y además, presentan una aberración cromática de fase apreciable. [Moh 2006].

Los hologramas de volumen y fase permiten alcanzar eficiencias relativas del 100% (excluyendo posibles pérdidas por reflexión, absorción y/o difusión). Además, dependiendo del material que se emplee como medio de registro, presentaran alto umbral de daño, por lo que pueden emplearse para generar vórtices ópticos de alta energía. Para registrar una red con dislocación

como holograma de volumen y fase, basta con hacer interferir una onda plana (onda de referencia) con un vórtice (onda objeto). Al iluminar el holograma generado con un frente de onda plano se reconstruirá el vórtice.

Al igual que con los CGHs, una desventaja de utilizar hologramas de volumen es la dispersión cromática, tal y como se muestra en la figura 5.3: el haz incidente es dispersado al atravesar el holograma de volumen. Para solucionar este efecto se suele diseñar un montaje acromático que permita compensar la dispersión. En este sentido, haremos una adaptación del montaje propuesto por Mariyenko *et al.* [Mariyenko 2005]

Otra desventaja que hay que considerar es la selectividad cromática, si se emplean pulsos con elevado ancho de banda espectral. En nuestro caso determinaremos si esta selectividad afectará a la generación del vórtice considerando las características del láser que emplearemos en el estudio.

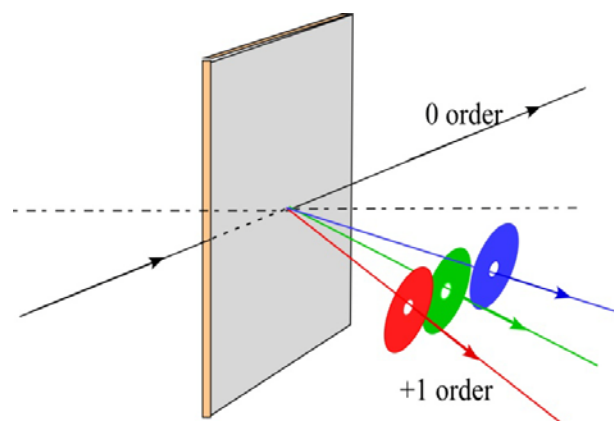


Figura 5.3: Dispersión cromática generada por un holograma de volumen.

5.3. Generación de vórtices ópticos con elementos holográficos registrados en placas Slavich PFG-04.

Como hemos visto en la sección anterior, debido a la dispersión cromática, para generar vórtices con hologramas de volumen empleando radiación no monocromática, necesitamos disponer de un montaje acromático. En la figura 5.4 se muestra un esquema del montaje que utilizamos para generar los vórtices con hologramas de volumen, basado en el montaje acromático empleado para CGHs por Maryenko *et al* [Maryenko 2005].

En el montaje se utilizan dos hologramas: una red plana H_I y un holograma de la red con dislocación H_{II} , ambos con el mismo periodo Λ . El pulso de entrada incide en la primera red H_I y se difracta (sólo es eficiente el orden 1 de difracción), de modo que es dispersado angularmente en su paso por la red. Luego se hace converger este pulso empleando una lente L_1 situada a continuación de H_I a una distancia del doble de su distancia focal ($2f'$), de manera que se forma imagen de la H_I en H_{II} . A continuación se coloca una lente L_2 idéntica a la lente L_1 a una distancia ($2f'$), de modo que la lente L_2 colima el haz proveniente de L_1 . Este haz incide en H_{II} y se genera un vórtice acromático a la salida de H_{II} correspondiente al orden +1 de difracción.

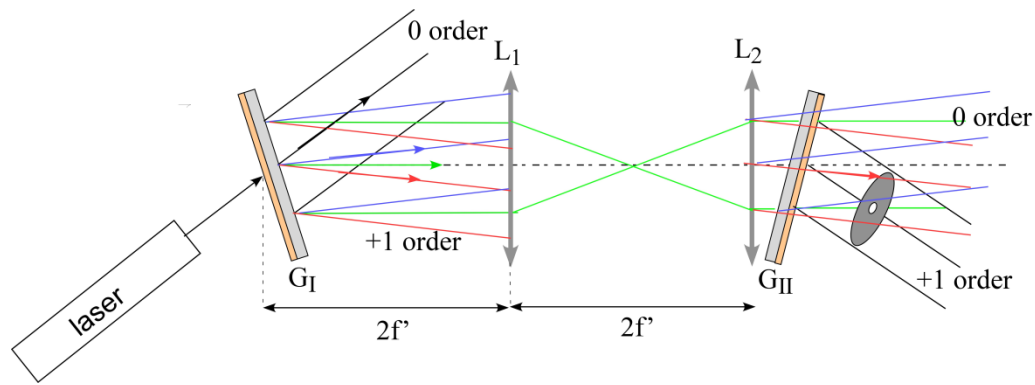


Figura 5.4: Esquema del montaje empleado para obtener vórtices sin dispersión cromática.

Como se ha visto en el montaje acromático descrito anteriormente, es necesario disponer de dos redes de igual periodo. Considerando las características de las placas Slavich PFG-04, (alta eficiencia, alto umbral de daño, etc) descritas en el capítulo 3, registramos dos elementos holográficos de volumen, transmisión y fase, empleando un montaje simétrico.

Primero registramos la red plana H_I . Para ello hacemos interferir dos ondas planas provenientes de un láser de NdYVO_4 emitiendo en continuo (CW) con $\lambda = 532 \text{ nm}$ y a 6.00 W de potencia. El ángulo entre haces es $2\theta_0 = 20,54^\circ$ en aire. El periodo de la red es $\Lambda = 1,491 \mu\text{m}$, correspondiente a una frecuencia espacial de 670,69 líneas/mm.

Después registramos el holograma de la red del vórtice H_{II} . Para ello empleamos como objeto una red delgada de transmisión con dislocación, la cual es generada por ordenador (CGH) y grabada mediante micromecanizado en una lámina de vidrio (BK7) con un láser Ti: Zafiro (figura 5.5). Este elemento ha sido realizado por el Centro Láser de la Universidad de

Salamanca y ha sido diseñado para producir un vórtice de carga $m = +1$ en el orden de difracción $+1$. Tiene un periodo $\Lambda = 50 \mu\text{m}$, correspondiente a 20 líneas/mm. Al iluminar esta red con un frente de onda plano se generan vórtices en varias direcciones, debido a los distintos órdenes de difracción de la red delgada. Colocamos la red micromecanizada a una distancia tal que puedan separarse espacialmente los órdenes de difracción. De esta manera seleccionamos el orden $+1$ y lo hacemos interferir con una onda plana. En la figura 5.6 se muestra un esquema del montaje empleado en el registro de la red del vórtice.

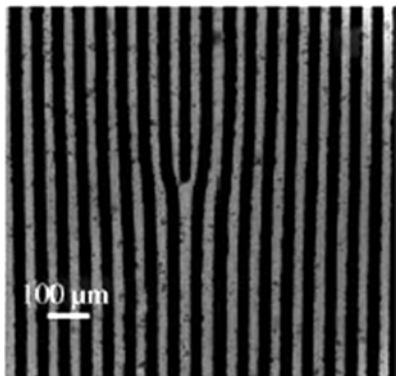


Figura 5.5 Imagen de la red empleada como objeto para grabar la red holográfica con el vórtice, obtenida empleando un microscopio (Axio imager Mm From Zeiss,)(5X)

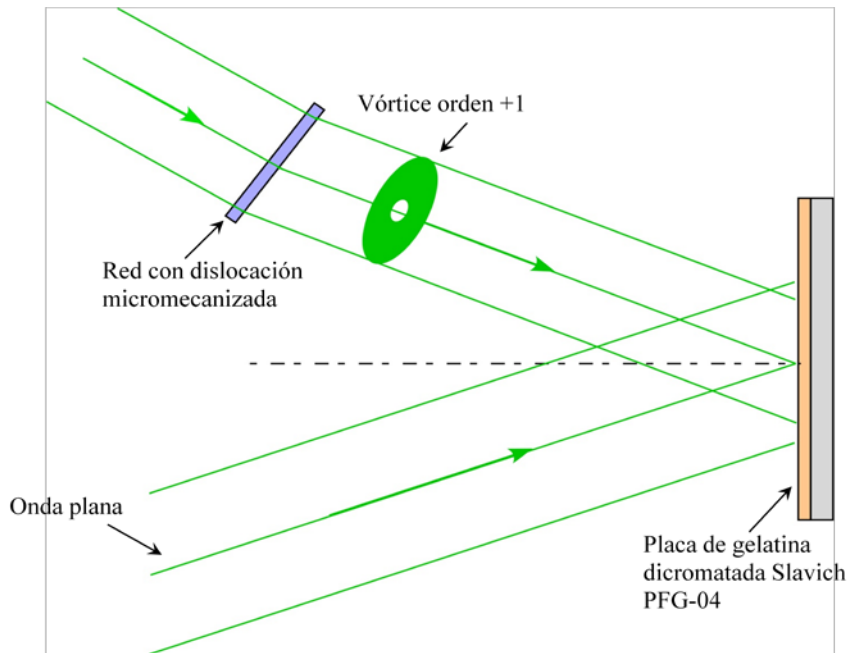


Figura 5.6: Esquema empleado en el registro del holograma del vórtice.

Como vimos en el capítulo 3, para cada lote de placas Slavich PFG-04 debemos hacer una nueva caracterización a fin determinar el valor de exposición que garantice máxima eficiencia. Para el registro de las redes empleadas en este estudio, utilizamos placas de la caja (A) del lote 54 (tabla 3.1). En este caso la exposición necesaria para obtener hologramas 100% eficientes cuando se iluminan con $\lambda = 800$ nm es $E = 3200$ mJ/cm² que corresponde a una modulación de índice de $n_1 = 0.0126$, con factor $Q = 29.22$ para la longitud de onda de registro ($\lambda_0 = 532$ nm) y $Q = 43.93$ para la longitud de onda de reconstrucción ($\lambda = 800$ nm), que nos garantiza comportamiento de holograma de volumen.

5.4. Caracterización de los elementos construidos.

Una vez procesados los elementos holográficos H_I y H_{II} se emplea un espectrofotómetro (Ocean Optics USB2000) para determinar la selectividad cromática de la red plana, que será igual a la de la red del vórtice. En la figura 5.7 se muestra la intensidad en función de la longitud de onda (λ) correspondiente al orden cero a la salida de la red plana. La selectividad cromática la hallamos mediante la anchura a mitad de altura del perfil de intensidad centrado en $\lambda = 800$ nm, siendo ésta $\Delta\lambda_{FWHM} = 180$ nm. Esta selectividad no modificará el perfil del espectro de entrada, ya que para estudiar la propagación del vórtice en régimen lineal y no lineal, emplearemos un láser de Ti: zafiro de 110 fs por pulso y ancho de banda espectral $\Delta\lambda_{FWHM} = 10$ nm. Para este ancho de banda la eficiencia permanece prácticamente constante.

El ancho de banda medido para una sola red (Figura 5.7), nos da una idea del rango de selectividad cromática con el que vamos a trabajar, aunque debemos considerar la selectividad cromática de ambas redes cuando operen juntas. En este sentido aunque el ancho de banda disminuya cuando las redes operen juntas, esta variación no afectara la forma del pulso, ya que no trabajaremos con anchos de banda mayores de 10 nm.

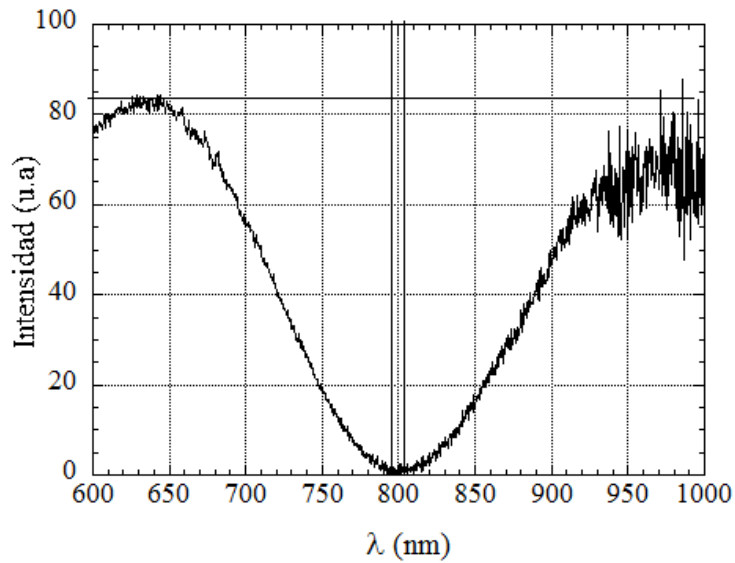


Figura 5.7. Intensidad vs longitud de onda del orden cero para la red plana, las líneas verticales delimitan el ancho de banda del láser que se emplea para generar el vórtice.

En ausencia de pérdidas, se obtienen altos valores de eficiencia relativa para el primer orden de difracción, $\eta_{1r} = 96\%$ para la red con dislocación y $\eta_{1r} = 99\%$ para la plana. Para $\lambda = 800$ nm el ángulo que cumple la condición de Bragg es $\theta = 15^\circ$, lo que se ajusta a las predicciones teóricas.

En cuanto a la eficiencia absoluta, $\eta_{1a} = 79\%$, para la red plana y $\eta_{1a} = 76\%$ para la red con dislocación. La eficiencia total del sistema al atravesar los dos elementos holográficos será reducida del 60%. Como hemos apuntado en el capítulo 4, la eficiencia absoluta en cada una de las redes puede aumentarse hasta en un 10% si se recubren los hologramas con una capa antirreflejante. En este caso, el sistema total puede alcanzar una eficiencia de 75 a 80%.

La alta eficiencia obtenida y la selectividad cromática de las redes nos permitirán generar vórtices energéticos que se podrán emplear con pulsos de banda ancha.

Los hologramas se observaron en un microscopio óptico de contraste de fase con iluminación en transmisión. En la figura 5.8 podemos observar las imágenes tomadas con el microscopio en las que se muestra: *a)* la red holográfica con dislocación y *b)* la misma red con la zona de la dislocación resaltada.

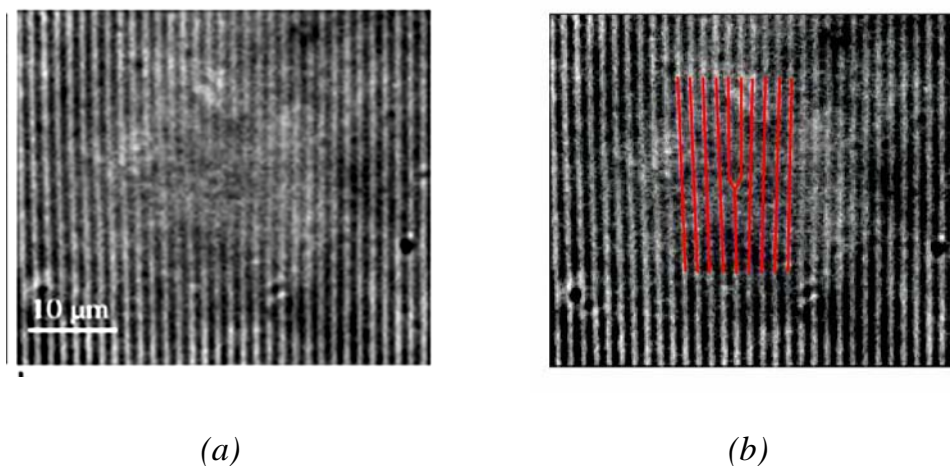


Figura 5.8: Detalles de las redes registradas tomadas con un microscopio de contraste de fase:(100X) a) red holográfica con dislocación, b) la misma red con la dislocación resaltada.

5.5. Estudio de la propagación del vórtice en régimen no lineal.

Empleamos el montaje acromático descrito en la sección 5.3 (figura 5.4). Colocamos la lente L_2 antes de la red que contiene el vórtice para minimizar los efectos de astigmatismo producido por el vidrio que sirve de soporte del material holográfico, en el cual se hallan las redes grabadas. También es

necesario colocar una cámara de vacío entre las lentes L_1 y L_2 para evitar que, por efectos filamentación en aire, se genere daño en las lentes.

Para estudiar la propagación del vórtice en aire se hacen incidir, en el montaje acromático, pulsos de 120 fs provenientes del láser de Ti: zafiro. Se genera un vórtice que posteriormente será focalizado por una lente de focal larga $f = 2.2$ m. Para visualizar la propagación tomamos imágenes a diferentes distancias con una cámara CCD. Para evitar que las altas energías ocasionen daño a la CCD, colocamos una lámina gruesa de vidrio BK7 y visualizamos el vórtice trabajando con el haz reflejado proveniente del vidrio. También se colocaran filtros de densidad óptica para no saturar la CCD. En la figura 5.9 se muestra un esquema del montaje empleado para estudiar la propagación del vórtice en régimen lineal y no lineal. Se hacen medidas a lo largo del recorrido antes y después del foco de la lente.

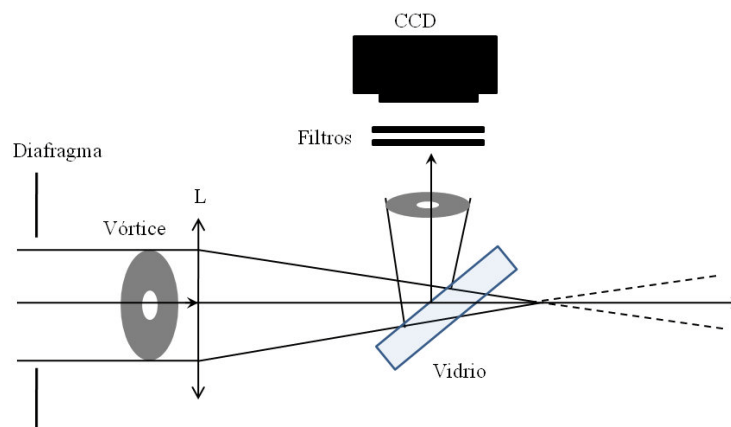


Figura 5.9: Esquema del montaje experimental empleado para estudiar la propagación del vórtice.

Antes del foco de la lente ($f = 2.2$ m) se observa rotura del vórtice, en la figura 5.10 se muestra este efecto.

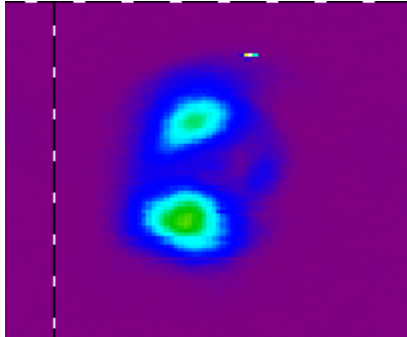


Figura 5.10: imagen tomada con una cámara CCD donde se muestra la rotura que experimenta el vórtice antes del foco de la lente de focal $f = 2.2$ m.

La rotura del vórtice en su propagación se estudia controlando dos parámetros:

a) *Simetría y tamaño del haz de lectura.*

Se controla la simetría y el tamaño del vórtice colocando un diafragma variable justo a la salida del montaje acromático

b) *Energía del haz de reconstrucción*

Se varía la energía del haz de entrada para determinar si el vórtice se propaga en régimen lineal o no lineal. Al disminuir la energía del vórtice (régimen lineal) éste se recompone, justo después del foco. Si por el contrario la energía es alta (régimen no lineal) la rotura se mantiene.

En la figura 5.11 se muestra la imagen de la distribución de intensidad del vórtice, justo después de la lente. En esta imagen se ve claramente la

indeterminación de fase en el centro del vórtice. También se representan los perfiles de intensidad en unidades arbitrarias tanto en horizontal como en vertical.

No se observa daño en los hologramas cuando se incide con pulsos de 120 fs a 800 nm con una frecuencia de 10Hz y 32 mJ/cm^2 por pulso, como era de esperar debido al alto umbral de daño que presenta la emulsión (sección 3.8).

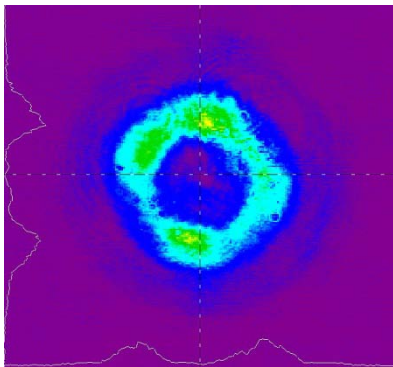
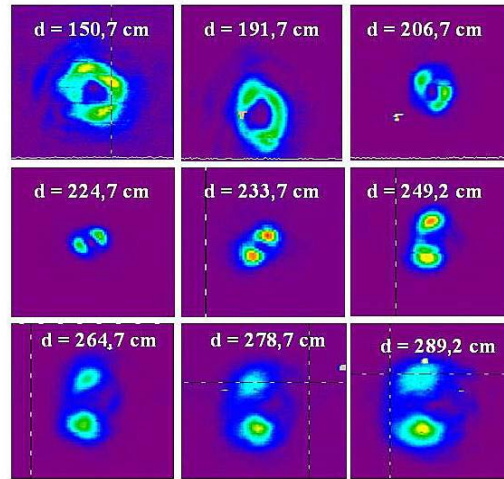


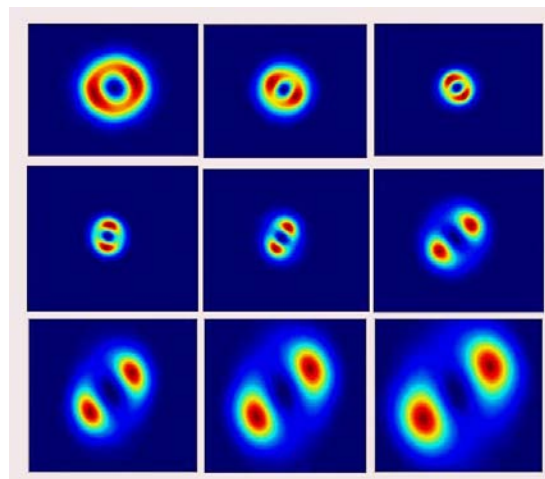
Figura 5.11: Imagen del vórtice tomada con una cámara CCD.

En la figura 5.12(a) se muestra la propagación del vórtice en régimen no lineal, cuando la energía a la salida del montaje acromático es $E = 2,2 \text{ mJ}$ y el diámetro del diafragma $\phi = 8 \text{ mm}$. Se observa cómo, al desplazarse a una cierta distancia del foco, el vórtice se rompe, realiza un giro y luego se mantiene la rotura. El giro fue calculado de las figuras tomadas con la CCD, siendo este aproximadamente de $122,9^\circ$ [Sola 2007]. La figura 5.12 (b) muestra el resultado de las predicciones teóricas de la propagación del vórtice en régimen no lineal (realizadas por el Dr. Julio San Román en la Universidad de Salamanca), empleando las mismas distancias que se emplearon en los

experimentos de la figura 5.12 (a). Se puede observar que los resultados experimentales son comparables con los teóricos.



(a)



(b)

Figura 5.12:a) Imágenes de la propagación del vórtice en régimen no lineal, tomadas con una cámara CCD, b) simulaciones teóricas de la propagación vórtice en régimen no lineal, las distancias son las mismas que las empleadas en (a).

Hasta ahora hemos visto que los hologramas de volumen registrados en las placas Slavich PFG-04 permiten generar vórtices ópticos energéticos. La

dispersión cromática de estos elementos se ve compensada mediante el sistema $4f$ de la figura 5.4. Esto nos ha permitido estudiar la propagación del vórtice en régimen lineal y no lineal. La desventaja del sistema empleado para acromatizar el vórtice radica en la dificultad de alineación de todos los elementos ópticos empleados en el montaje, así como la necesidad de emplear una cámara de vacío. Otra desventaja del sistema $4f$ es el amplio espacio que ocupa, debido a la disposición de los elementos. Considerando estas desventajas, proponemos otro sistema basado en hologramas de volumen que permita generar vórtices ópticos a partir de pulsos cortos sin dispersión cromática.

Proponemos generar vórtices acromáticos mediante un único elemento que opere en línea, conservando las características de eficiencia y selectividad cromática de los hologramas de volumen registrados en la sección 5.3.

5.6. Elemento holográfico uniaxial (diseño y construcción).

El nuevo elemento consiste en un par de redes holográficas de volumen transmisión y fase de igual periodo espacial que las redes empleadas para generar las redes del montaje acromático. La primera red será una red formada por la interferencia de dos ondas planas, mientras que la segunda red será registrada mediante la interferencia de una onda plana y el orden $+ 1$ del vórtice proveniente de una red con dislocación, ambas redes serán altamente eficientes cuando se reconstruyan con $\lambda = 800$ nm. Una vez registradas y

procesadas las redes serán enfrentadas emulsión con emulsión y serán pegadas con pegamento de índice Norland NOA61, de manera quedaran unidas y operarán como un único elemento uniaxial.

En la reconstrucción, al estar pegadas las redes emulsión con emulsión, cuando se incide con una onda plana en la primera red, la segunda red corrige la dispersión introducida por la primera red, de modo que se obtiene un vórtice acromático, sin necesidad de emplear un sistema de $4f$. En la figura 5.13 se muestra el proceso reconstrucción del elemento: a) cuando las redes operan por separado, se corrige la dispersión cromática pero la separación espacial afecta la propagación del vórtice, b) cuando las redes operan como un elemento uniaxial, se corrige la dispersión cromática y la separación espacial.

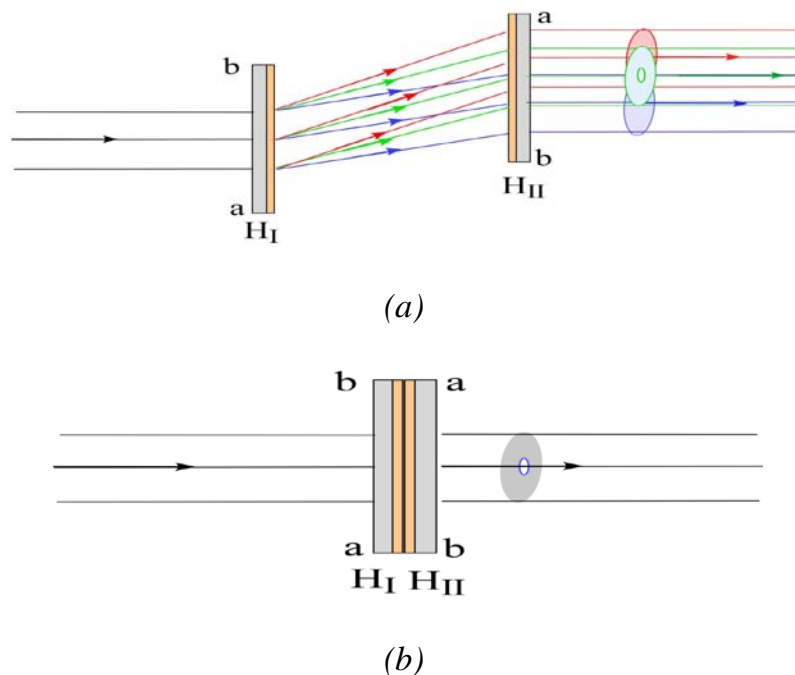


Figura 5.13: (a) Proceso de reconstrucción. La primera red introduce dispersión cromática, (b) el elemento uniaxial compensa la dispersión cromática.

Para el registro de las redes, hay que considerar dos aspectos importantes:

a) Angulo de construcción.

El elemento estará diseñado para operar en línea, y con el haz de reconstrucción de $\lambda = 800$ nm, de modo que se debe cumplir la condición de Bragg para esa longitud de onda incidiendo perpendicular al elemento, como se muestra en la figura 5.13 b). Para que esto ocurra debemos determinar los ángulos que han de emplearse en el registro ($\lambda = 532$ nm), aplicando la condición de Bragg (ecuación 1.23) dada en el capítulo 1.

El semiángulo entre haces de construcción es $\theta_0 = 10$, que corresponde a un periodo $1.491 \mu\text{m}$, considerando que el índice medio de la emulsión $n = 1.542$ no cambia apreciablemente entre 532 y 800 nm , determinamos el semiángulo θ_1 que cumple la condición de Bragg para la longitud de onda de reconstrucción ($\lambda = 800 \text{ nm}$).

La diferencia $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_0$ representa la variación de la condición de Bragg, que corresponde al ángulo que hay que inclinar la onda objeto respecto de la normal a la placa en la construcción (figura 5.14). Los valores que obtenemos son $\theta_1 = 15.2$ y $\Delta\theta = 5.2^\circ$ en aire.

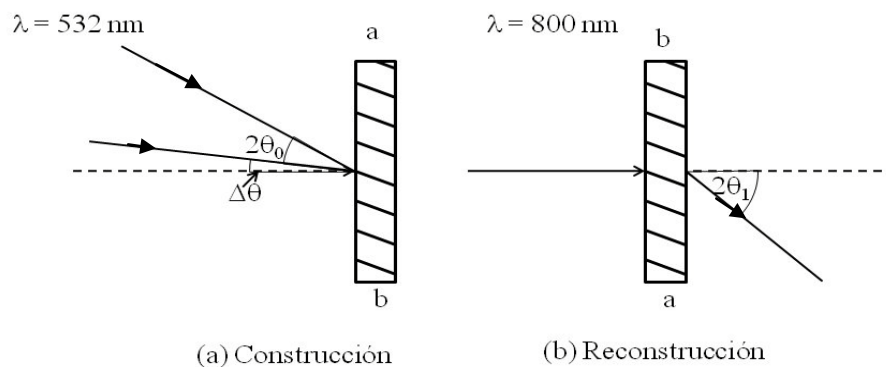


Figura 5.14: (a) Esquema de las condiciones de registro ($\lambda = 532 \text{ nm}$) y reconstrucción ($\lambda = 800 \text{ nm}$) empleadas en las redes que constituyen el elemento uniaxial.

b) Eficiencia de las redes.

Otro factor de gran importancia es la eficiencia con que el elemento opera en línea. Debemos asegurar que la eficiencia relativa de orden 1 de la

primera red sea del 100%, para que la interferencia con el orden 0 transmitido por la primera red no afecte a la propagación del vórtice.

En el caso en que no pueda conseguirse el 100% de eficiencia relativa de orden 1 en la primera red, es necesario separar espacialmente el haz transmitido (orden cero de H_1) del vórtices generado. Esto se puede conseguir produciendo un giro relativo entre ambos elementos alrededor del eje z, de pequeño ángulo, de forma que el vórtice salga ligeramente desviado de la normal. Este efecto no disminuye de forma apreciable la eficiencia del sistema compuesto, como hemos comprobado experimentalmente, aunque puede afectar a la compensación de la dispersión cromática.

Para el registro de los hologramas que componen el elemento uniaxial, se utilizaron placas Slavich PFG-04 de la caja (E), lote 64 (tabla 3.1). De la caracterización de estas placas obtuvimos un valor de exposición $E = 3220 \text{ mJ/cm}^2$, que nos asegura máxima eficiencia en la longitud de onda de reconstrucción.

Se obtuvieron valores de eficiencia relativa en ambos elementos (Red plana y red del vórtice) aproximadamente de $\eta_{1r} = 98\%$

Determinamos la selectividad cromática del elemento uniaxial, empleando un espectrofotómetro Ocean Optics USB 2000. En la figura 5.15 se muestran los resultados de estas medidas. La anchura a mitad de altura del perfil espectral (FWHM) centrado en $\lambda = 800 \text{ nm}$ es $\Delta\lambda = 157 \text{ nm}$. Esta

selectividad y las eficiencias obtenidas permitirán generar vórtices energéticos con pulsos de anchos de banda espectrales de 10 nm.

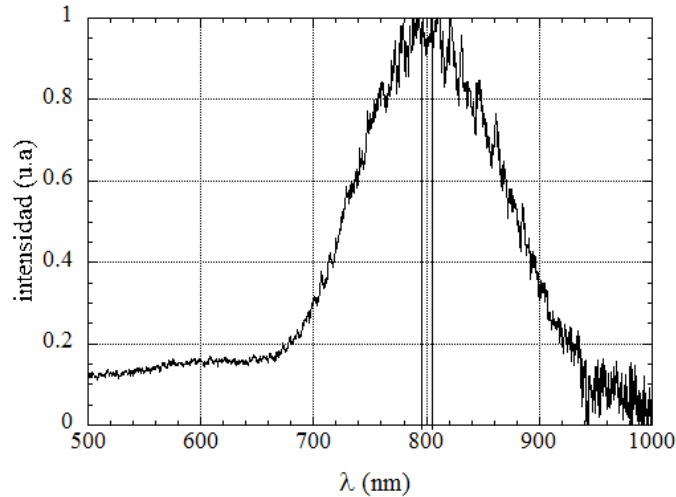


Figura 5.15 Intensidad vs. longitud de onda del elemento uniaxial. Las líneas verticales delimitan el ancho de banda que se empleará para generar vórtices ópticos.

A fin de analizar el comportamiento del elemento uniaxial en la generación de vórtices, empleamos una fuente de luz blanca y un filtro interferencial centrado en 852 nm y 10 nm de anchura espectral, que simula las características del laser de femtosegundo. Observamos que se genera un vórtice acromático sin distorsiones aparentes y cuya forma se mantiene a lo largo de una gran distancia de propagación (hemos comprobado en el laboratorio la propagación hasta una distancia de unos 10 m) lo que confirma la calidad del vórtice. En la figura 5.16 se muestran los perfiles de intensidad del vórtice.

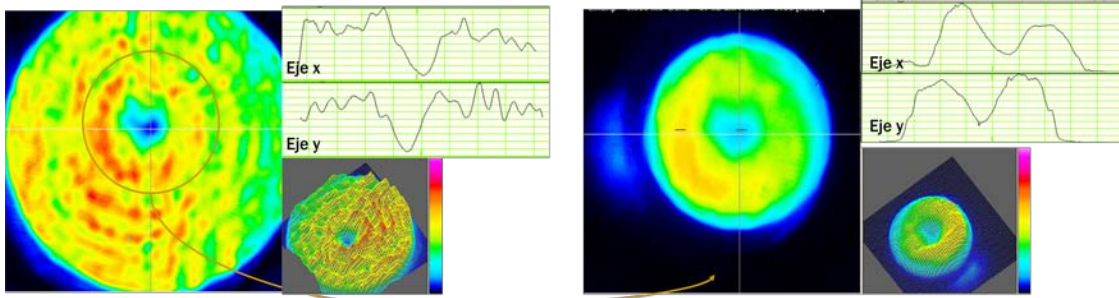


Figura 5.16: Perfiles de intensidad del vórtice generado con el elemento uniaxial. Se muestra un detalle de la imagen tomada con una cámara CCD cuando se emplea luz blanca y un filtro interferencial de 852 nm y 10 nm de anchura espectral.

De este trabajo podemos destacar que hemos generado vórtices energéticos con elementos holográficos de volumen, transmisión y fase altamente eficientes registrados en placas Slavich PFG-04. Los efectos de la dispersión cromática se han eliminado mediante el sistema acromático descrito en la figura 5.4. Con estos hologramas de volumen se ha podido estudiar la propagación de vórtices ópticos en régimen lineal y no lineal.

También hemos optimizado el sistema para generar vórtices con hologramas de volumen prescindiendo del montaje acromático y la cámara de vacío, aportando un elemento uniaxial que compensa la dispersión cromática. Este elemento es fácil de alinear y ocupa un espacio mínimo.

El elemento uniaxial compuesto se empleara para generar vórtices y analizar su propagación tanto en régimen lineal como en no lineal, manteniendo las condiciones experimentales que se emplearon con el montaje acromático, a fin de comparar los resultados obtenidos en ambos casos (montaje acromático y elemento uniaxial) y determinar la eficacia del

elemento propuesto. Estas medidas se llevarán a cabo próximamente en conjunto con los investigadores del Centro Laser de la Universidad de Salamanca.

Conclusiones.

Hemos caracterizado las emulsiones comerciales de gelatina dicromatada Slavich PFG-04 mediante el registro de redes de volumen, transmisión y fase. Hemos optimizado el proceso de registro empleando una fuente de radiación láser en continuo con longitud de onda de $\lambda = 532$ nm y 6.00W de potencia.

Para evitar interferencias causadas por reflexiones entre vidrio, aire y emulsión y minimizar los efectos de calentamiento producidos por la alta potencia del láser durante el proceso de registro, se diseñó y construyó una lámina antihalo de cobre y vidrio, que nos permitió obtener resultados estables y reproducibles.

Se obtuvieron redes altamente eficientes, con eficiencias de difracción relativas $\eta_{1rel} = 99\%$ y eficiencias absolutas de hasta 78%.

Hemos medido el espesor y el índice de la emulsión sin sellar empleando diversos instrumentos (Perfilómetro Dektak ST Surface Profiler, refractómetro de Abbe y sistema Metricom prism coupler, determinando un espesor de entre 30 y 31 μm , valor que difiere considerablemente del espesor indicado por el

fabricante. Se determinó que la emulsión no presenta encogimiento después del procesado. El índice de refracción medio en muestras procesadas ($n_e = 1.543$) presentó una ligera disminución respecto al valor medido en muestras sin procesar ($n_e = 1.544$).

Mediante el estudio de las curvas de selectividad angular obtenidas al medir la eficiencia de las redes en función del ángulo de incidencia, comprobamos que no se modifican las condiciones de reconstrucción respecto a las de registro.

Hemos estudiado la dependencia de la modulación de índice con la exposición en el material, analizando las redes expuestas. Se obtuvo un comportamiento lineal hasta una modulación de índice $n_1 = 0,00854$ correspondiente a una exposición aproximada $E = 2000 \text{ mJ/cm}^2$. Para exposiciones mayores, se dejan de obtener resultados analizables, debido a inestabilidades térmicas y mecánicas.

Empleamos una metodología alternativa para ampliar el análisis del rango dinámico lineal de la emulsión, la que consistió en el multiplexado angular de redes de volumen, transmisión y fase, independientes y cada una expuesta con el valor de exposición que da máxima eficiencia para una sola red. Al multiplexar 2 redes obtuvimos eficiencias relativas $\eta_{1r} = 95\%$ para cada red lo que indica un rango lineal de la modulación de índice mayor que $\Delta n \cong 0.0246$. Al multiplexar tres redes independientes obtuvimos eficiencias relativas $\eta_{1r} = 75\%$, lo que nos permitió establecer el límite superior del rango dinámico lineal entre $\Delta n = 0.0246$ y $\Delta n = 0.0328$.

El rango dinámico lineal obtenido nos permitió registrar redes de transmisión, volumen y fase optimizadas para operar con alta eficiencia al ser iluminadas con un láser de longitud de onda de 800 nm, que emite pulsos de femtosegundos.

Se determinó el umbral de daño del material para un sólo pulso de 120 fs y para 100 pulsos (cuando aparece efecto acumulativo). El umbral de daño es 0.736 J/cm^2 para un pulso y 0.340 J/cm^2 para 100 pulsos, focalizados con una lente de focal $f' = 100 \text{ mm}$.

Los resultados obtenidos para las redes registradas en placas Slavich PFG-04 se emplearon en el diseño y construcción de dispositivos y elementos holográficos de propósito específico, para su utilización en experimentos llevados a cabo en conjunto con investigadores del Servicio Láser de la Universidad de Salamanca.

En primer lugar hemos diseñado y construido un compresor de pulsos ultracortos e intensos formado por dos redes holográficas de transmisión en paralelo y diseñado para compensar la dispersión de segundo orden en pulsos de 10 nm de ancho de banda espectral y 580 fs.

Con este dispositivo se han llegado a comprimir pulsos de 580 fs hasta 106 fs, cerca de su límite de Fourier (100fs). El compresor ha sido caracterizado también en función de la selectividad espectral de las redes y permite comprimir pulsos de hasta 55 nm de ancho de banda espectral.

La eficiencia absoluta obtenida en cada red ($\eta_{1a} = 75\%$) da una eficiencia total del pulso a la salida del compresor de 30%, que se puede incrementar hasta aproximadamente un 52% con un recubrimiento antireflejante.

Hemos adaptado el diseño del compresor inicial a las condiciones específicas de cada experimento. Para su uso en experimentos de postcompresión de pulsos con anchos de banda de hasta 100 nm incrementados mediante filamentación, diseñamos y construimos redes transmisión, volumen y fase con una frecuencia espacial de 330 líneas/mm. Estas redes sustituyeron a las redes de 730 líneas/mm en el montaje del compresor inicial, permitiendo comprimir pulsos de hasta 100 nm de anchura espectral desde aproximadamente 130 fs hasta una anchura temporal de 15 fs.

En segundo lugar se han diseñado y construido elementos holográficos de volumen, transmisión y fase para la generación de vórtices ópticos, que permitieron el estudio de la propagación de estos vórtices en régimen lineal y no lineal (a altas energías). Debido a la alta dispersión cromática que poseen los hologramas de volumen, se realizó un montaje acromático basado en el propuesto por Meriyyenko *et al* para CGHs [Meriyyenko 2005], en que se utilizaron dos redes de igual periodo (una red plana y una red con dislocación) y un sistema de lentes que permitieron compensar la dispersión cromática. Se tuvo que emplear una cámara de vacío para evitar efectos de filamentación en las zonas de focalización de las lentes, debido a las altas energías empleadas.

La eficiencia absoluta obtenida en cada holograma fue aproximadamente de $\eta_{1a} = 78\%$ para la red plana y $\eta_{1a} = 76\%$ para el holograma del vórtice, por lo que el sistema de dos redes presentó eficiencia neta cercana al 60%. El sistema fue irradiado con intensidades de 32 mJ/cm^2 , sin que se presentara daño alguno en las redes.

En la propagación del vórtice en régimen lineal, se observó que antes del foco de la lente ($f' = 2 \text{ m}$) el vórtice se rompe en dos estructuras y justo después del foco el vórtice se recompone y mantiene su estructura, pero cuando se propaga en régimen no lineal debido al aumento de la energía, el vórtice mantiene la rotura durante la propagación. [Sola 2007].

Para solventar las desventajas del montaje acromático hemos diseñamos y construido un elemento holográfico uniaxial compuesto por una red plana y una red con dislocación, ambas del mismo periodo y pegadas (emulsión contra emulsión), con alta eficiencia de difracción.

El elemento ha sido diseñado para operar en línea y con el haz de reconstrucción incidiendo en perpendicular a la placa. Permite cancelar la dispersión cromática propia de las redes de volumen sin necesidad de emplear lentes. Además puede alinearse sin dificultad en cualquier montaje experimental, ocupa un espacio mínimo y evita tener que emplear la cámara de vacío.

Este elemento fue caracterizado empleando una fuente continua de luz blanca y un filtro interferencial centrado en $\lambda = 852 \text{ nm}$ con anchura espectral de

10 nm. Se comprobó que el vórtice generado mantiene su simetría en la propagación del haz.

La eficiencia relativa de cada uno de los componentes (red plana y red del vórtice) es $\eta_{1r} = 98\%$. También se determinó la selectividad cromática del elemento compuesto, obteniendo una $\Delta\lambda = 157$ nm. La eficiencia y selectividad angular del elemento permitirán generar vórtices energéticos con pulsos de ancho de banda espectral de 10nm, empleando un láser Ti: zafiro del Servicio Láser de la Universidad de Salamanca y se estudiar su propagación simplificando y mejorando las condiciones experimentales que se emplearon en el montaje acromático.

Apéndice A.**Corrección de las pérdidas por reflexión del flujo incidente para redes de transmisión, volumen y fase.**

La eficiencia de difracción efectiva de orden 1, definida en el capítulo 3 por la ecuación (3.3) está corregida de las pérdidas por reflexión en las caras de los vidrios (sustrato y sellado) mediante los coeficientes de Fresnel.

La corrección se hace multiplicando el flujo incidente por los factores de transmisión T, T' de cada una de las superficies, de modo que la ecuación (3.3) vendrá expresada por

$$\eta_{1e} = \frac{\Phi_1}{\Phi_i} = \frac{\Phi_1}{\Phi_i} \left(\frac{1}{T \cdot T'} \right). \quad (\text{A. 1})$$

Los factores de transmisión están dados por

$$T = \left(\frac{n'}{n} \right) \left(\frac{4 \text{sen}^2 \theta'_1 \cos \theta_1 \cos \theta'_1}{\text{sen}^2(\theta_1 + \theta'_1)} \right), \quad (\text{paso de aire a vidrio}) \quad (\text{A. 2})$$

$$T' = \left(\frac{n}{n'} \right) \left(\frac{4 \text{sen}^2 \theta'_2 \cos \theta_2 \cos \theta'_2}{\text{sen}^2(\theta_2 + \theta'_2)} \right), \quad (\text{paso de vidrio a aire}) \quad (\text{A. 3})$$

Siendo n el índice de refracción exterior ($n = 1$) y n' el índice de refracción del vidrio, (consideramos el índice del vidrio prácticamente igual al de la gelatina, θ_1 es el ángulo de incidencia que cumple la condición de Bragg en aire y θ'_1 en el interior del medio holográfico, θ'_2 y θ_2 los ángulos de la onda difractada dentro y fuera del medio respectivamente).

En la tabla A.1 mostramos los resultados del factor $(1/T.T')$, calculados para las redes simétricas e inclinadas, cuando se ilumina el holograma con $\lambda = 532$ nm y $\lambda = 800$ nm para $n = 1$ y $n' = 1.517$.

λ (nm)	θ_1 (°)	θ_2 (°)	θ'_1 (°)	θ'_2 (°)	T	T'	(1/TT')
532	11	11	7.23	7.23	0.9557	0.9557	1.0948
	11	33	7.23	21.04	0.95571	0.93446	1.1197
800	17	17	11.11	11.11	0.95261	0.95261	1.1020
	5	33	3.29	23.94	0.95739	0.92472	1.1290

Tabla A.1: Factores de corrección de pérdidas por reflexión para las redes registradas en Slavich PFG-04.

Apéndice B.

Selección del líquido de índice para placas Slavich PFG-04

En el registro de redes de transmisión se emplea una lámina antihalo para evitar las reflexiones en las caras de la placa. Para adherir la lámina antihalo al sustrato de la emulsión necesitamos emplear un líquido de índice que iguale aproximadamente el índice de refracción de los dos medios.

Si bien se procura colocar el líquido de índice en el lado opuesto a la emulsión, es fácil que el líquido de índice o sus vapores alcancen la emulsión. Debido a la composición de la emulsión (gelatina + dicromato de amonio), realizamos un estudio a fin de seleccionar un líquido de índice que no reaccione con los componentes de la emulsión. El estudio consistió en colocar pequeñas cantidades de sustancias seleccionadas como posibles líquidos de índice, en trozos de la emulsión. Dejándolos actuar por aproximadamente 30 min e introduciéndolos en una estufa a 100°C de temperatura por 60 min, a fin de reproducir una de las etapas del procesado de las placas Slavich PFG-04. En la

tabla B.1 se muestran las sustancias empleadas en este estudio y sus efectos sobre la emulsión.

Líquido de índice	Índice de refracción ($\lambda_D=589.3$ nm, 20°C)	Efectos en la emulsión
Glicerina	1,4740	Reacciona con el dicromato
Triacetato de glicerina	1,4310	Desprendimiento de la emulsión
Aceite de inmersión para microscopía (Panreac)	1,517	Compatible
Alcohol bencílico	1,5396	Desprendimiento de la emulsión
Xyleno	1,5058	Desprendimiento de la emulsión
tetracloroetileno	1,5056	Desprendimiento de la emulsión
Acetona	1,3591	Desprendimiento de la emulsión
Aceite de inmersión BK7 (Cargille)	1,5167	Compatible
Aceite para bebés (Jonhson's)	1,4671	Compatible
B-aceite para bomba de vacío	1,4736	La emulsión se desprende del sustrato
Líquido de índice Quintanilla [24] (80% alcohol bencílico y 20% triacetato de glicerina)	1,5142 ($\lambda=632.8$ nm)	La emulsión se desprende del sustrato

Tabla B.1: Efecto de diferentes líquidos de índice sobre la emulsión PFG-04.

En las imágenes de la figura B.1 se muestra la acción de las sustancias empleadas. En la mayoría de los casos se observa desprendimiento total o parcial de la emulsión al separarse del sustrato. Los mejores resultados se obtienen con el líquido de índice para microscopia (Panreac), aceite para bebés y líquido de inmersión BK7 (Cargille), siendo este último el que finalmente hemos empleado, ya que su índice de refracción se ajusta mejor a las superficies en contacto que el aceite para bebés y es más fluido que el aceite de inmersión.

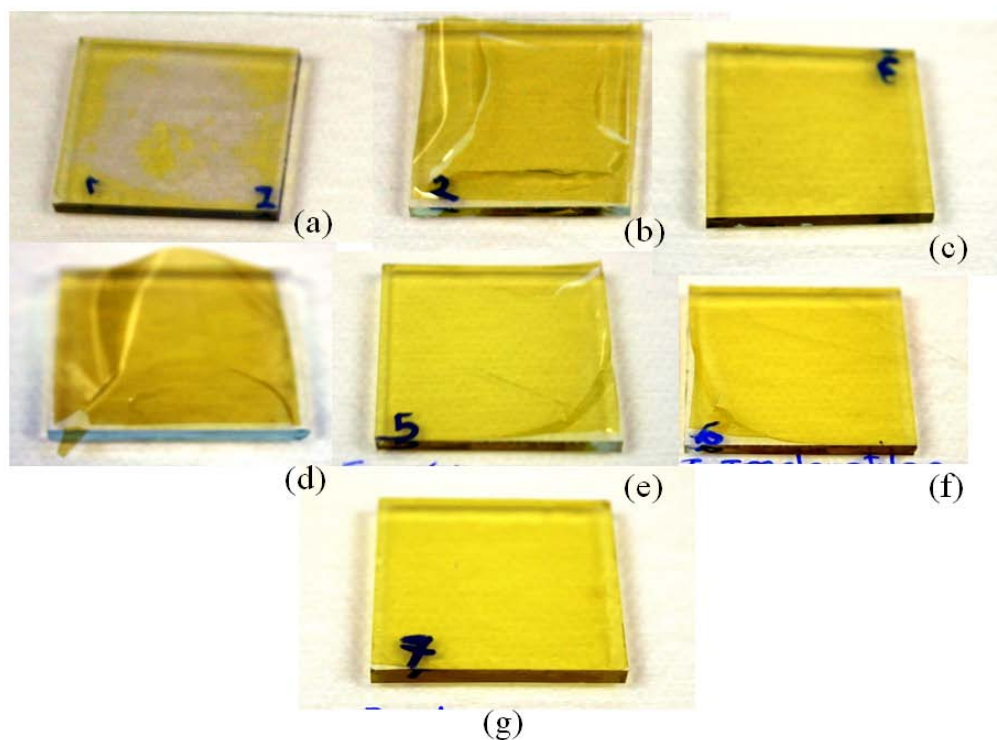


Figura B.1: Acción de algunas de las sustancias empleadas como líquido de índice en placas Slavich PFG-04: a) glicerina), b) triacetato de glicerina; c) aceite de inmersión para microscopia (Panreac); d) alcohol bencílico; e) xileno; f) tetracloretileno y g) acetona.

El líquido de índice Cargille es soluble en diversos compuestos químicos tales como: acetona, tetracloruro de carbono, etanol, heptano, cloruro de

metileno, y xileno, entre otros [Cargille 2004]. Para remover el líquido de índice de la zona de la emulsión que pueda entrar en contacto empleamos etanol, que es un disolvente recomendado por el fabricante y no afecta a la emulsión. Realizamos pruebas sumergiendo la placa en una solución de 90% etanol y 10% agua destilada justo antes del procesado. No hemos observado efectos negativos de este baño en la emulsión.

Apéndice C.

Procesado de placas Slavich PFG-04

Antes de procesar se retiran las pequeñas cantidades de líquido de índice que hayan estado en contacto con la emulsión empleando etanol. El procesado de las placas Slavich PFG-04 se lleva a cabo en 5 etapas:

- **Endurecido.** Una vez expuesta la placa holográfica, esta debe ser sometida a la acción de un endurecido térmico introduciéndola en una estufa a 100°C por un tiempo dado en la figura C1, que depende de la temperatura (en nuestro caso 4°C) y el tiempo de almacenaje de la emulsión, de modo que la emulsión pueda soportar la acción de los líquidos de la siguiente etapa.
- **Hinchado.** Durante la exposición se forman enlaces de los iones de cromo reducidos Cr^{+3} y las moléculas de los grupos carboxilos de las cadenas de gelatina vecinas. Mediante un lavado en agua corriente y posteriormente en agua destilada se elimina la parte del dicromato (Cr_2O_7^+) que no ha

reaccionado a la luz durante la exposición y comienza un proceso de hinchamiento de la emulsión, lo que nos permitirá obtener la modulación de índice necesaria para un el holograma de fase.

- **Deshidratación.** Una vez alcanzada la modulación de índice óptima, es necesario detener el hinchado y fijar la modulación mediante la deshidratación de la emulsión. Este proceso debe hacerse de manera gradual ya que en caso contrario se romperían los enlaces formados anteriormente ocasionando un daño irreversible en la red registrada, lo que se manifiesta mediante una apariencia lechosa en la placa procesada. La deshidratación se lleva a cabo sometiendo la emulsión a tres baños con diferentes concentraciones de alcohol isopropílico y agua.
- **Secado.** se lleva a cabo introduciendo la placa en una estufa de aire forzado a una temperatura de 100°C durante 1 hora, a fin de eliminar el alcohol isopropílico dentro de la película.
- **Sellado.** Finalmente la placa es sellada con una lámina de vidrio BK7 de 1,5 mm de espesor y pegamento Norland NOA61 de curado en luz ultravioleta cuyo índice de refracción iguala las superficies de contacto. El sellado es necesario para inhibir la interacción de la red y el medio exterior, a fin de minimizar la posible relajación de la red por absorción de la humedad ambiental. En la tabla (C.1) se muestra en resumen el procesado de las placas Slavich PFG-04.

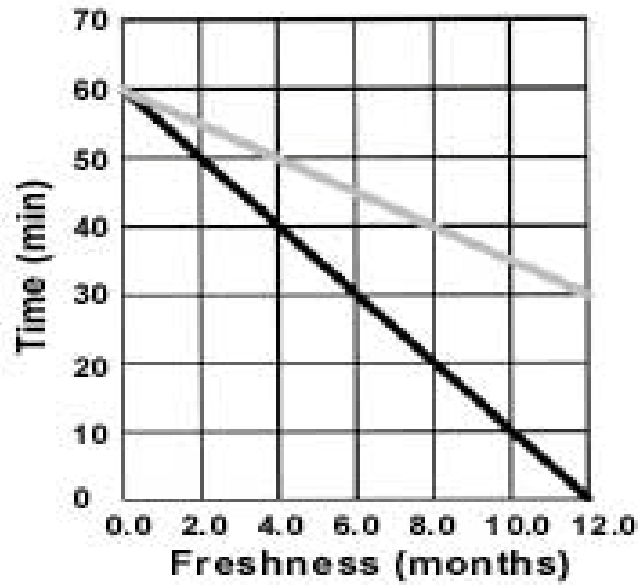


Figura C.1. Tiempo de endurecido para Slavich PFG-04 vs tiempo de almacenamiento. Para temperaturas de almacenamiento $T = 18^{\circ}\text{C}$ (curva negra) y $T = 4^{\circ}\text{C}$ (curva gris).

Proceso	Tiempo(min)	Agente	Temperatura °C
Endurecimiento térmico	*	Estufa de convección forzada	100
Lavado e hinchado	4	Agua filtrada	20
hinchado	3	Agua destilada	20
Deshidratacion	3	Alcohol isopropilico + agua (50:50)	20
Deshidratación	3	Alcohol isopropilico + agua (75:25)	20
Deshidratación	3	Alcohol isopropilico 100%	20
Secado	60	Estufa de convección forzada	100

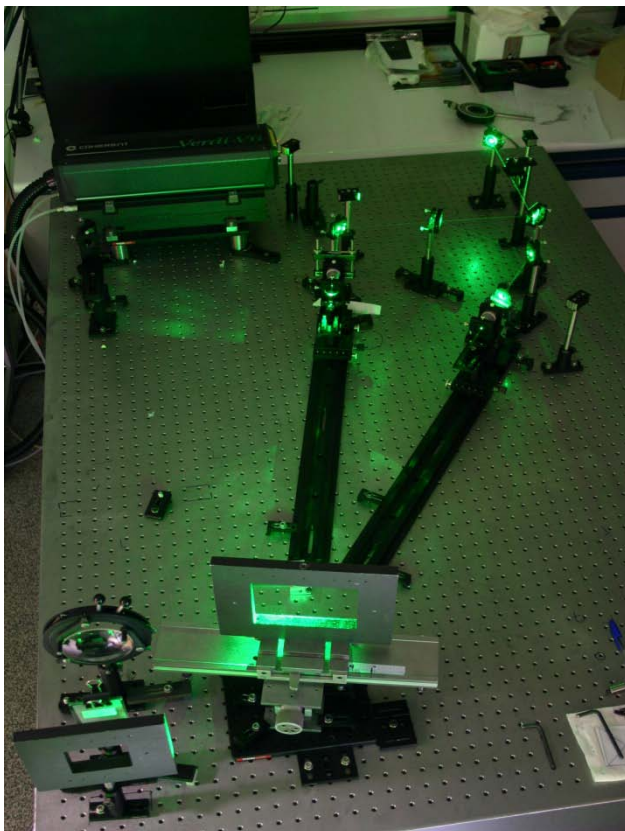
* Depende del tiempo de almacenamiento de las placas (figura B.1)

Tabla C.1: Procesado de las placas.

Para obtener buena reproducibilidad en los resultados hay que ser muy rigurosos con las condiciones de los líquidos empleados, específicamente la temperatura que debe ser de 20°C. Hemos observado que temperaturas superiores a 20°C producen un excesivo ablandamiento de la gelatina e incluso despegado del sustrato, mientras que temperaturas más bajas producen menores modulaciones de índice en las redes registradas.

Apéndice D.

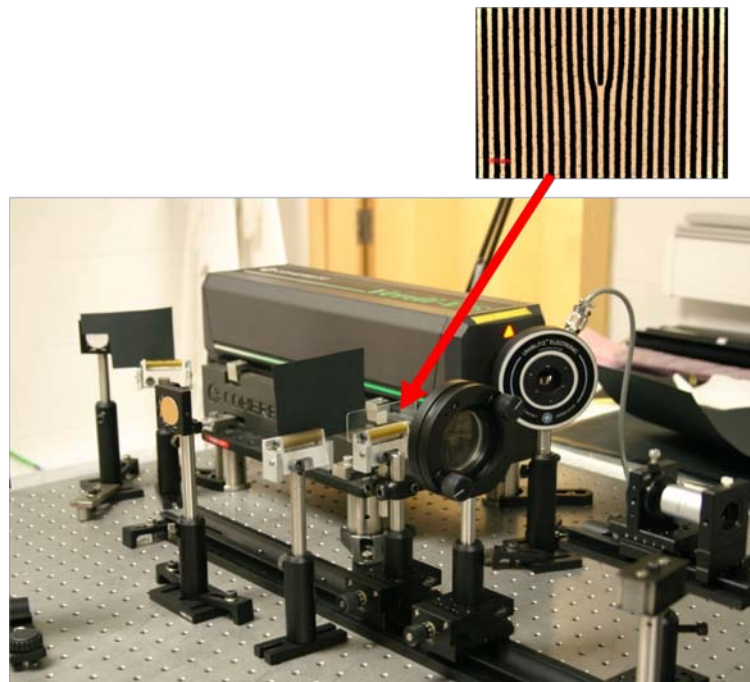
Fotografías de los montajes experimentales



Montaje experimental empleado para el registro de las redes de transmisión, volumen y fase en placas Slavich PFG-04.



Esquema del montaje empleado para caracterizar el compresor con el láser Ti: zafiro de longitud de onda $\lambda = 800 \text{ nm}$. Se muestra una fotografía ampliada del compresor



Montaje empleado para registrar el holograma del vórtice.

*Publicaciones a las que ha dado lugar esta tesis
doctoral.*

I.J. SOLA^{1,✉}
V. COLLADOS¹
L. PLAJA¹
C. MÉNDEZ¹
J. SAN ROMÁN¹
C. RUIZ^{1,2}
I. ARIAS¹
A. VILLAMARÍN³
J. ATENCIA³
M. QUINTANILLA³
L. ROSO¹

High power vortex generation with volume phase holograms and non-linear experiments in gases

¹ Servicio Láser, Universidad de Salamanca, Pl. de la Merced s/n, 37008 Salamanca, Spain

² Max Planck Institut für Physik komplexer Systeme, Nöthnitzer Straße 38, 01187 Dresden, Germany

³ Departamento de Física Aplicada, Universidad de Zaragoza, C/ Pedro Cerbuna, 12, 50009 Zaragoza, Spain

Received: 4 July 2007/Revised version: 21 December 2007
Published online: 6 March 2008 • © Springer-Verlag 2008

ABSTRACT An experimental method for the production of high power optical vortices by using volume phase holographic plates is presented. Experiments in air, N₂ and Ar have been performed as an example of the method's potential, observing non-linear effects and filamentation. Theoretical calculations support the conclusions.

PACS 42.40.Eq; 42.65.Hw

1 Introduction

Optical vortices (OVs) have been the object of intensive investigation due to their special properties concerning orbital angular momentum and spatial distribution [1]. Most of the works related to OVs have involved continuous-wave (cw) and quasi-cw regimes. Recently, the generation of OVs in very short and intense light bursts has been a subject of interest. This will allow us to have access into the high-power regime for studying experimentally the behavior of non-linear vortex structures (i.e. propagation in Kerr media and filamentation).

In order to generate the OVs with femtosecond pulses, two main approaches can be found in the literature. Both techniques have been exported from the cw regime, where they had already been consolidated. First, spiral phase plates (SPPs) are media where the optical path increases with the azimuthal angle, yielding an output beam with a helical phase front [2]. It has been shown that it is possible to generate vortex structures at the Ti:sapphire emission wavelength with efficiency of 55% and high damage thresholds [3]. Other materials, such as resists, offer higher efficiencies (around 80% [4]) and still quite high damage thresholds in the case of photoreists [5]. Therefore, SPPs appear as promising candidates to high power OV generation [6]. However, a recent work establishes some limitations of the technique when very short pulses are used [7]. In fact, for spectra presenting a FWHM higher than 40 nm, spatial chirp effects appear. Therefore, this

technique may have problems for pulses shorter than 30 fs. On the other hand, the manufacture of SPPs is expensive and demanding.

The second technique uses the so-called computer-generated holograms (CGHs), gratings presenting some dislocations in the diffraction pattern that creates the vortex. Usually they consist of an amplitude mask [8], but alternative processing of CGHs has been reported [9]. Also, dynamic CGHs have been tested using liquid-crystal media [10]. In general, the CGH technique presents lower efficiencies than those obtained with the SPPs. However, because of its simplicity of production compared to the SPP making up process, it is a quite popular technique, too. In addition, CGHs have been adapted to the femtosecond regime using 2f–2f set-ups, in order to compensate the spatial chirp [11, 12]. The main limitations of CGHs to date are the low damage threshold of the materials used, preventing the generation of high-power OVs, and the very low efficiency (as an exception, CGHs consisting of bleached plates [9] and liquid crystals (LCs) [10] present higher efficiency, compared to the more common amplitude CGHs).

We propose an alternative way to generate the OVs, in order to overcome simultaneously the mentioned limitations of the CGHs. By using volume phase holograms (VPHs), we show that it is possible to generate vortices with high efficiency and power, since the damage threshold of these materials is high. The paper is structured as follows. In a first part, we present the making up process, recording the OV pattern in the VPH. The plate is used to generate OVs in the femtosecond pulse regime, characterizing the set-up performance and output. In a second part, we present observations of the non-linear and filamentation effects of high-power vortices in gases, showing the potential of the VPH experimental set-up. Theoretical simulations have been performed in order to understand the process and to establish comparison with experiments. Finally, conclusions and future perspectives are mentioned.

2 Experimental set-up

In order to record the VPH, the first step consists of generating an OV with low energy. We have recorded

✉ Fax: +34-923-2945-84, E-mail: ijsola@usal.es

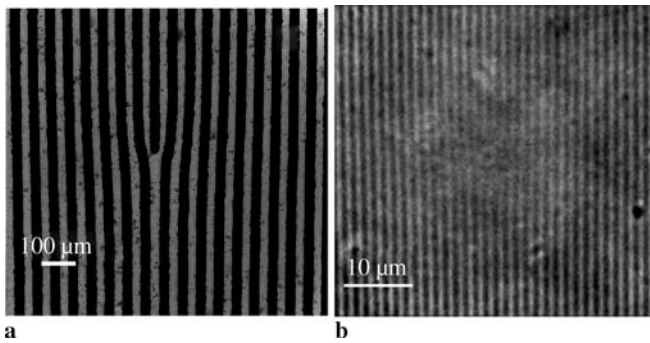


FIGURE 1 Microscope images. (a) Recorded plate with the micromachined CGH at the dislocation ($\times 5$). (b) The singularity region of the dichromated gelatin vortex plate (H2) ($\times 100$)

by laser micromachining a CGH pattern on a plate, creating vortex structures in the $+1$ diffracted order, with topological charge $m = 1$. We used a beam from a Ti:sapphire laser (110-fs-duration pulses, peak fluence of 20 J/cm^2) to print a $9 \text{ mm} \times 9 \text{ mm}$ CGH grating. The result of this procedure is a transmission grating, presenting transparent and opaque lines (period = $55 \mu\text{m}$). Figure 1a shows the dislocation area of the CGH obtained by using a microscope (Axio Imager M1.m from Zeiss). The spatial phase dependence of the vortex (order $+1$) has been proven to be azimuthal by using the collinear interferogram between the vortex and a diverging beam as presented in [12] (see Fig. 2a). The spatial characteristics (e.g. the topological charge) can be changed just by reprogramming the micromachining in order to write the proper CGH, and so the process can be extended easily to other topological charge vortices, or even can be generalized to other structures. The efficiency of the grating, considering the $+1$ diffraction order vortex, is around 9%, similar to the efficiency of the usual amplitude CGHs, since several diffraction orders are generated. In contrast, the micromachined grating presents a higher damage threshold than the standard printed films or LC devices (around some tens of GW/cm^2). Experimentally, we have observed outputs of hundreds of μJ (110-fs pulses), more power than that obtained typically with the common amplitude CGHs. However, the two main bottleneck points are the relatively low damage threshold (because of the absorption in the ‘burned’ lines) and the low efficiency.

These two points can be overcome by using volume phase holographic recordings, where the information is presented in phase modulations, not in amplitude. Volume phase holograms assure the generation of a single diffracted mode, with high efficiencies (theoretically around 100% could be possible, excluding reflection losses) depending on the experimental parameters (recording and reconstruction wavelengths, type of holographic plate, processing, etc).

In order to record the vortex VPH, we have used a typical holographic set-up. The beam of the recording laser has been split into two. One of the arms passes through the micromachined plate, generating the vortices in the different diffraction orders. The $+1$ order is selected, blocking the rest. The second beam is used as the reference. Both beams are directed to a holographic plate (two types were used, silver halide Slavich PFG-01 and dichromated gelatin PFG-04) forming a certain angle (depending on the plate type), needed to obtain a volume hologram for our experimental conditions.

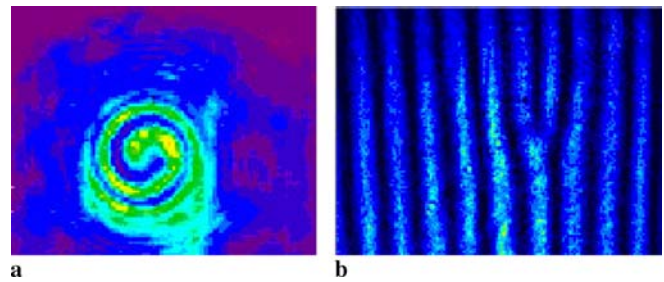


FIGURE 2 (a) Interference between the vortex generated with the micromachined CGH and a divergent beam ($\lambda = 793 \text{ nm}$). (b) Dislocation pattern from the VPH vortex interfering with a flat-wavefront beam ($\lambda = 633 \text{ nm}$)

The phase nature is obtained by the development process. Figure 1b shows a magnification ($\times 100$) of the vortex region in the dichromated gelatin plate, observing a grating structure whose periodicity is 700 lines/mm . Note that, in this last figure, the dislocation structure can be guessed: although the vortex is located in a minimum-intensity region, and the dislocation is not visible, please observe that the part above the vortex presents a line more than that of the lower part.

A second grating, presenting the same dispersion characteristics as the VPH described above but without any dislocation, is necessary to avoid chromatism problems, as will be mentioned later. This second VPH was recorded in the same way as described previously, with the only difference that in this case both reference and object beams are plane wavefronts. Their interference creates the grating in the holographic plate. Its structure was verified by the microscope, obtaining the same period as that corresponding to the vortex VPH out of the singularity region. During the rest of this work, the non-vortex VPH will be called H1, and the vortex generator VPH will be referred to as H2.

In Fig. 2b, VPH vortex generation properties are checked. The non-collinear interference between a flat-wavefront beam and the vortex VPH order $+1$ is presented, showing a clear dislocation pattern, very similar to the original one (Fig. 1a), as expected (a cw He–Ne laser has been used for this interference).

Table 1 summarizes the main features of the two types of holographic plates used in this work. The efficiency of the plate at $\lambda = 800 \text{ nm}$ can be improved dramatically by choosing the proper type of holographic material and development process. Therefore, the dichromated gelatin plates seem to be the appropriate election for this wavelength, with an overall efficiency of 78%, which is consistent with the results from [13]. Please note that this overall efficiency includes reflection losses. When observing the relative efficiency between the two observed orders, 0 and $+1$ (‘efficiency (0 order vs. $+1$ order) at 793 nm ’), since no higher diffraction orders are observed, the efficiency increases. The reason is that the main losses are due to reflection. Therefore, antireflection-coated VPHs could have even more than 90% efficiency. The recording angle between reference and object beams is also shown, and it depends on the type of plate used. Finally, the last column presents the type of recording laser.

According to their nature, the VPHs are very dispersive spectrally. A non-monochromatic beam, such as ultra-short pulses, is especially sensitive to this effect, presenting an im-

Type of plate	+1 order overall efficiency at 800 nm	Efficiency (0 vs. +1 order) at 793 nm	Recording angle between reference and object beams	Recording laser
Silver halide	40%	60%	37°	He-Ne
Dichromated gelatin	78%	95%	22°	NdYVO ₄

TABLE 1 Performances of the different types of VPHs

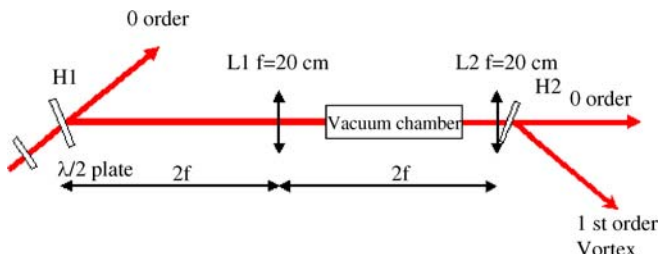


FIGURE 3 Scheme of the experimental set-up for generating the high-power vortices

portant spatial chirp in the diffracted beam. Therefore, an achromatic set-up is needed to correct this problem that could be very important in a femtosecond pulsed laser. We have implemented a set-up similar to that proposed in [12]. As shown in Fig. 3, the laser beam passes first through a half-wave plate, in order to rotate the laser polarization and optimize the holographic element response. Then, it is diffracted by the non-vortex VPH grating H1. A $2f$ - $2f$ set-up (L1) images H1 onto H2 ($f = 200$ mm) with a magnification of -1 . Focalization occurs inside a vacuum cell, as quite high energy will be used and non-linear and ionization effects could appear. However, we have observed that it is a conservative precaution, at least for the powers employed in the present work, because even in air there is no important non-linear effect. Recall that the beam is very dispersed spectrally at this point, which precludes the formation of a concentrated focus. Nevertheless, for higher powers the vacuum cell may be necessary and, in general, beam stability is observed to be slightly better. Just before the vortex plate H2, a collimating lens L2 has been placed. We have chosen to put it before, and not after, the plate, as astigmatism of the system induced by the VPH plate is probed to be reduced dramatically.

The overall transmission of the system using silver halide VPHs is 20–15% at 793 nm, since two VPHs are used. On the other hand, if dichromated gelatins are considered, the overall efficiency of the set-up has been observed to be around 60% at $\lambda = 800$ nm, which is comparable with the SPPs' performances. Furthermore, if reflections are prevented (e.g. using antireflection coatings), the overall efficiency will soar to 80%. Concerning the damage threshold, we have worked with intensities of up to 270 GW/cm², without observing any damage to the holograms.

In conclusion, the VPH achromatic set-up efficiency could be similar to or even higher than those corresponding to the SPPs. Besides, they present a very broad spectral band, being especially attractive for ultra-short pulses. Vortex output power has been observed up to 130 GW, only limited by the available input power.

3 High-power vortices in gases

The propagation of optical vortices in Kerr media has been a subject of interest in recent years. From a fundamental point of view, the study of the dynamics of self-breaking, due to modulation instabilities, gives insight about the interplay of the vortex charge and the peak power. In the literature, several experimental works have explored the behavior of femtosecond pulsed OV's in high saturable non-linear behavior, e.g. solids [14], water [15] and gases, presenting a resonance line within the laser wavelength domain [16, 17]. Moreover, the predicted high stability of the vortex solitons against collapse and filamentation [18] may be used for efficient and stable beam propagation in the atmosphere.

In this context, we have tested the capabilities and applications of our set-up producing OV's up to 14 GW with the silver halide VPHs, since this power is enough to show some non-linear effects. Due to our experimental conditions, the OV's could propagate up to 10 m, showing no changes in the intensity distribution. But, considering calculations in [18] with similar conditions, the OV's are expected to collapse only after some hundreds of meters. In order to explore the non-linear behavior and the limits of the stability of the OV's' structure in the laboratory we loosely focus the vortex with a $f = 220$ cm convergent lens placed after the holographic plate and observe the propagation. In the linear regime in air, the vortex maintains its ring-like structure when it propagates. In the case of a 14-GW vortex, the vortex breaks up into two splinters. Figure 4a shows the spatial intensity distribution at 0.81 m after the focus for the non-linear regime. The double-splinter structure is also observed in further propagation demonstrating the generation of high-power OV's, which are able to propagate non-linearly even in atmospheric air.

In order to analyze the physical origin of these localized structures, we have performed $(2 + 1)$ -dimensional nu-

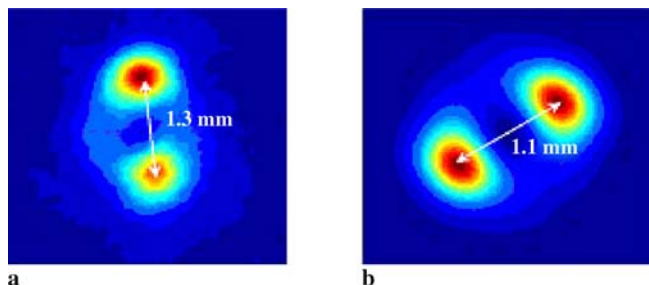


FIGURE 4 Experimental (a) and theoretical (b) split beams in air at 0.81 m after the focus ($f = 2.2$ m), using 1.6-mJ, 110-fs pulses

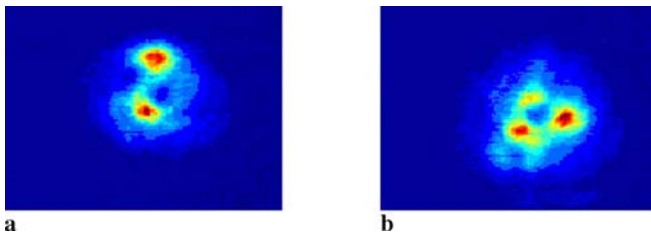


FIGURE 5 Experimental structures of filamentation at two different shots of a 14-GW vortex in N_2 ($P = 1.6$ bar), showing (a) two- and (b) three-filament structures

merical simulations of the propagation in air, including the Kerr non-linearity. The input intensity profile is calculated from the +1 order diffraction of a beam through a CGH, presenting the same parameters as our experimental set-up. The propagation code, solving the non-linear Schrödinger equation, is mentioned in [19]. Since our code does not include ionization, the onset of filamentation is identified as a catastrophic collapse, after which our numerical results are meaningless. For the same reason, the rise of non-singular, self-similar structures in our calculation (see Fig. 4b) can only be associated with the non-linear effect due to the Kerr effect, and not to filamentation. The good agreement of the comparison between the numerical results (Fig. 4b) and the experiments (Fig. 4a) leads us to conclude that the emerging beams are directly related to the Kerr effect.

A similar experiment as the one mentioned above was done inside a 2-m-long cell filled with N_2 . In these cases the intensity distributions were observed after the cell output window (around 1.33 m from the focus). When $P(N_2) = 1$ bar, the splitting is very similar to that observed in air. If $P(N_2) = 1.6$ bar, not very far away from atmospheric pressure, the experimental behavior changes and light from multiple filamentation is clearly observed (Fig. 5). The vortex structure has been observed to collapse into two (Fig. 5a) or three (Fig. 5b) filaments in an erratic way at the same experimental conditions. In addition, numerical simulations give an indication of filamentation showing collapse near the focus.

Non-linear effects have been observed also in gases presenting a Kerr non-linear index weaker than air, for example Ar. For low Ar pressures (some hundreds of mbar), the 14-GW vortex's spatial distribution is unchanged. However, for higher pressures ($P(\text{Ar}) = 1.9$ bar), the break-up appears clearly at the cell output, splitting into two beams similarly to that shown in Fig. 4. No filamentation regime has been observed with pressures up to 2.3 bar.

These results are examples of the capabilities of the presented set-up. Using improved VPHs, such as the currently tested dichromated gelatins, leads to the generation of vortices at very high power regimes. With these high-power vortices, it is possible to have access to the non-linear regime and filamentation in air propagation, which allows us to study in a simpler and more detailed way processes such as remote filamentation, remote laser intensity breakdown spectroscopy (LIBS), etc, which can be further applied in atmospheric conditions. In addition, it is possible to perform in a simple way some modifications in the propagation, changing the angular momentum distribution.

4 Conclusions

A new system of generating optical vortices, based on recording volume phase holograms, is presented, showing high efficiencies and damage thresholds (no effects appear when irradiated with near-200-GW pulses), allowing us to produce high-power vortices. An example of the potential of this set-up has been shown in obtaining experimentally non-linear effects and break-up into two or three filaments by loosely focusing the vortices in gases (Ar and N_2). Even in air at 1 bar, non-linear effects appear, showing agreement with theoretical predictions. This opens the possibility of studying experimentally non-linear effects on vortex propagation in air, where it is easy to follow the spatial evolution or even to manipulate it. The future development of the VPHs applied to the spatial profile tailoring in the ultra-short regime, in general, and high-power ultra-short vortices, in particular, is very promising since the efficiency can be improved by using different holographic materials and procedures (e.g. in the present work, dichromated gelatin holographic plates). These high-power OV's could be employed for experimentation on filamentation, non-linear propagation even in weak Kerr media and high-harmonic generation. Moreover, the VPH technique can be generalized to the implementation of other kinds of beam shaping working at high powers.

ACKNOWLEDGEMENTS This work has been partially supported by the Spanish Ministerio de Educación y Ciencia (FEDER funds, Grant No. FIS 2006-04151). I.J. Sola acknowledges the 'Ramón y Cajal' program from the Spanish Ministerio de Educación y Ciencia.

REFERENCES

- 1 A. Desyatnikov, L. Torner, Y. Kivshar, *Prog. Opt.* **47**, 1 (2005)
- 2 M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen, J.P. Woerdman, *Opt. Commun.* **112**, 321 (1994)
- 3 K. Sueda, G. Miyaji, N. Miyanaga, M. Nakatsuka, *Opt. Express* **12**, 3548 (2004)
- 4 W.C. Cheong, W.M. Lee, X.-C. Yuan, L.-S. Zhang, K. Dholakia, H. Wang, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5785 (2004)
- 5 G. Witzgall, R. Vrijen, E. Yablonovitch, V. Doan, B.J. Schwartz, *Opt. Lett.* **23**, 1745 (1998)
- 6 M. Fisher, C. Siders, E. Johnson, O. Andrusyak, C. Brown, M. Richardson, *Proc. SPIE* **6219**, 621 907 (2006)
- 7 K.J. Moh, X.-C. Yuan, D.Y. Tang, W.C. Cheong, L.S. Zhang, D.K.Y. Low, X. Peng, H.B. Niu, Z.Y. Lin, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 091 103 (2006)
- 8 V.Y. Bazhenov, M.S. Soskin, M.V. Vashnetsov, *J. Mod. Opt.* **39**, 985 (1992)
- 9 H. He, N.R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop, *J. Mod. Opt.* **42**, 217 (1995)
- 10 K. Crabtree, J.A. Davis, I. Moreno, *Appl. Opt.* **43**, 1360 (2004)
- 11 K. Bezuharov, A. Dreischuh, G.G. Paulus, M.G. Schätzel, H. Walther, *Opt. Lett.* **29**, 1942 (2004)
- 12 I.G. Mariyenko, J. Strohaber, C.J.G.J. Uiterwaal, *Opt. Express* **13**, 7599 (2005)
- 13 J.A. Arns, W.S. Colburn, S.C. Barden, *Proc. SPIE* **3779**, 313 (1999)
- 14 D.V. Petrov, L. Torner, J. Martorell, R. Vilaseca, J.P. Torres, C. Cojocaru, *Opt. Lett.* **23**, 1444 (1998)
- 15 L.T. Vuong, T.D. Grow, A. Ishaaya, A.L. Gaeta, G.W. Hooft, E.R. Eliel, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 133 901 (2006)
- 16 V. Tikhonenko, J. Christou, B. Luther-Daves, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 2046 (1995)
- 17 M.S. Bigelow, P. Zerom, R.W. Boyd, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 083 902-1 (2004)
- 18 A. Vinçotte, L. Bergé, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 193 901 (2005)
- 19 C. Ruiz, J. San Roman, C. Mendez, V. Díaz, L. Plaja, I. Arias, L. Roso, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 053 905 (2005)

Multiplexed Transmission Gratings in Dichromated Gelatin Slavich PFG-04 Plates

Ayalid Villamarín¹, Jesús Atencia¹, M. Victoria Collados²
and Manuel Quintanilla¹.

¹*Universidad de Zaragoza, Facultad de Ciencias, Departamento de Física Aplicada, I3A
Pedro Cerbuna 12, 50009 Zaragoza, España.*

²*Universidad de Salamanca, Facultad de Ciencias, Departamento de Física Aplicada.
Plaza la Merced s/n, 37008 Salamanca, España*

Abstract. In this work we characterize Slavich PFG-04 dichromated gelatin as holographic recording material to record transmission optical elements. First the behavior of the diffraction efficiency as a function of exposure is studied. The plates were exposed with a green NdYVO₄ laser operating at $\lambda = 532\text{nm}$ (with an output power of 6.00W). Antihalation plate with high thermal conductivity was used to avoid thermo-mechanical instabilities due to high power laser intensity. The plates were processed following the manufacturer instructions, and they were sealed to protect them from the environment effects. Working in the linear region of diffraction efficiency vs. exposure curve we obtain high diffraction effective efficiencies, about 100% excluding reflection losses. Afterwards multiplexed gratings with different periods are recorded sequentially in the same plate, in order to determinate the dynamic range of the material. We obtained diffraction efficiencies higher than 80% in multiplexed gratings due to a wide dynamic range. This allow us to find an adequate exposure to obtain diffractive index modulation that gives diffraction effective efficiencies about 100% for selected wavelengths different from the recording one. Making use of those effects we had constructed holographic elements at 532 nm radiation that operate with maximum efficiency to 800 nm radiation from femtosecond laser

Keywords: Dichromated gelatin, multiplexed gratings, diffraction efficiency, transmission holographic optical elements.

PACS: 42.40.-I, 42.40.Eq, 42.70.Ln, 42.40.Pa.

INTRODUCTION

Dichromated gelatin (DCG) have been defined as one of the best materials for holographic recording of volume holograms, due to its capacity to reach high diffraction efficiencies (near to 100%), high dynamic range of refractive index modulation (with values from 0.08 to 0.14) [1,2], low scattering, low absorption and high resolution. Nevertheless, DCG has disadvantages such as low sensibility (restricted to blue – green radiation), so it is necessary to sensitize the plates or to increase the exposure times. Also DCG presents high dependence to the environmental conditions (humidity and temperature), so a few years ago this material was not commercial available. Actually there are DCG plates available, manufactured by Slavich and named PFG-04. Though these plates are commercially available for phase reflection holography purposes we take advantages of their properties such as low scattering, low absorption and transparency to record phase transmission gratings. The Slavich PFG-04 has its optimum sensitivity in the $\lambda = 488\text{ nm}$ to $\lambda = 514\text{ nm}$ spectral region, nevertheless we record transmission volume holograms with a wavelength $\lambda = 532\text{ nm}$ from a 6.00 W power frequency doubled NdYVO₄ laser (Coherent Verdi V6 with fair exposure time), We obtain high efficiency diffraction gratings; the dynamic range of refractive index modulation permit us to record multiplexed transmission holographic elements with high efficiency and holographic elements with optimized efficiency for reconstruction with a wavelength different to that used at the recording step.

RECORDING OF TRANSMISSION GRATINGS

In order to characterize the dependence of diffraction efficiency with exposure, we record transmission gratings by means of the interference of two plane waves with an interbeam angle of 22° in air; this angle is chosen to have low angular selectivity. The gratings are recorded with $\Lambda = 1,394\mu\text{m}$ (that gives a spatial frequency of 717,327 lines/mm) and Q-factor $Q = 16,96$, that assures volume regime. We use radiation from a CW NdYVO₄ frequency doubled laser emitting in the green spectral region ($\lambda = 532\text{ nm}$) with a power of 6.00 W and vertical polarization. Eight gratings are registered in different places of a hologram plate alternating with a mask and increasing the exposure time progressively. After recording step, plates are processed following manufacturer's recommendation (table 1) [3]. Finally, hologram emulsion surface is sealed with a glass plate and optical adhesive (Norland NOA61) to protect the emulsion from environmental effects.

The diffraction efficiency is estimated by illuminating the hologram with the same laser source used for recording and measuring the first-order diffracted intensity ($I_{1\text{max}}$) and the zero-order transmitted intensity ($I_{0\text{min}}$) in Bragg's conditions. Relative efficiency η_{rel} and effective efficiency η_{efec} are calculated by means the expressions

$$\eta_{\text{rel}} = \left(\frac{I_{1\text{max}}}{I_{1\text{max}} + I_{0\text{min}}} \right), \quad (1)$$

$$\eta_{\text{efec}} = \left(\frac{I_{1\text{max}}}{I} \right), \quad (2)$$

where I represents total incident intensity excluding reflection losses. The difference between the relative diffraction efficiency and effective diffraction efficiency gives information about the absorption and scattering losses. The refraction index modulation n_1 can be obtained from the relative efficiency using Kogelnik's expressions [4] for volume transmission gratings, according to equation

$$\eta_{\text{rel}} = \sin^2 \left(\frac{\pi n_1 d'}{\lambda \cos \theta} \right) \quad (3)$$

where d' is the grating thickness after processing, λ is the reconstruction wavelength in air and θ is the semi-angle between beams, measured into the emulsion. Typical values of d' provided by manufacturer are $d' = 15\text{-}16\ \mu\text{m}$. For a precise determination of n_1 we should exactly measure d' . Sealing of the plates hinders this measure so, in that follows, we will determine the product $(n_1 d')$. The peak-to-peak modulation is given by $2n_1$.

We obtain (figure 1) a maximum relative efficiency ($\eta_{\text{rel}} = 99\%$) for an exposure value $E = 1489\text{ mJ/cm}^2$. Figure 1 also shows a good agreement of the data with a \sin^2 function of the type given by equation (3), so we can consider a linear dependence between n_1 and E .

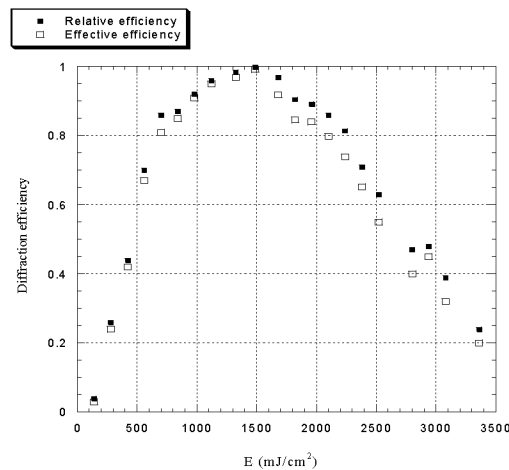


FIGURE 1. Relative and effective diffraction efficiency vs. exposure.

TABLE 1. Processing used to process Slavich PFG-04 plates¹.

Process	Time (min)	Agent
Thermal hardening	Depending on the layer freshness	Oven (100°C)
Washing and swelling	4	Filtered current water
Swelling	3	Distilled water
Dehydration	3	Isopropyl alcohol + water (50:50)
Dehydration	3	Isopropyl alcohol + water (70:30)
Dehydration	3	Isopropyl alcohol 100%
Dried	60	Oven (100°C)

Figure 2 plots $n_1 d'$ as a function of exposure, and shows the approximately lineal dependence of the index modulation with exposure. The refraction index modulation that gives the maximum diffraction efficiency shown in figure 1 is $n_1 d' = 0,256 \mu\text{m}$. If we assume $d' \cong 15 \mu\text{m}$, we obtain $n_1 \cong 0,017$. The maximum index modulation reached in figure 1 is $n_1 d' = 0,450 \mu\text{m}$. We are interested in estimate the linear range of index modulation. Increase exposure (by increasing exposition time) leads to non-reproducible results due to mechanical and thermal instabilities. We propose as an alternative method to estimate the lower limit for the linear index modulation range the superposition of multiplexed independent gratings [5,6].

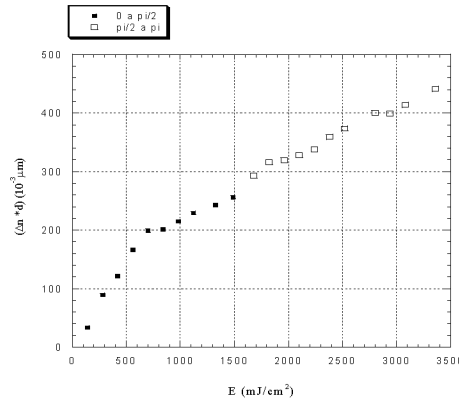


FIGURE 2. Refraction index modulation and thickness vs Exposure

RECORDING MULTIPLEXED TRANSMISSION GRATINGS

When we register N overlapping gratings on the same plate, if we are working in linear index modulation region, we have [6] a peak-to-peak modulation Δn given by

$$\Delta n = N n_1 + n_1 \quad (4)$$

If we record N independent multiplexed gratings with the adequate exposure ($E = 1489 \text{ mJ/cm}^2$), we can obtain $\eta_{\text{rel}} \cong 100 \%$ in the case of linear dependence between n_1 and E. The maximum N that verifies this condition gives us an estimation of the lower limit for the linear index-modulation range.

In a first experiment, we record two independent multiplexed transmission gratings in the same plate, every one of them with an interbeam angle $\theta = 22^\circ$ in air and symmetrical one with regard to the other one, as shown in figure 3. We use the same exposure ($E = 1489 \text{ mJ/cm}^2$) for each grating.

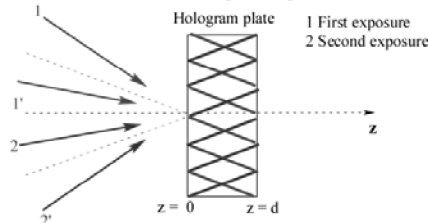


FIGURE 3. Sequential recording of two transmission gratings.

We measure the zero-order efficiency as function of reconstruction angle (figure 4). The first-order efficiency must be the complementary curve, because we are in volume regime. We obtain first-order relative efficiency $\eta_{rel} = 98\%$ for both gratings, so we can conclude that for a peak-to-peak modulation $\Delta n = 3n_1 \cong 0,051$ the relationship between n_1 and E is close to linear, in conformity with the previous results (figure 2).

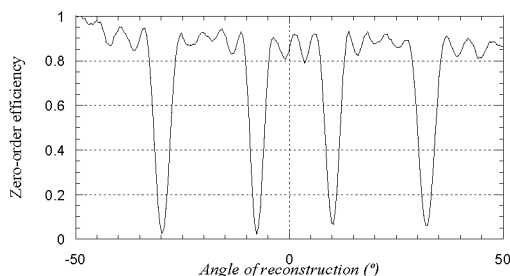


FIGURE 4. Transmitted normalized flux vs angle of reconstruction for two multiplexed gratings.

In a second experiment, we record three independent multiplexed transmission gratings in the same plate ($N = 3$), as shown in figure 5. Again, we use the same exposure ($E = 1489 \text{ mJ/cm}^2$) for each grating.

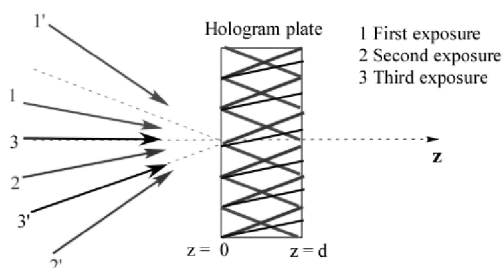


FIGURE 5. Sequential recording of three transmission gratings.

We measure the zero-order efficiency as function of reconstruction angle (figure 6). From this graph we can estimate a first-order diffraction efficiency $\eta_{rel} = 60\%$ for each grating, so we can conclude that for a peak-to-peak modulation $\Delta n = 4n_1 \cong 0,068$ the relationship between n_1 and E goes away from linear. Figure 2 shows that the index modulation range is not saturated, so it is possible to increase efficiency by means of increasing exposure E for each grating. Actually we are doing more studies in order to confirm this estimation.

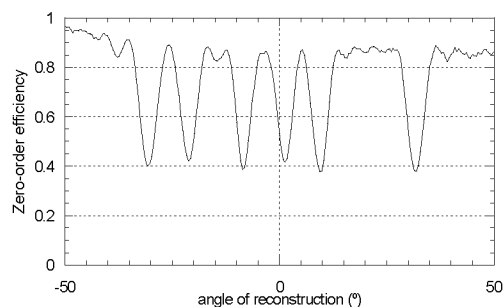


FIGURE 6. Transmitted normalized flux vs angle of reconstruction for three multiplexed gratings

ONE APPLICATION

The index-modulation dynamic range obtained from previous results permit us to record a transmission grating with the adequate modulation to operate with maximum efficiency for a reconstruction wave with $\lambda = 800$ nm from a femtosecond laser. The necessary exposure, using $\lambda = 532$ nm radiation, to record this grating is $E = 3220 \text{ mJ/cm}^2$. Figure 7 shows the zero-order efficiency as a function of λ when the optimized grating is illuminated with white light at Bragg angle for $\lambda = 800$ nm. We can estimate an efficiency $\eta_{\text{rel}} = 98\%$ for $\lambda = 800$ nm.

Actually these gratings are being used to study the propagation of optical vortex with a petawatt femtosecond laser [7].

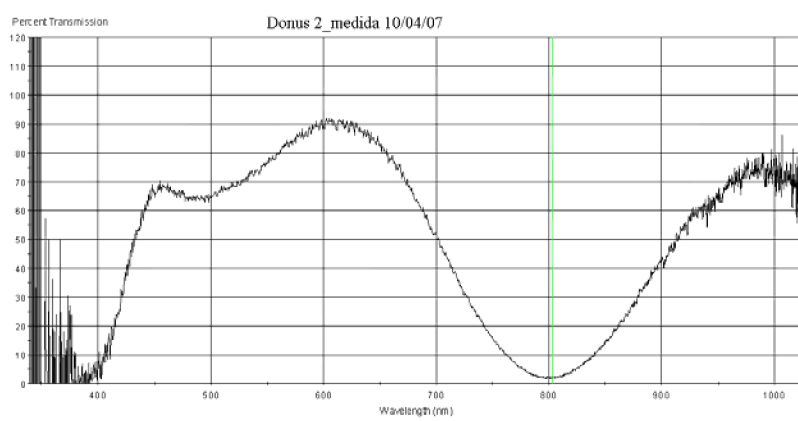


FIGURE 7. Zero-order efficiency vs wavelength for a grating recorded with $\lambda = 532$ nm to get maximum efficiency for $\lambda = 800$ nm.

CONCLUSIONS

We have recorded transmission volume holographic gratings in Slavich PFG-04 DCG plates with $\lambda = 532$ nm laser radiation, with high diffraction efficiency.

We have multiplexed two independent gratings with high diffraction efficiency. This gives us a lower limit for the linear range of peak-to-peak modulation $\Delta n \cong 0,051$. Over this value, index-modulation linear response is not assured. The observed dynamic range permits the recording of two independent holographic elements in the same plate.

We have constructed holographic elements with optimum efficiency when reconstructed with $\lambda = 800$ nm radiation from a femtosecond laser.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has been supported by the Diputación General de Aragón (G. C. Tecnología óptica Láser) and by Ministerio de Educación y Ciencia, Programa Nacional de Física (Projects: FIS2004-02098 and FIS 2005-01351)

REFERENCES

1. B.J. Chang y C.D. Leonard, *Applied. Optic*, 1979, 18, pp. 2407-2417.
2. C.G. Stojanoff. *Proc. SPIE*, 1996 pp, 2951-2962.
3. Technical product specifications and sales information brochure. *UAB GEOLA* (2001).
4. H. Kogelnik, *Journal Bell System Technical*. 1969, pp 2909 – 2047
5. Alfèrness and S.K Case, *Journal of Optic Society America*, 1975, pp 730-739.
6. M.V. Collados, A. M. López, J. Atencia and M.Quintanilla, *Applied Optic*, 2003, pp 6445-6451
7. M.V. Collados, I. J. Sola, L. Plaja, J. San Román, C. Méndez, I. Arias, D. Delgado, V. Díaz, C. Ruiz, A. García, L. Roso, A. Villamarín, J. Atencia y M. Quintanilla. *9th International Conference on Laser Ablation, COLA (2007)*

Pulse compression with volume holographic transmission gratings recorded in Slavich PFG-04 emulsion

Ayalid Villamarín^{*a}, Íñigo Sola^b, J. Atencia^a, M.V. Collados^a, I. Arias^b, C. Mendez^c, O. Varela^b, B. Alonso^b, J. Rodríguez^b, M. Quintanilla^a, L. Roso^c.

^a Departamento de Física Aplicada, Instituto de Investigación en Ingeniería de Aragón (I3A), Universidad de Zaragoza, 50009 Zaragoza, Spain.

^b Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, 37008 Salamanca, Spain.

^c Centro de Láseres Pulsados Ultracortos Ultraintensos (CLPU), 37008 Salamanca, Spain.

ABSTRACT

In this work we design and construct a pulse compressor with volume transmission holographic gratings, to compensate the second order dispersion in femtosecond laser pulses emitting at 794 nm with a spectral broadband of 10 nm. The gratings (730 lines/mm) are recorded in PFG-04 dichromated gelatine emulsion with a wavelength of 532 nm, reaching enough index modulation to use the gratings illuminated with 800 nm light source with high efficiency (around 80% of efficiency in each grating). This efficiency is expected to be increased with an antireflection coating. We measure the factor of compression as a function of the grating distance using an autocorrelator, finding a good agreement with theoretical curve. A dispersed pulse (580 fs) is reduced to the bandwidth limited value of 106 fs with the grating pair separated by 27 mm.

Keywords: Pulse compression, volume holographic gratings, dichromated gelatine emulsions.

1. INTRODUCTION

Design of stretchers and compressors in CPA (chirped pulse amplification) technology is decisive to get high energy and short pulse lasers and many configurations of stretchers and compressor with diffractive gratings have been proposed [1, 2, 3, 4]. The requirements of these gratings are high spatial frequency, high efficiency and large size. Most of them are gold coated reflection gratings recorded in photoresist and operating in Litrow condition. Other solutions based on the combination of prism and reflection diffractive gratings (grism) have been proposed to compensate the third order dispersion [5].

There are compressors designs using transmission gratings [6]. Particularly, volume holographic transmission gratings also have been applied to CPA technology, because of their high efficiency [7]. This kind of gratings has maximum efficiency when they are reconstructed under Bragg conditions, which makes simpler the alignment procedure.

One of the materials successfully used to record volume gratings are dichromated gelatine (DCG) emulsions due to its optical characteristics, such as high dynamic range of refractive index modulation [8, 9], high diffraction efficiency (with values near to 100%), low scattering, low absorption and high resolution [10]. As DCG's have high damage threshold, they have been used to record gratings to construct stretchers and compressors [7] which operates with high energy pulses. Currently there are commercial DCG plates available, manufactured by Slavich Company and labelled as PFG-04. The values of index modulation that can be reached in this emulsion are enough to record volume transmission gratings with high efficiency when the wavelength of reconstruction is 800 nm, so they can be used with a femtosecond Ti: Sa laser source.

The aim of this work is the construction of a compressor with two transmission volume holographic gratings recorded in Slavich PFG-04. The compressor is designed to be implemented in specific practical applications, like postcompression after filamentation in gases, which do not require large compression factors, so high spatially gratings are not necessary. In this case is very useful to have the possibility of record taylor-made gratings with the suitable frequency for each experiment.

2. CHARACTERIZATION OF SLAVICH PFG-04 DICHROMATED GELATIN EMULSION

The compressor constructed in the present work will be used to compress pulses at 800 nm, so the gratings have to be highly efficient at this wavelength. We make the recordings with a laser source emitting in the green spectral region ($\lambda = 532$ nm), where Slavich PFG-04 DCG emulsion has enough sensitivity to make recordings without sensitizing dyes. As the gratings recorded are reconstructed with a wavelength different from the one used at the recording, it is necessary to study the dynamic range of the emulsion, in order to know the index modulation required to give the maximum efficiency at 800 nm.

First step is to obtain the dependence of efficiency with exposition. We record unslanted volume transmission gratings by means of two beams of equal intensity that interfere forming an angle of 22° between them. This interbeam angle assures volume regime. The light source is a CW Nd:YVO₄ laser (Coherent Verdi V6) that emits in 532 nm, with power of 6.00W and linear polarization perpendicular to the plane defined by the propagation vector of the recording beams.

After recording step the plates are processed following the manufacturer recommended technique [11]. Finally the emulsion is sealed with a glass plate and optical adhesive (Norland NOA61) to protect it from environmental effects.

To characterize the dependence of first order diffraction efficiency with exposure we define two types of efficiency: effective (η_{e1}) and relative (η_{r1}):

$$\eta_{e1} = \frac{\Phi_1}{\Phi_i} \quad (1)$$

$$\eta_{r1} = \frac{\Phi_1}{\Phi_1 + \Phi_0} \quad (2)$$

where Φ_1 and Φ_0 are respectively the diffracted and transmitted fluxes and Φ_i is the incident flux discounting reflection losses at the two surfaces of the plate. Relative efficiency reports only diffraction effects, without absorbing losses, as defined by Kogelnik [12].

Figure 1 shows maximum relative and effective efficiency curves (measured at Bragg angle) vs. exposure when the illumination wavelength is $\lambda = 800$ nm. Relative efficiency reaches a maximum value, around 95%, for an exposure range from 2500 mJ/cm² to 3500 mJ/cm². The difference between the effective and relative efficiency is mainly due to the absorption in the glass support at 800 nm (about 15%), while scattering and absorption losses on the emulsion are slight (high signal to noise ratio).

We have checked that the emulsion sensitivity varies from one batch to another, so it is necessary to characterize each batch before recording any holographic element.

We can obtain the refraction index modulation n_1 from the relative efficiency values using Kogelnik's expression [12] for volume phase transmission gratings when the Bragg condition is met:

$$\eta_{r1} = \sin^2 \left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \cos \theta} \right) \quad (3)$$

where λ is the reconstruction wavelength in air, d is the thickness of the emulsion, 30 μm , and θ is the incident beam and diffracted beam angle, measured inside the emulsion when the Bragg condition is fulfilled.

Figure 2 shows n_1 as a function of exposure obtained from figure 1, showing a good agreement with a linear dependence. The maximum refraction index modulation we can obtain from the graph is $n_1 \cong 0,014$, enough to record gratings with high efficiency for λ around 800 nm. More details about the characterization and dynamic range can be found in [13].

We study the behaviour of every grating by means of efficiency as a function of reconstruction angle. As we have recorded volume gratings, only zero-order and +1-order are present [12]. So we characterize the grating measuring the zero-order effective efficiency, given by:

$$\eta_{e0} = \frac{\Phi_0}{\Phi_i} \quad (4)$$

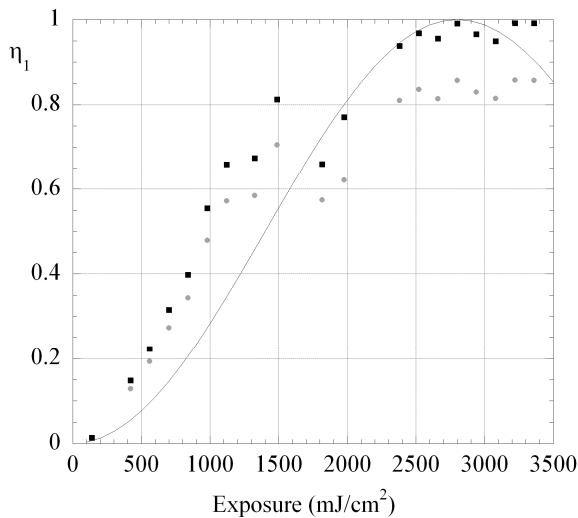


Figure 1: Relative (◆) and effective (●) efficiency vs. exposure curve of Slavich PFG-04 dichromated gelatine emulsion when the illumination wavelength is $\lambda = 800$ nm. (—) Theoretical curve of relative efficiency vs. exposure.

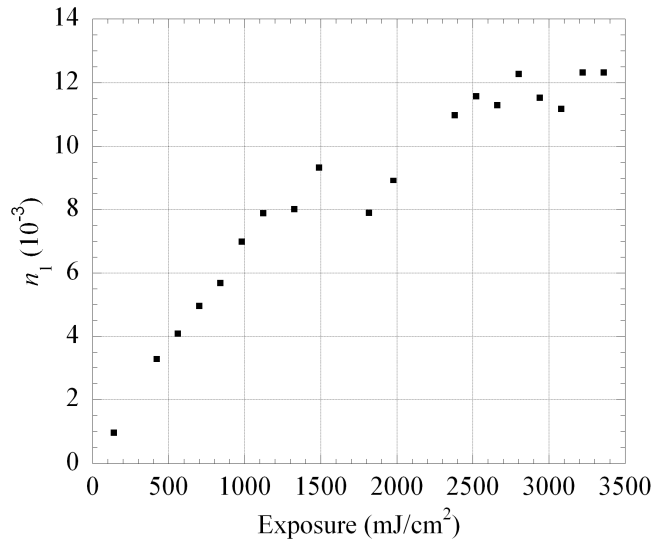


Figure 2: Index modulation vs. exposure of Slavich PFG-04 emulsion

Figure 3 shows the zero order effective efficiency curve vs. reconstruction angle when the reconstruction wavelength is 800 nm. Minima obtained at 17° correspond to the main grating (Bragg angle differs from the one used at the recording when the reconstruction wavelength changes). The relative efficiency is high, around 95%. The drop of maximum zero-order efficiency observed on figure 3 is due to the high absorption into glass for $\lambda = 800$ nm.

As the purpose of this gratings is to be used with femtosecond laser pulses of high intensity, we test the damage threshold of the emulsion after single ($N=1$) and multiple ($N=100$, when the accumulative effects on material appear)

laser pulse irradiation at 800 nm in the femtosecond duration range (120 fs). The damage threshold for N=1 is 0.736 J/cm² and for N=100 is 0.340J/cm², when the pulses are focused with an optic of $f=100$ mm.

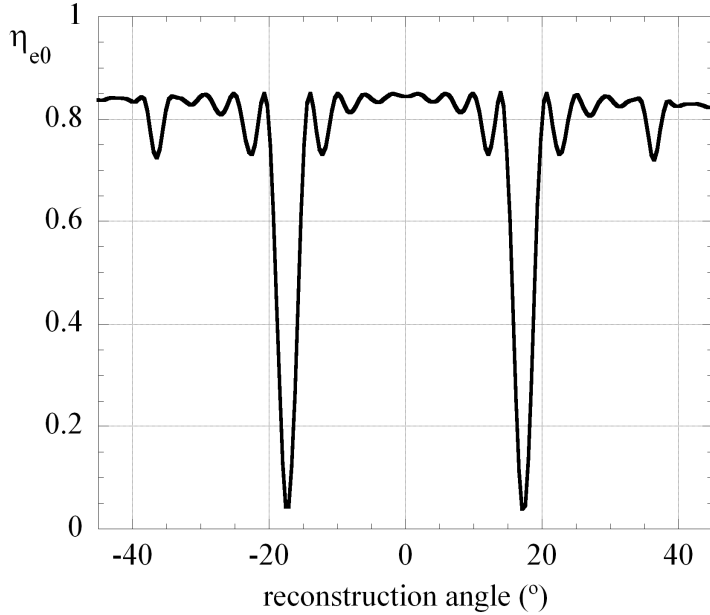


Figure 3: Zero order effective efficiency curve vs. reconstruction angle of a grating recorded with 532 nm and exposure of 2900 mJ/cm² and reconstructed with 800 nm laser source.

3. CHARACTERIZATION OF PULSE COMPRESSOR

The scheme of pulse compressor with volume holographic transmission gratings is shown in figure 4. When a spectrally broad laser pulse is incident on the first diffraction grating, each wavelength is diffracted at different angle, spreading the pulse out across the second grating. The second grating brings back the rays into parallelism. The process is reversed by two plane mirror at 90°. This configuration acts as a down-chirping filter, so it can stretch an unchirped pulse or a pulse with negative chirp, or it can compress a pulse with positive chirp so that the new pulse may become unchirped (transform limited).

The output pulse duration (τ_2) and the transform limited pulsed duration (τ_0) are related by the chirp coefficient (b) introduced by the compressor as can be seen in equation 5, where b_{\min} is the chirp coefficient when $\tau_2=\tau_0$ [14].

$$\tau_2 = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{(b - b_{\min})^2}{\tau_0^4}} \quad (5)$$

Besides, this coefficient b that characterizes the compressor is given by the following expression [14]

$$b = \frac{\Psi''}{2\pi^2} = -\frac{2\lambda_0 l_0}{\pi c^2} \frac{\lambda_0^2}{\Lambda^2 - (\lambda_0/2)^2} \quad (6)$$

where λ_0 is the central wavelength, l_0 is the optical path length of λ_0 between gratings, and Λ is the period of the gratings. So we can calculate the grating period necessary as a function of the chirp that the compressor has to compensate.

Figure 5 shows a photograph of the compressor. The grating frequency is 730 lin/mm. In order to compensate the second order dispersion, both gratings have the same period and they are arranged parallel to each other. The high angular selectivity of the gratings make the alignment easier, since the gratings have to be oriented to work at Bragg angle to achieve maximum efficiency. The second grating and the mirror are mounted on a translation stage, so the distance d can range from 3mm to 53mm. The value of chirp coefficient in this configuration varies from -6500 fs^2 to -114000 fs^2 . Due to the glass used to seal both gratings, it is not possible to join them completely and get $b=0$. Besides, the glass substrate and sealing glass of each grating introduces a positive chirp that can be estimated in 1500 fs^2 . The compressor has to compensate this chirp by increasing the distance d .

Each grating has an absolute efficiency about 75%, which gives an overall efficiency around 30%. This value could be higher (about 50%) with an antireflection coating on both sides of each grating. The absorption on glass could be minimized choosing a sealing glass with low absorption around 800 nm. As we work with commercial emulsions, there is no chance to change the glass support.

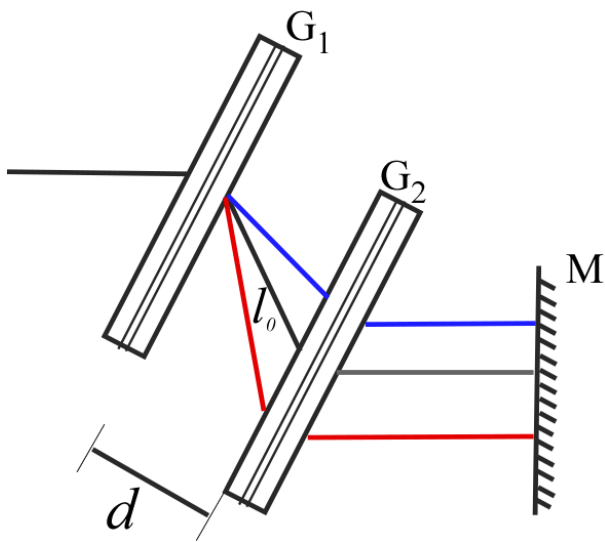


Figure 4: Scheme of the compressor: G_1 and G_2 are volume holographic transmission gratings, M is a 90° mirror

Figure 5: Photograph of the compressor set up.

To test our compressor, we used the 10 nm, 794 nm Ti:Sa laser (Spectra Physics Spitfire) at the Laser Facility of the University of Salamanca (Spain), modifying the grating distance of the internal laser compressor (composed of two gold coated reflection gratings) to obtain a 580 fs pulse. We measured the temporal width of this pulse at the output of our compressor as a function of the grating distance by means of a single shot autocorrelator assuming a gaussian pulse. The results are shown in figure 6, with the theoretical curve. The minimum width is obtained with $d=27 \text{ mm}$, and corresponds to a nearly transform-limited 106-fs pulse (assuming gaussian pulse shape). Figure 7 shows the autocorrelation corresponding to this pulse.

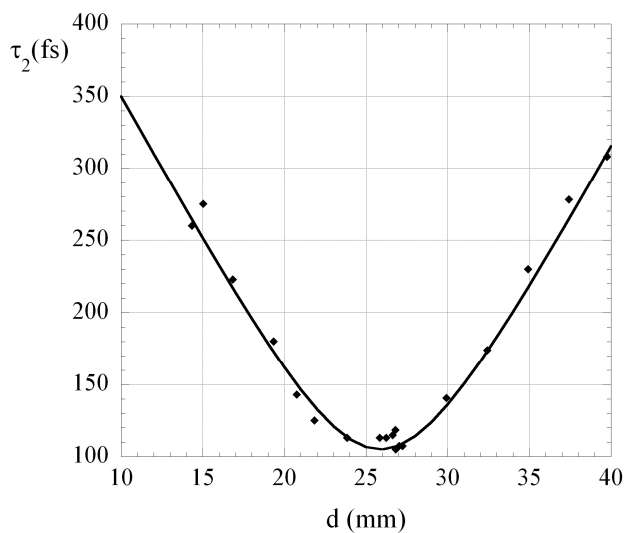


Figure 6: Pulse duration at the compressor output as a function of the distance between gratings ($\tau_1=580$ fs). (◆) Experimental results measured with a single-shot autocorrelator, (—) theoretical curve taking into account the glass dispersion.

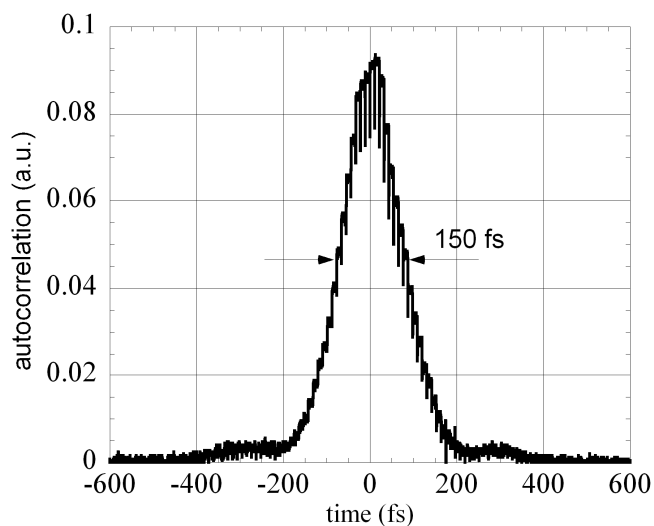


Figure 7: Autocorrelation corresponding to the minimum pulse duration obtained at the compressor output, for a pulse of 10 nm broadband.

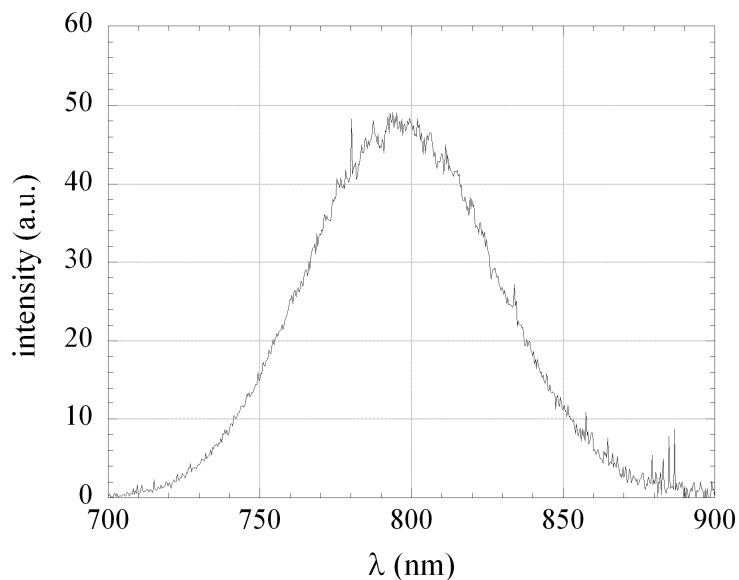


Figure 8: Intensity at the output of the compressor vs wavelength curve.

A disadvantage of using volume holographic gratings is the chromatic selectivity. The maximum efficiency of each grating is obtained for a given wavelength (800 nm in our case), but drops down when the wavelength varies. In figure 8 we show the curves of the intensity at the output of the compressor versus incident wavelength, where the chromatic selectivity due to volume gratings can be seen. This can limit the minimum pulse duration that can be obtained with the

compressor, or can distort the output pulse shape. Attending to the figure, the full width at half maximum (FWHM) measured with a spectrometer is 70 nm. The chromatic selectivity does not affect in the case of the pulses used to test the compressor, since the efficiency of the gratings keeps constant in the 10 nm spectral broadband of the pulses. The chromatic selectivity depends on the thickness of the emulsion and the grating period. As the thickness of the emulsion PFG-04 is given by the manufacturer, if chromatic selectivity needs to be decreased, grating spatial frequency has to be decreased. As the thickness of the emulsion is 30 μm , gratings up to 330 lin/mm could be recorded keeping the volume regimen. In this case FWHM would be around three times larger.

To test if the chromatic selectivity can alter the shape or the pulse duration in the case of larger broadband pulses, we compress a 37 fs pulse (from Amplitude) of 55 nm broadband centered at 800 nm. In figures 9 and 10 the intensity in the time domain and spectral phase of the pulse, measured with an SPIDER, are shown. This pulse is up-chirped and we try to compress it again making the pulse pass through the compressor. The pulse at the output is shown in figures 9 and 10. As it can be seen the pulse shape and FWHM are not distorted by the chromatic selectivity of the volume gratings, obtaining a 37 fs pulse, and the phase remains almost flat in the range of 55 nm.

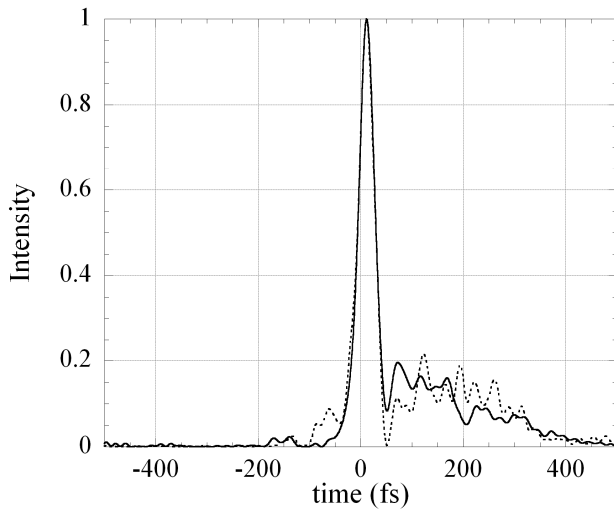


Figure 9: SPIDER measurements of the pulse duration: original pulse of 55 nm of spectral broadband (.....) and pulse obtained at the output of our compressor (—).

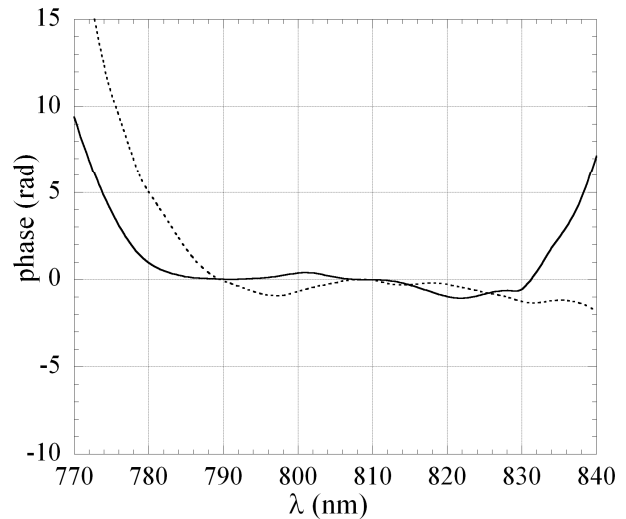


Figure 10: SPIDER measurements of the pulse phase as a function of wavelength: original pulse of 55 nm of spectral broadband (.....) and pulse obtained at the output of our compressor (—).

4. CONCLUSIONS

We have constructed a compressor that compensates for the second order dispersion with two volume holographic transmission gratings. Commercial dichromated gelatine emulsions (Slavich PFG-04) are characterized to record the gratings with the appropriate index modulation value to operate with high efficiency at 800 nm. We have tested the compressor with 793nm Ti:Sa laser pulses, obtaining that a dispersed pulse (580 fs) is reduced to the nearly bandwidth limited value of 105 fs. The compressor is able to compensate the second order dispersion of a pulse at least of 55 nm broadband despite chromatic selectivity of volume gratings. Even though the whole efficiency is 30%, it can be increase with an antireflection coating on both sides of each plate and choosing a sealing glass with low absorption at 800 nm.

REFERENCES

- [1] E. B. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings", IEEE Journal of Quantum Electronics 5, 454 (1969).
- [2] O. E. Martínez, J. P. Gordon, R. L. Fork, "Negative group velocity dispersion using refraction", J. Opt. Soc. Am. A 1, 1003 (1984).
- [3] J. M. Simon, S. A. Ledesma, C. C. Iemmi, O. E. Martinez, "General compressor for ultrashort pulses with nonlinear chirp", Opt. Lett. 16, 1704 (1991).
- [4] B. Loiseaux, A. Delboulbé, J. P. Huignard, P. Tournois, "Characterization of perpendicular chirped phase grating pairs for laser pulse stretching", Opt. Lett. 21, 806 (1996).
- [5] E. A. Gibson, D. M. Gaudiosi, H. C. Kaptein, R. Jimenez, S. Kane, R. Huff, C. Durfee, J. Squier, "Efficient reflection grism for pulse compression and dispersion compensation of femtosecond pulses", Opt. Lett. 31, 3363 (2006).
- [6] W. Jia, C. Zhou, J. Feng, E. Dai, "Miniature pulse compressor of deep-etched gratings", Appl. Opt. 47, 6058 (2008)
- [7] J. Rhee, T. Sosnowski, T. B. Norris, J. A. Arns, W. S. Colburn, "Chirped-pulse amplification of 85-fs pulses at 250 KHz with third-order dispersion compensation by use of holographic transmission gratings", Opt. Lett. 19, 1550 (1994).
- [8] C. G. Stojanoff, "The effects of the film manufacturing techniques, of the exposure procedures and of the development and post-treatment thermochemical processes on the holographic properties of HOEs in DCG" Proc. SPIE 6252 (2006).
- [9] J Chang and C.D Leonard, "Dichromated gelatin for the fabrication of holographic optical elements", Appl. Opt 18, 2407 (1979).
- [10] P. A. Blanche, P. Gailly, S. Habraken, P. Lemaire, C. Jamar, "Volume phase holographic gratings: large size and high diffraction efficiency" Opt. Eng. 43, 2603 (2004).
- [11] Geola technical product specifications and sales information brochure (2001), <http://www.geola.com>
- [12] H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings", Bell Syst. Tech. J. 48, 2909 (1969).
- [13] A. Villamarín, M. V. Collados, J. Atencia, M. Quintanilla, "Characterization of transmission volume holographic gratings recorded in Slavich PFG-04 dichromated gelatin plates", sent to Appl. Opt. on May (2009).
- [14] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, "Fundamentals of photonics", John Wiley & Sons, Inc. (2007)

ACKNOWLEDGEMENTS

This research is supported by the Diputación General de Aragón (T76, Grupo Consolidado TOL 2008), Universidad de Zaragoza under grant UZ2008-CIE-03, the Spanish Ministerio de Ciencia y Tecnología (FEDER funds, grant FIS2006-04151 and grant Consolider Programme SAAUL (CSD2007-00013)), COST (grant CM0702-CUSPFEL), and the Junta de Castilla y León (grant GR27 and grant SA002B08). I.J. Sola acknowledges the support of the "Ramón y Cajal" program from the Spanish Ministerio de Ciencia y Tecnología.

Characterization of transmission volume holographic gratings recorded in Slavich PFG04 dichromated gelatin plates

Ayalid Villamarín, Jesús Atencia, M. Victoria Collados,* and Manuel Quintanilla

Departamento de Física Aplicada, Instituto de Investigación en Ingeniería de Aragón (I3A),
Universidad de Zaragoza, Facultad Ciencias, Pedro Cerbuna 12, 50009 Zaragoza, Spain

*Corresponding author: vcollado@unizar.es

Received 10 February 2009; revised 27 May 2009; accepted 8 July 2009;
posted 13 July 2009 (Doc. ID 107354); published 22 July 2009

We characterize Slavich PFG-04 dichromated gelatin plates to make transmission volume holographic elements recorded with a 532 nm laser source, obtaining high efficiency gratings with a high signal to noise ratio. The linear dynamic range of the material is studied by measuring the efficiency of multiplexed gratings. Results obtained are applied to the recording of holographic elements with high efficiency when they are illuminated with a 800 nm light source. © 2009 Optical Society of America

OCIS codes: 090.0090, 090.1970, 090.2890, 090.4220, 090.7330.

1. Introduction

Dichromated gelatin (DCG) is considered one of the best materials for the holographic recording of volume holograms [1] due to its optical characteristics, such as a high dynamic range of refractive index modulation (with reported values up to 0.08) [2,3], high diffraction efficiency (with values near 100%), low scattering, low absorption, and high resolution [4].

Nevertheless, DCGs have some disadvantages, such as the low sensitivity being restricted to UV through blue-green radiation, so it is necessary to use high power lasers or long exposure times or to sensitize the plates using suitable dyes [5,6]. Another drawback is the high dependence on environmental conditions (humidity and temperature), so it is necessary to seal the layer after processing to preserve the hologram [7].

Nowadays DCG emulsions are used to record holographic optical elements [8], such as holographic lenses [9], gratings for telecommunications applications [10], holographic axicons [11], holographic opti-

cal beam splitters [12], solar concentrators [13], or photonic structures [14].

The DCG emulsions can be obtained with different procedures. One of the techniques uses commercial silver halide emulsions: silver halide grains are chemically removed, and the plate is immersed in a chromium bath to sensitize it [15]. In this case the voids left by the silver halide grains cause scattering losses. Another technique consists of depositing a mixture of gelatin and ammonium dichromate $(\text{NH}_4)_2\text{Cr}_2\text{O}_7$ on a glass substrate employing different deposition techniques [16].

Currently there are commercially available DCG plates, manufactured by Slavich Company and labeled as PFG-04. This emulsion has optimum sensitivity in the blue spectral region (maximum for $\lambda = 420$ nm), although the low sensitivity at 532 nm is enough to make recordings at this wavelength without sensitizing dyes.

In this work we study the behavior of DCG Slavich PFG-04 plates to record phase transmission volume gratings. In the following sections we show the optimized recording conditions and the dependence of the diffraction efficiency with the exposure at 532 nm.

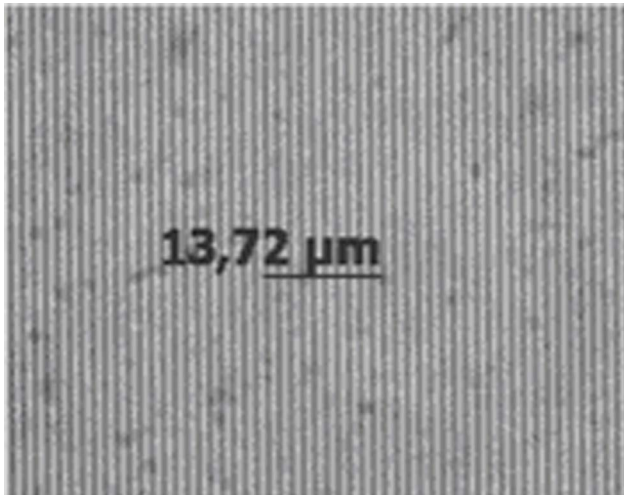


Fig. 1. Microscope image of a grating.

In most applications, holographic elements are used with a reconstruction wavelength different from the recording one [17,18]. In this case it is necessary to know the modulation dynamic range of the emulsion (dependence of the refraction index modulation with the exposure). We analyze the dynamic range of Slavich PFG-04 emulsion. To avoid the long exposure time necessary to record high index modulation gratings, we record two and three multiplexed gratings to estimate the linear index modulation range. The results obtained are applied to the recording of holographic elements to be used with a femtosecond laser emitting around 800 nm.

2. Characterization of Slavich PFG-04 Emulsion

We record volume transmission gratings by means of two divergent beams of equal intensity that interfere forming an angle of 22° between them. This inter-beam angle ensures a volume regimen. Both beams have their origins at the same distance from the plate and are far enough to obtain a grating like one obtained with plane waves, but the beams avoid diffraction effects of a collimating lens aperture, which produces an in-line spurious hologram. Figure 1

shows a microscope image of the grating, checking that the period is constant. We have confirmed that the situation is the same in all parts of the grating.

The light source is a CW NdYVO₄ laser (Coherent Verdi V6) that emits in the green spectral region ($\lambda = 532$ nm), with a power of 6.00 W and linear polarization perpendicular to the plane defined by the wave vector of the recording beams.

To minimize the internal reflections, an index matched black absorbing plate (antihalation plate) was used. Although the index matching liquid is applied to the glass substrate, it can come up the emulsion at the edges of the plate. We have tested some traditional index-matched liquids [19,20], finding that most of them are incompatible with DCG emulsion, as shown in Table 1. As an optimal option, we choose the Cargille BK7 index-matching liquid. If necessary, this liquid can be easily removed with ethanol before processing.

After the recording step, the plates are processed following the manufacturer's recommended technique (see Table 2) [21]. Finally the emulsion is sealed with a glass plate and optical adhesive (Norland NOA61) to protect it from environmental effects.

To characterize the dependence of first order diffraction efficiency with exposure, we define two types of efficiency: effective (η_{e1}) and relative (η_{r1}):

$$\eta_{e1} = \frac{\Phi_1}{\Phi_i}, \quad (1)$$

$$\eta_{r1} = \frac{\Phi_1}{\Phi_1 + \Phi_0}, \quad (2)$$

where Φ_1 and Φ_0 are respectively the diffracted and transmitted fluxes and Φ_i is the incident flux, discounting reflection losses at the two surfaces of the plate. Relative efficiency reports only diffraction effects, without absorbing losses, as defined by Kogelnik [22].

Table 1. Effects of the Different Index Matching Liquids on Emulsion

Index Matching Liquid	Refractive Index ($\lambda_D = 589.3$ nm, 20 °C)	Effects on Emulsion
Glycerol	1.4740	Reacts with dichromate
Glycerol triacetate	1.4310	The emulsion is detached from the glass substrate
Immersion oil for microscopy purposes (Panreac)	1.517	The emulsion is detached from the glass substrate
Benzyl alcohol	1.5396	The emulsion is detached from the glass substrate
Xylene	1.5058	The emulsion is detached from the glass substrate
Tetrachloroethylene	1.5056	The emulsion is detached from the glass substrate
Acetone	1.3591	The emulsion is detached from the glass substrate
BK7 Immersion oil (Cargille)	1.5167	Compatible
Baby oil (Johnson's)	1.4671	Compatible
B-oil for rotatory vane purposes	1.4736	The emulsion is detached from the glass substrate
Quintanilla index matching liquid [25] (80% benzyl alcohol and 20% glycerol triacetate)	1.5142 ($\lambda = 632.8$ nm)	The emulsion is detached from the glass substrate

Table 2. Scheme Used to Process Slavich PFG04 Plates

Process	Time (min)	Agent	Temperature °C
Thermal hardening	^a	Forced air oven	100
Washing and swelling	4	Filtered current water	20
Swelling	3	Distilled water	20
Dehydration	3	Isopropyl alcohol + water (50:50)	20
Dehydration	3	Isopropyl alcohol + water (75:25)	20
Dehydration	3	Isopropyl alcohol 100%	20
Dried	60	Forced air oven	100

^aDepending on the layer freshness.

We test the efficiency obtained when we use two different antihalation plates: a glass plate covered with a black polyvinyl chloride (PVC) film and a glass plate covered with a blackened 5 mm thick copper plate. As we make the recordings with a high power laser, when the exposure values are high, more reproducible results are obtained with the copper plate, which helps to remove the heat produced when light is absorbed by the antihalation plate.

Figure 2 shows maximum relative and effective efficiency curves (measured at Bragg angle) versus exposure in the case of using the antihalation copper plate. Relative efficiency reaches a maximum value of 95% for an exposure of 2000 mJ/cm² and then drops down. The difference between the effective and relative efficiency is mainly due to the absorption in the glass substrate (about 7%), while scattering and absorption losses on the emulsion are slight (high signal to noise ratio). For exposure values above 2500 mJ/cm², the efficiency values lose reproducibility, due to long exposure times used, which accentuates the effect of mechanical and thermal instabilities.

We have checked that the emulsion sensitivity varies from one batch to another, so it is necessary to characterize each batch before recording any holographic element.

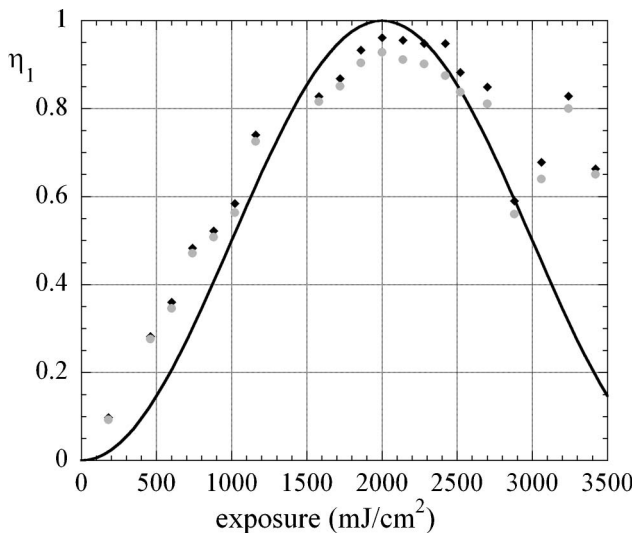


Fig. 2. Relative (◆) and effective (●) efficiency versus exposure curve.

We study the behavior of every grating by means of efficiency as a function of reconstruction angle. As we have recorded volume gratings, only zero order and first order are present [22]. So we characterize the grating measuring the zero-order effective efficiency, given by

$$\eta_{e0} = \frac{\Phi_0}{\Phi_i} \tag{3}$$

Figure 3(a) plots η_{e0} versus reconstruction angle from a grating with high first-order efficiency ($\eta_{r1} = 95\%$ at Bragg angle). Only the diffraction orders corresponding to the main grating can be seen, which implies the absence of nonlinear or saturation effects [23]. Besides, from the maximum value of the zero order efficiency, we can estimate the absorption and scattering losses inside the glass and emulsion (around 5%, mainly due to glass plates).

We estimate the index modulation (n_1) and thickness (d) by fitting the experimental data with the theoretical expressions [Fig. 3(b)], obtaining $n_1 = 0.007$ and $d = 30 \mu\text{m}$. The thickness of the emulsion exposed is also measured with a profilometer (Dektak ST Surface Profiler), which gives a similar result.

We can obtain the refraction index modulation n_1 from the relative efficiency values using Kogelnik's expression [22] for volume phase transmission gratings when the Bragg condition is met:

$$\eta_{r1} = \sin^2\left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \sqrt{\cos \theta_1 \cos \theta_2}}\right), \tag{4}$$

where λ is the reconstruction wavelength in air, and θ_1, θ_2 are the incident beam and diffracted beam angles, measured inside the emulsion when the Bragg condition is fulfilled.

Figure 4 shows n_1 as a function of exposure obtained from Fig. 2, showing a good agreement with a linear dependence. The refraction index modulation that gives the maximum efficiency (corresponding to an exposure value of 2000 mJ/cm² in Fig. 3) is $n_1 \cong 0.007$. The maximum refraction index modulation we can obtain from the graph is $n_1 \cong 0.012$.

3. Multiplexed Transmission Gratings

From the results shown in Fig. 4, it is not possible to determine the upper limit of the linear dynamic range, due to the effect of mechanical and thermal

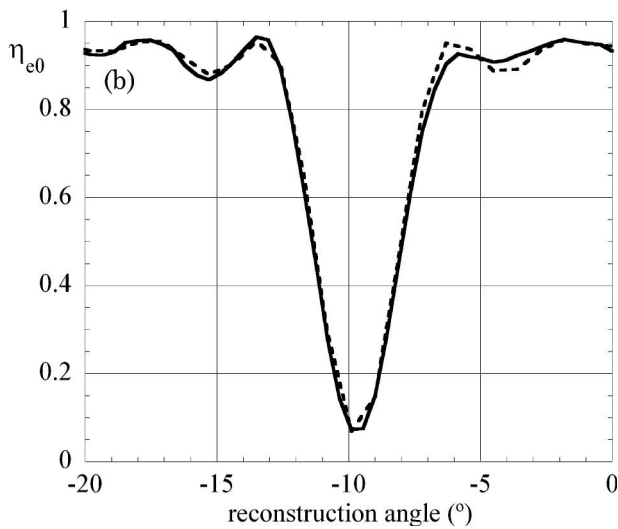
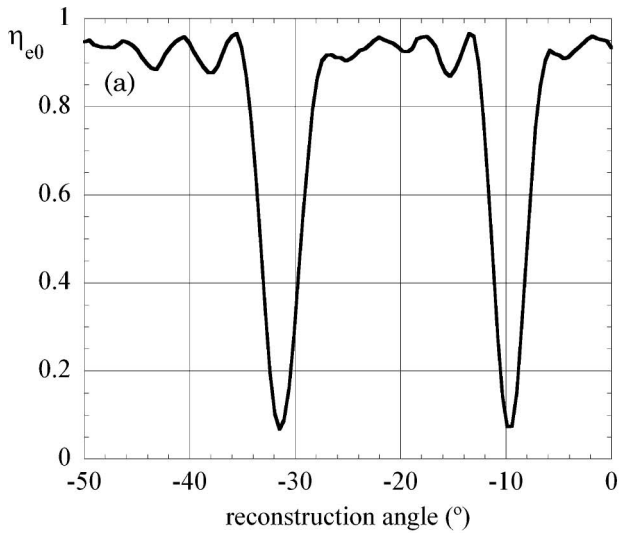


Fig. 3. (a) Zero-order effective efficiency versus angle of reconstruction for a transmission grating with maximum efficiency at $\lambda = 532$ nm. (b) Theoretical fit (dashed line) to experimental data (continuous line).

instabilities (prompted by the light absorbed in the antihalation plate) when long exposure times are used. We propose to multiplex independent gratings in the same plate in order to determine the maximum linear range of refraction index modulation that can be reached in PFG-04 emulsions. To record several multiplexed gratings with maximum efficiency, the total index modulation requested is greater, but the exposure times are similar to the ones necessary for a single grating.

When we register N overlapping gratings on the same plate, if we are working in the linear index modulation range, we will obtain a peak to peak modulation (Δn) given by [24]

$$\Delta n = Nn_1 + n_1 = (N + 1)n_1. \quad (5)$$

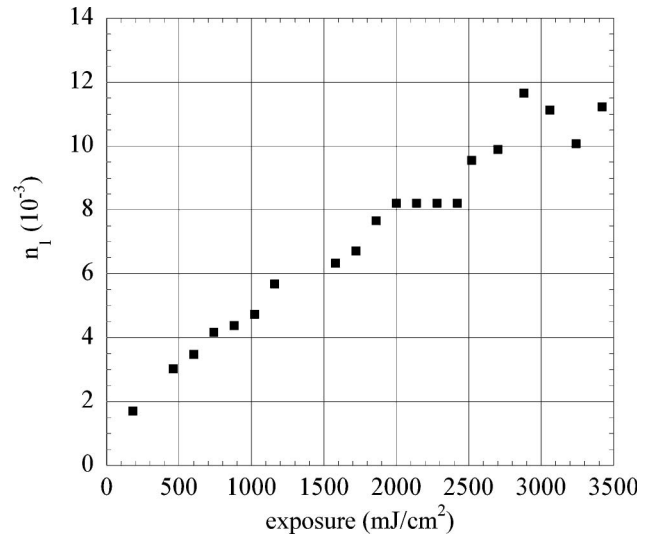


Fig. 4. Index modulation versus exposure of PFG-04 emulsion.

If n_1 is the index modulation that gives the maximum efficiency for a single grating, we obtain maximum efficiency for all multiplexed gratings when

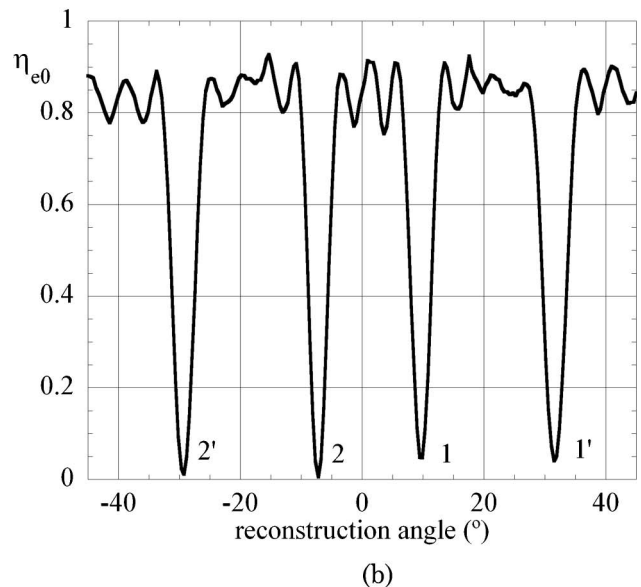
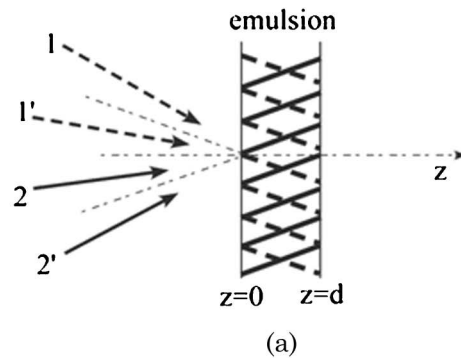


Fig. 5. (a) Sequential recording of two transmission gratings showing construction beams for first grating (1, 1') and second grating (2, 2'). (b) Zero order efficiency curves for two multiplexed transmission gratings.

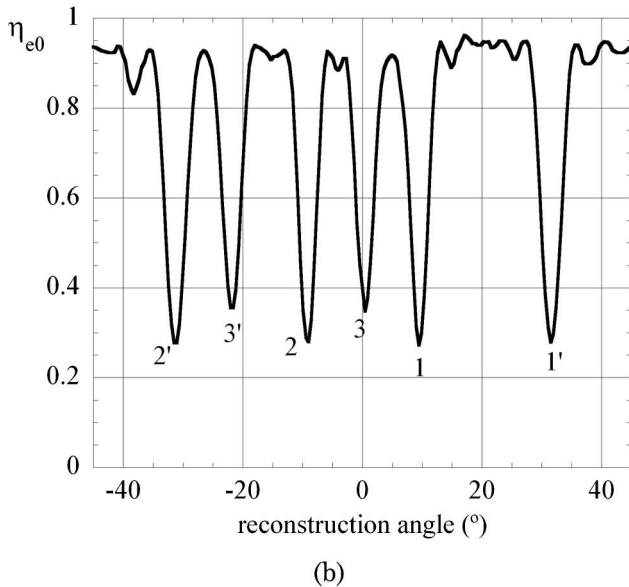
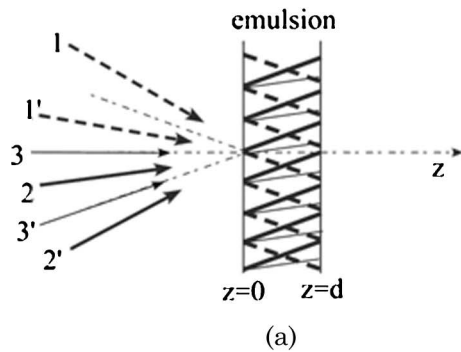


Fig. 6. (a) Sequential recording of three transmission gratings. (b) Zero order effective efficiency curves for three multiplexed transmission grating with maximum efficiency at $\lambda = 532$ nm.

the total modulation (Δn) is in the linear dynamic range. If the efficiency of each multiplexed grating drops, we can conclude that the peak to peak modulation (Δn) is out of the linear dynamic range.

First, we multiplex two independent gratings, each exposed with $E = 2140 \text{ mJ/cm}^2$ with an interbeam angle $\theta = 22^\circ$ in air as shown in Fig. 5(a). In Fig. 5(b) we show the zero-order effective efficiency curves. We obtain first order relative efficiency $\eta_{r1} = 95\%$ for both gratings, so we can conclude that, according to Eq. (4) and taking $d = 30 \mu\text{m}$, for a peak to peak modulation $\Delta n = 3n_1 \cong 0.021$, the relationship between n_1 and E is close to linear.

We record three multiplexed transmission gratings ($N = 3$) as shown in Fig. 6(a). In this case, the efficiency obtained was $\eta_{r1} = 75\%$, which implies that the total modulation calculated as $\Delta n = 4n_1 \cong 0.028$ is out of the linear range.

From these results we can conclude that the linear dynamic range obtained in Slavich PFG-04 emulsion reaches $\Delta n \cong 0.021$, although the maximum refraction index modulation value could be higher if the nonlinear region is considered.

4. Practical Application: High Efficiency Gratings for 800 nm

Attending to the linear dynamic range obtained, it is possible to record gratings with high efficiency for a wavelength different from the one used during recording. From Eq. (3), the index modulation necessary to obtain maximum efficiency for a reconstruction wavelength of 800 nm is $n_1 \cong 0.013$. From Fig. 4, the required exposure to obtain this index modulation value is $E \cong 3000 \text{ mJ/cm}^2$.

In Fig. 7 we show the curves of the zero order efficiency versus incident wavelength for a grating recorded with a wavelength of 532 nm with an exposure of 2945 mJ/cm^2 . The reconstruction angle in each curve is the one that fulfills the Bragg condition for 532 nm [Fig. 7(a)] or 800 nm [Fig. 7(b)]. The first order relative efficiency reaches almost 100% when the wavelength of reconstruction is 800 nm, while it is about 60% when the reconstruction is at 532 nm. We can see in both figures the chromatic selectivity typical of volume gratings.

Figure 8 shows the zero order effective efficiency curve versus reconstruction angle when the reconstruction wavelength is 800 nm. Minima obtained at 17° correspond to the main grating. The relative efficiency is high, around 97%. Low efficiency minima obtained at 36° correspond to a second harmonic grating, related to the nearly nonlinear zone of the dynamic range. The drop of maximum zero order efficiency observed in Fig. 8 is due to the higher absorption into glass for $\lambda = 800$ nm.

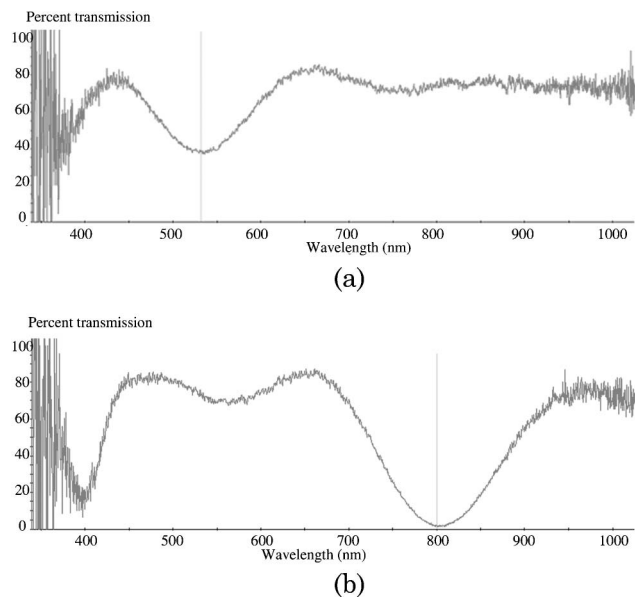


Fig. 7. (a) Zero-order efficiency versus wavelength curve of a grating recorded with a wavelength of 532 nm with an exposure of 2975 mJ/cm^2 when the reconstruction angle is 11° . (b) Zero-order efficiency versus wavelength curve of a grating recorded with a wavelength of 532 nm with an exposure of 2975 mJ/cm^2 when the reconstruction angle is 17° .

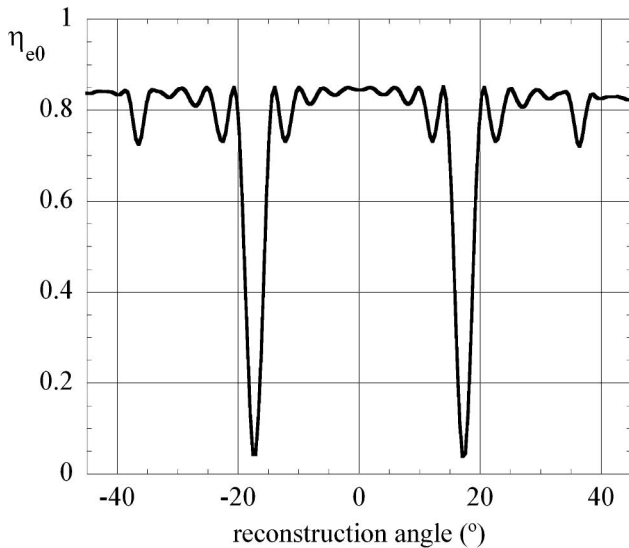


Fig. 8. Zero order effective efficiency curve versus reconstruction angle of a grating recorded with 532 nm and reconstructed with 800 nm laser source.

5. Conclusions

We have optimized the procedure to record holographic gratings in commercial emulsion Slavich PFG-04 with a 532 nm laser source obtaining high efficiency (around 95%) and a high signal to noise ratio. We have studied the dynamic range of the material by recording two and three multiplexed gratings. The maximum value of index modulation that assures a linear dependence with exposure is $\Delta n \cong 0.021$, which allows the recording of two multiplexed gratings with maximum efficiency. The linear dynamic range is enough to record gratings with high efficiency when they are illuminated with 800 nm wavelength. It allows us to obtain holographic elements with high efficiency to be used with a femtosecond laser (800 nm), as we have presented in a previous work [18].

This research is supported by the Diputación General de Aragón (T76, Grupo Consolidado TOL 2008) and Universidad de Zaragoza under grant UZ2008-CIE-03.

References

1. W. S. Colburn, "Review of materials for holographic optics," *J. Imag. Sci. Technol.* **41**, 443–456 (1997).
2. C. G. Stojanoff, "The effects of the film manufacturing techniques, of the exposure procedures and of the development and post-treatment thermochemical processes on the holographic properties of HOEs in DCG," *Proc. SPIE* **6252**, 62521V (2006).
3. J. Chang and C. D. Leonard, "Dichromated gelatin for the fabrication of holographic optical elements," *Appl. Opt.* **18**, 2407–2417 (1979).
4. P. A. Blanche, P. Gailly, S. Habraken, P. Lemaire, and C. Jamar, "Volume phase holographic gratings: large size and high diffraction efficiency," *Opt. Eng.* **43**, 2603–2612 (2004).
5. K. Kurokawa, S. Koike, S. Namba, T. Mizuno, and T. Kubota, "Simplified method for preparing methylene blue-sensitized dichromated gelatin," *Appl. Opt.* **37**, 3038–3043 (1998).

6. D. Pantelic and B. Muric, "Improving the holograph sensitivity of dichromated gelatin in the blue-green part of spectrum by sensitization with xanthene dyes," *Appl. Opt.* **40**, 2871–2875 (2001).
7. P. Smid and H. Hiklová, "Influence of air humidity on spectral response of holographic interference filter recorded into dichromated gelatin," *Fine Mech. Opt. Sci.-Tech. J.* **50**, 17–19 (2005).
8. N. K. Mohana, Q. T. Islamb, and P. K. Rastogic, "Recent developments in holographic optical elements (HOEs)," *Opt. Lasers Eng.* **44**, 871 (2006).
9. H. D. Tholl, F. Böttger, and C. G. Stojanoff, "Evaluation of a technique for the design and manufacture of an off-axis holographic lens in dichromated gelatine," *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21**, S99–S101 (1988).
10. T. Loukina, S. Massenot, R. Chevallier, K. Heggarty, N. M. Shigapova, and A. F. Skochilov, "Volume diffraction gratings for optical telecommunications applications: design study for a spectral equalizer," *Opt. Eng.* **43**, 2658–2665 (2004).
11. P. Breilkopf, M. Collischon, J. Schmidt, and J. Schwider, "Holographically recorded axicon for grazing incidence interferometry," *J. Mod. Opt.* **47**, 701–710 (2000).
12. U. Kobolla, J. Schmidt, J. Sheridan, N. Streibl, and R. Volkel, "Holographic optical beam splitters in dichromated gelatin," *J. Mod. Opt.* **39**, 881–887 (1992).
13. C. G. Stojanoff, "Engineering applications of HOEs manufactured with enhanced performance DCG films," *Proc. SPIE* **6136**, 613601 (2006).
14. R. Ma, J. Xu, and W. Y. Tam, "Wide band gap photonic structures in dichromate gelatine emulsions," *Appl. Phys. Lett.* **89**, 081116 (2006).
15. N. Chateau, J. C. Saget, and P. Chavel, "Diffraction analysis and experimental investigation of reflection-free holographic phase gratings," *Pure Appl. Opt.* **2**, 299–314 (1993).
16. J. Zhu, G. Dong, X. Guo, L. Chen, and J. Li, "Methylene-blue sensitized dichromated gelatin: wide-range colour adjustment of reflection hologram," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6**, 132–136 (2004).
17. J. K. Rhee, T. S. Sosnowski, T. B. Norris, J. A. Arns, and W. S. Colburn, "Chirped-pulse amplification of 85 fs pulses at 250 kHz with third-order dispersion compensation by use of holographic transmission gratings," *Opt. Lett.* **19**, 1550–1552 (1994).
18. I. J. Sola, V. Collados, L. Plaja, C. Méndez, J. San Román, C. Ruiz, I. Arias, A. Villamarín, J. Atencia, M. Quintanilla, and L. Roso, "High power vortex generation with volume phase holograms and non-linear experiments in gases," *Appl. Phys. B* **91**, 115–118 (2008).
19. H. I. Bjelkhagen, *Silver Halide Recording Materials for Holography and Their Processing* (Springer-Verlag, 1993).
20. G. Saxby, *Practical Holography* (Institute of Physics, 2004).
21. Geola technical product specifications and sales information brochure (2001), <http://www.geola.com>.
22. H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram gratings," *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2909–2947 (1969).
23. M. V. Collados, J. Atencia, J. Tornos, and M. Quintanilla, "Construction and characterization of compound holographic lenses for multichannel one-dimensional Fourier transformation and optical parallel processing," *Opt. Commun.* **249**, 85–94 (2005).
24. M. V. Collados, A. M. López, J. Atencia, and M. Quintanilla, "Partitioned-field holographic lenses composed of three uniaxial systems," *Appl. Opt.* **42**, 6445–6451 (2003).
25. M. Quintanilla, A. M. de Frutos, and I. Arias, "Characterization of volume and phase holographic gratings," *Appl. Opt.* **23**, 214–217 (1984).

*Otras publicaciones relacionadas con este trabajo
de tesis doctoral*

Analysis of PIV photographs using holographic lenses in an anamorphic white light Fourier processor configuration

M. V. Collados¹, J. Atencia², A. M. Villamarín², M. P. Arroyo²,
M. Quintanilla²

¹Departamento de Física Aplicada, Universidad de Salamanca, Facultad de Ciencias
Plaza de la Merced s/n, 37008 Salamanca, Spain

²Departamento de Física Aplicada-I3A, Universidad de Zaragoza, Facultad de Ciencias,
Pedro Cerbuna 12, 50009 Zaragoza, Spain.
vcollados@usal.es

Abstract: An anamorphic white light Fourier processor is used to analyse PIV photographs. The processor is constructed using two holographic cylindrical lenses and one refractive cylindrical lens arranged to correct the longitudinal and lateral chromatic dispersion. By measure the period of the fringes that appear on Fourier plane we can found one component of the fluid velocity along a line of the photograph.

Keywords: anamorphic holographic lenses, optical processing.

INTRODUCTION

Particle image velocimetry technique (PIV) allows velocity measurements in fluids seeding it with particles which follow the movement of the fluid. A plane inside the fluid is illuminated with a laminar beam and several exposures of this plane in a photographic film are recorded. By analysing these photographic images, the velocity components of the fluid in the plane can be obtained. PIV images can be analyzed digitally [1,2] or using analog optical processors [3,4]. Also it is possible to combine both techniques, analyzing digitally the analog Fourier transform obtained with an optical processor [5]. In a previous work, we used this mixed technique but performing the one-dimmmensional Fourier transform with a holographic lens and a coherent source [6]. A line along x-direction of the PIV photograph was illuminated and the holographic lens performed the Fourier transform in y-direction and the image in x-direction. At the Fourier plane we obtained fringes formed by the interference of the Fourier transforms of each pair of particles contained in y-direction along the illuminated line. The periodicity of the fringes gave information about the velocity component in y-direction for each x-coordinate. In this way the component of the velocity along a line of the photograph can be found, saving time in measurements and calculus.

In the present work we use a white light Fourier processor with a combination of two holographic and one refractive cylindrical lenses correcting chromatic dispersion and avoiding artefact noise of coherent illumination.

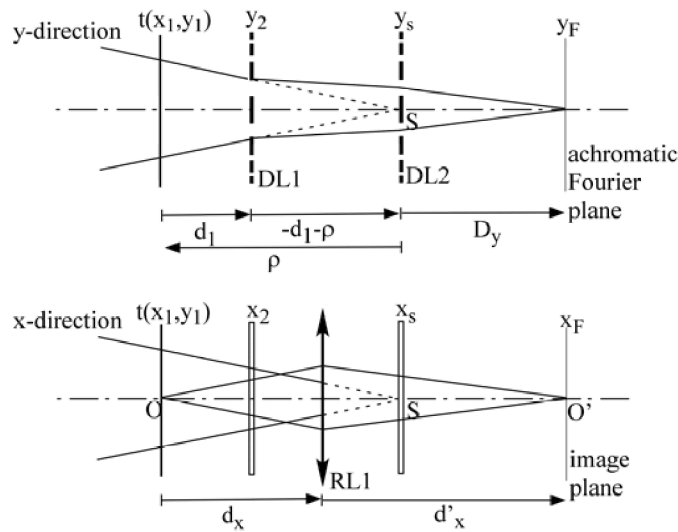


FIGURE 1: Projections on the XOZ and YOZ planes of the achromatic and anamorphic Fourier transformer.

EXPERIMENTAL MEASUREMENTS

The set-up of the anamorphic white light Fourier processor is shown in Fig. 1. The PIV photograph is located on object plane $t(x_1, y_1)$. DL1 and DL2 are cylindrical holographic lenses. DL1 is a divergent lens and performs the onedimensional Fourier transform of the object in y -direction with an axial position and scale that depend on wavelength. With a suitable converging illumination, the second lens DL2 (positive lens) images all this monochromatic versions into a single one on plane (x_F, y_F) , correcting the chromatic dispersion induced by DL1. A refractive cylindrical lens R1 images the object in x -direction. More information about this set-up can be found in reference [7].

The holographic lenses are recorded on silver halide material (Slavich PFG-01 plates) and processed by silver halide sensitized gelatine method (SHSG) [8] in order to obtain volume phase holograms. A schematic diagram of the recording and reconstruction geometries of the lenses is shown in Fig. 2. Two off-axis holograms of cylindrical waves are recorded with plane waves as reference waves and therefore in the reconstruction they behave like a lens that images C1 onto C2. This diagram corresponds to the negative lens DL1, another choice of recording positions of sources must be used to construct the positive lens DL2. In reference [9] more details concerning this kind of lens may be found.

To illuminate only a line of the PIV photograph we use a slit placed just before the plane $t(x_1, y_1)$. This slit has to be a minimum size of twice the maximum displacement of the particles in y -direction. In x -direction it has to be wide enough to cover the whole photograph.

In Fig. 4 we show the Fourier transforms obtained for different lines in x -direction of the photographs shown in Fig. 3, which correspond to a Rayleigh-Bénard convective fluid. The size of the slit is 1 mm in y -direction. In Fig. 5 we show some images of Fourier transform plane when the photograph in Fig. 3(a) is rotated 90° . In the case of the Fig. 3(b), no interference fringes are obtained in Fourier plane when the object is rotated 90° due to x -component of the velocity is too small compared with y -component as it can be seen in the PIV photograph.

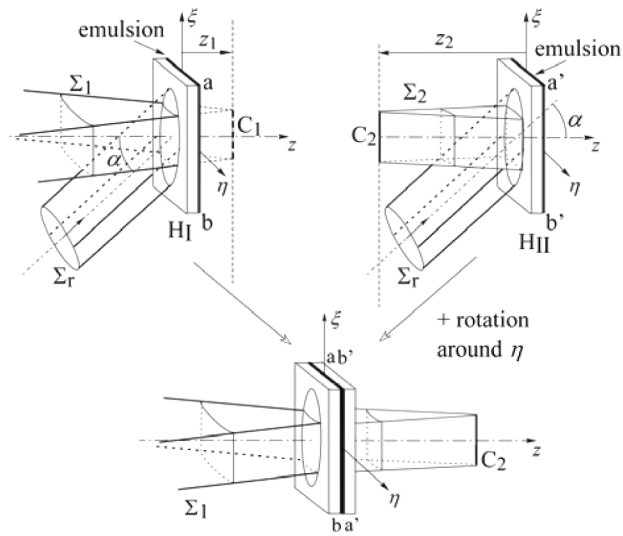


FIGURE 2: Construction and reconstruction of a divergent cylindrical holographic lens.

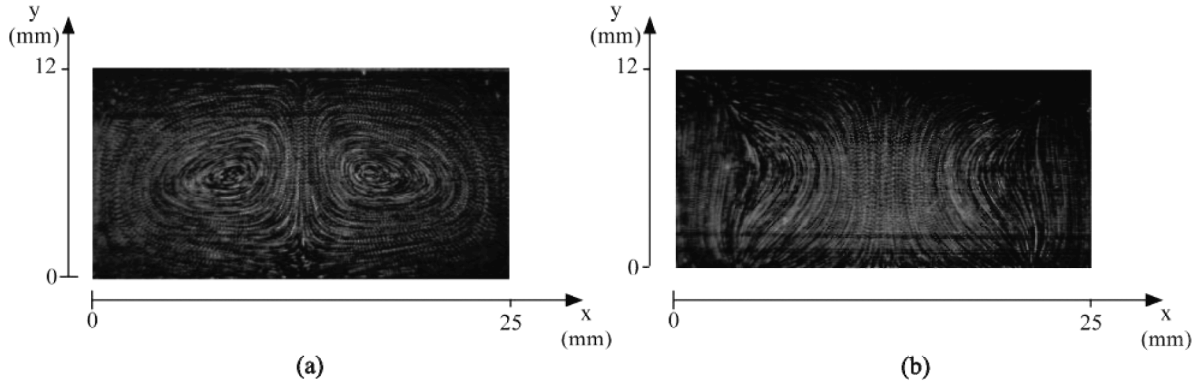


FIGURE 3: PIV photographs corresponding to Rayleigh-Bénard convective fluid.

ANALYSIS OF THE FOURIER PLANE IMAGES

Measuring the periodicity of the fringes for each x -coordinate in the Fourier plane images of Fig. 4, we can find the component of the velocity by means of the following expression:

$$V_y = \frac{K}{td}, \quad (1)$$

being d the fringe period, t the sum of the exposure time and the time between consecutive exposures and K a calibrate factor which depends on the Fourier transformer set-up and can be found measuring the periodicity of a known object in Fourier plane.

The fringe period d is found with a MatLab program which finds the zero order and first order maxima of the fringes and measures the distance between them.

In the same way we can obtain the x -component of velocity from the images of Fig. 5.

In Fig. 6 we show the vector map of the velocity components for each of the PIV photographs of Fig. 3. The orientation of the vector in this case is drawn observing the movement of the fluid. There are no velocity vectors in the areas of PIV photographs where the contrast of the fringes is low, i.e. where the velocity component which is perpendicular to the Fourier transform direction increases. In some works the way to

increase the contrast of the fringes was studied [10]. Due to this limitation, this technique has to be considered as a complementary method of other techniques like the analysis point by point

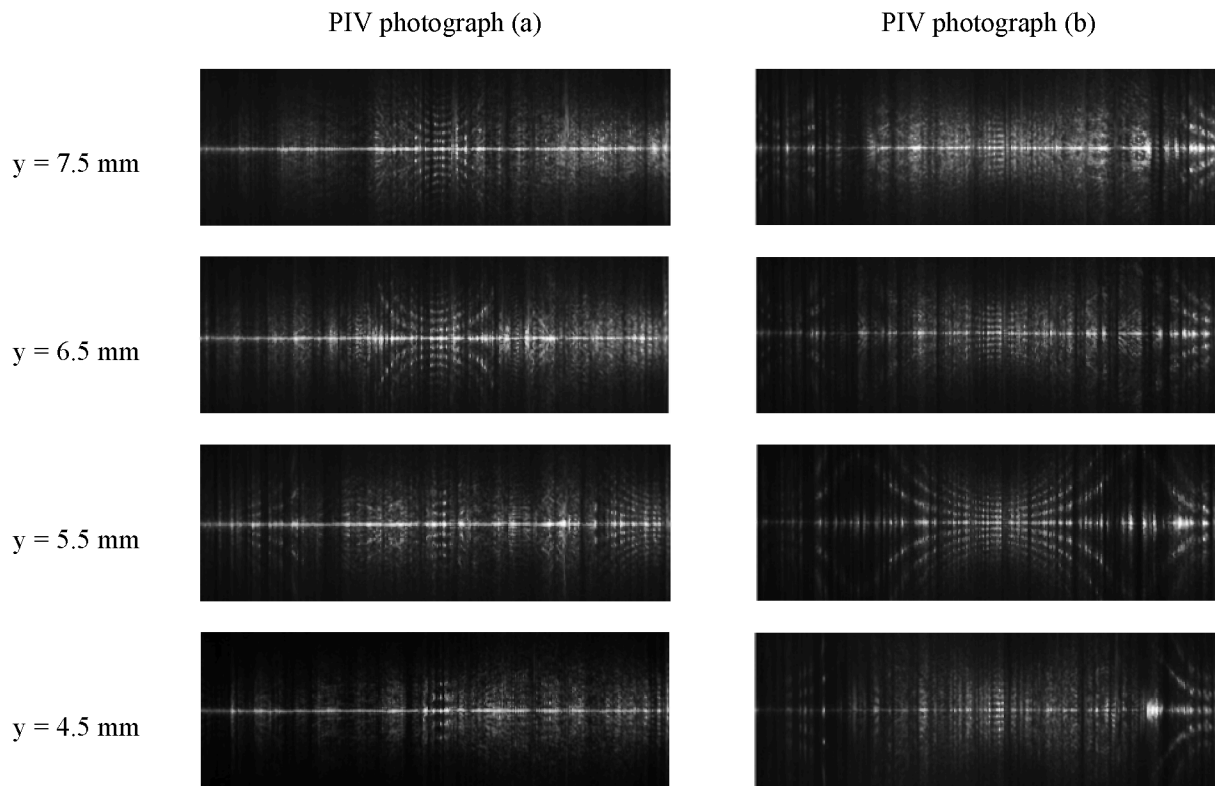


FIGURE 4: Images obtained at Fourier plane of the set-up of Fig. 1 when the objects placed at plane $t(x1, y1)$ are the ones presented in Fig. 3.

CONCLUSIONS

We measure the x -component and the y -component of the velocity in a fluid analysing PIV photographs. The analysis is made performing the one-dimensional Fourier transform with a white light anamorphic Fourier transformer set-up. The holographic and refractive lenses in the Fourier processor are arranged to correct the chromatic dispersion. Although the shown technique has limitations, it allows us to visualize the movement of the fluid on a whole line of the PIV photograph, saving time in the measurements.

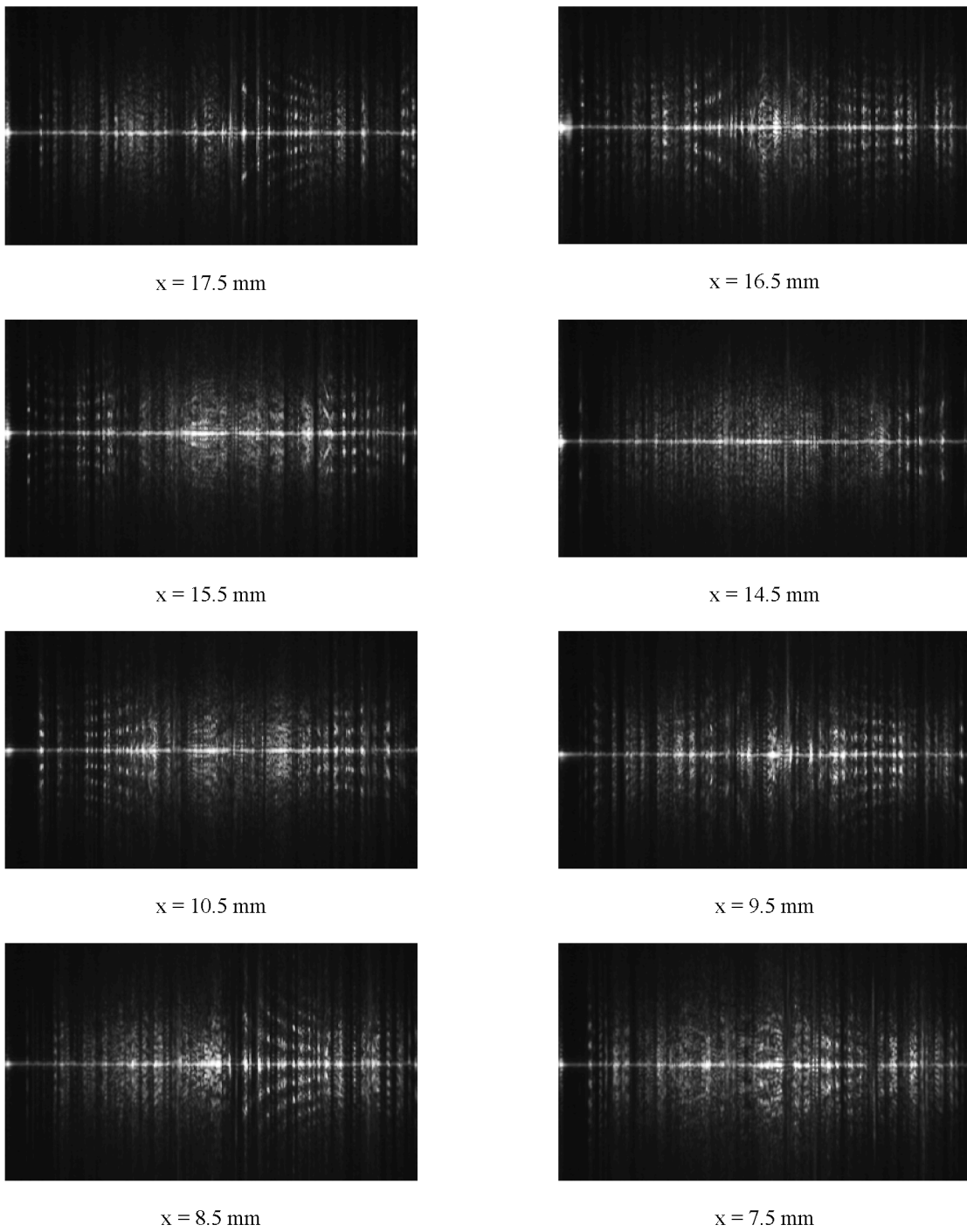


FIGURE 5: Images obtained at Fourier plane of the set-up of Fig. 1 when the PIV photograph in Fig. 3(a) is rotated 90°.

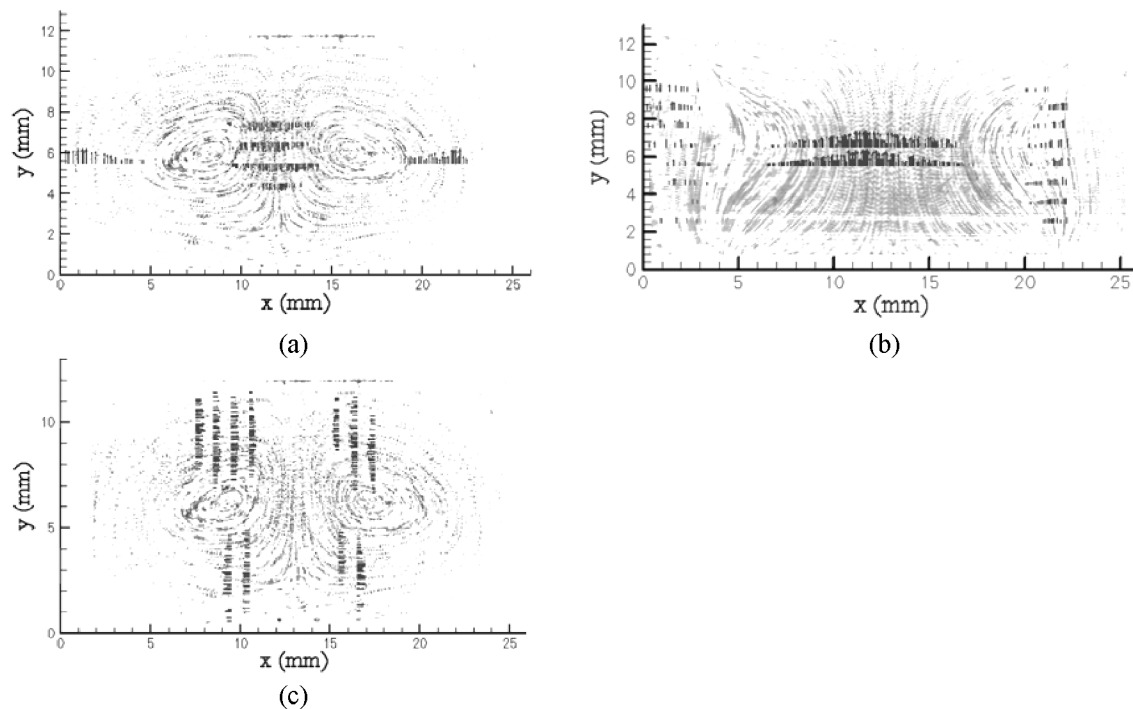


FIGURE 6: Vector map of: (a) y-component of velocity in Fig. 3(a); (b) y-component of velocity in Fig. 3(b); (c) x-component of velocity in Fig. 3(a).

ACKNOWLEDGEMENTS

This research was supported by the Diputación General de Aragón (G. C. Tecnología Óptica Láser) and by Ministerio de Educación, Programa Nacional de Física FIS2004-02098.

REFERENCES

- [1] C. E. Willert and M. Gharib, "Digital particle image velocimetry", *Exp. Fluids* 10, 181-193 (1991).
- [2] M. Ishikawa, Y. Murai, A. Wada, M. Iguchi, K. Okamoto, F. Yamamoto, "A novel algorithm for particle tracking velocimetry using the velocity gradient tensor", *Exp. Fluids* 29, 519-531 (2000).
- [3] M. P. Arroyo, T. Yonte, M. Quintanilla, "Velocity measurements in convective flows by particle image velocimetry using a low power laser", *Opt. Eng.* 27, 641-649 (1988).
- [4] V. Palero, N. Andrés, M. P. Arroyo, M. Quintanilla, "Fast quantitative processing of particle image velocimetry photographs by a whole-field filtering technique", *Exp. Fluids* 19, 417-425 (1995).
- [5] M. P. Arroyo, "Estudio de flujos convectivos Rayleigh-Benard por el método de moteado láser", PhD work, Universidad de Zaragoza (1987).
- [6] M. V. Collados, J. Atencia, M. P. Arroyo, M. Quintanilla, "Análisis de fotografías PIV con lentes holográficas anamórficas", *Actas VIII Reunión Nacional de Óptica, España* (2006)
- [7] M. V. Collados, I. Arias, J. Atencia, M. Quintanilla, "White Light Fourier processor with holographic lenses", *Appl. Opt.* 45, 8706-8713 (2006).
- [8] M. V. Collados, I. Arias, A. García, J. Atencia, M. Quintanilla, "Silver halide sensitized gelatin process effects in holographic lenses recorded on Slavich PFG-01 plates", *Appl. Opt.* 42, 805-810 (2003).
- [9] M. V. Collados, J. Atencia, J. Tornos, M. Quintanilla, "Construction and characterization of compound holographic lenses for multichannel one-dimensional Fourier transformation and optical parallel processing", *Opt. Comm.* 249, 85-94 (2005).
- [10] S. H. Collicott and L. Hesselink (1992), "Analysis and design of an anamorphic optical processor for speckle metrology and velocimetry", *Appl. Opt.* 31, 1646-1659.

Referencias

- [Agate 2004] B. Agate., C. T. A. Brown., W. Sibbett., K. Dholakia. “Femtosecond tweezers from *in-situ* control of two photon fluorescence.” *Opt. Exp.* **12**, 3011-3017 (2004).
- [Alfernes 1976] R. Alfernes., S.K Case. “Coupling in doubly exposed thick holographic gratings,” *J. Opt. Soc. Am*, **65**, 730-739 (1976).
- [Arlt 1998] J. Arlt., K. Dholakia., L. Allen., M. J. Padgett. “The production of multiringed Laguerre-Gaussian modes by computer-generated holograms.” *J. Mod. Opt.* **45**, 1231-1237 (1998).
- [Atencia 2001] J. Atencia, A. M. López y M. Quintanilla. “HOE recording with non spherical waves”. *J. Opt: Pure Appl.* **3**, 53-60 (2001).
- [Atencia 1999] J. Atencia., I. Arias., M. Quintanilla., A. García., A. M. López. “Field improvement in an uniaxial centered lens composed of two stacked-volume holographic elements.” *Appl. Opt.* **38**, 4011-4018 (1999).
- [Baldry 2004] I. K. Baldry., J. B. Hawthorn and J.G. Robertson. “Volume phase holographic gratings: polarization properties and diffraction efficiency.” *PASP.* **116**, 404-414 (2004).
- [Benlarbi 1980] B. Benlarby., D. J. Cooke and L. Solymar. “Higher order modes in thick phase gratings.” *Opt. Acta.* **27**, 885-895 (1980).
- [Bezuharov 2004] K. Bezuharov., A. Dreischuh., G. C. Paulus., M. G. Schatzel and H. Walter. “Vortices in femtosecond laser fields.” *Opt. Lett.* **29**, 1942-1944 (2004).

- [Bielkhagen 1993] H.I Bjelkhagen. “Silver Halide Recording Materials for Holography and Their Processing,” (Springer – Verlag-Berlin). 2^{da} edición, 372(1993).
- [Bitá 2009] I. Bitá., R. W. Gruhlke., G. Xu., M. M. Mignard. “Thin film holographic concentrator/collector.” Patent. Application publication USA. **12** (2009)
- [Blesa 1999] A. Blesa., I. Arias., J. Atencia., M. Quintanilla. “Holographic volumen dual-element as an optical variable beamsplitter.” *J Mod. Opt.* **46**, 155-165 (1999).
- [Boyd 2000] J. E. Boyd., T. J. Trentler., R. K. Wahi., Y. I. Vega-Cntu and V. L. Colvin. “Effect of film thickness on the photopolymers as holographic recording materials.” *Appl. Opt.* **39**, 2353-2358 (2000).
- [Braun 1995] A. Braun., G. Korn, X. Liu., D. Du., J. Squier and G. Morou. “Self-channeling of high- peak –power femtosecond laser pulses in air.” *Opt. Lett.* **20**, 73-75 (1995).
- [Cargille 2004] Cargille Laboratories. “Cargille BK7- matching liquid,” <http://www.cargillelabs.com>.
- [Chang 1979] B.J Chang and C.D Leonard. “Dichromated gelatin for the fabrication of holographic optical elements”, *Appl. Opt* **18**, 2407 (1979).
- [Cheong 2004] W. C. Cheong., W. M. Lee, X. C. Yuan., L. S. Zhang., K. Dolokia., H. Wang. “Direct electron-beam writing of continous spiral phase plates in negative resist with high power efficiency for optical manipulation.” *Appl. Phys. Lett.* **85**, 5785-5786 (2004).
- [Close 1969] D. H. Close., A.D Jacobson., J.D Margerum., R.G Brault and R.J McClung. “Hologram recording on photopolymer materials.” *Appl. Phys. Lett.* **14**, 159-160 (1969).

- [Collados 2001] M. V. Collados., J. Atencia., A. M. López and M. Quintanilla. "Volume holographic elements in Kodak 131 plates processed with SHSG method." Proc. SPIE **4419**, 518-521 (2001).
- [Collados 2003a] M. V. Collados., I. Arias., A. García., J. Atencia and M. Quintanilla. "Silver halide sensitized gelatin process on Slavich PFG-01." Appl. Opt. **42**, 805-810 (2003).
- [Collados 2003b] M. V. Collados., A. M. López., J. Atencia and M. Quintanilla. "Partitioned-field holographic lenses composed of three noncentered uniaxial systems." Appl. Opt. **42**, 6445-6451 (2003).
- [Collados 2004] Collados M.V., Atencia J., Tornos J., Quintanilla M. "Anamorphic holographic lenses composed by two volume holographic elements," Proc. SPIE. **5622**, 1365-1369 (2004).
- [Collados 2006] M.V. Collados. "Lentes holográficas para procesadores ópticos acromáticos y anamórficos." Trabajo de Tesis Doctoral. Universidad de Zaragoza (2006).
- [Collier 1971] R. J. Collier., C. B. Burckhardt., L. H. Lin. "Optical Holography", Academic Press, Inc. (1971)
- [Colburn 1971] W.S. Colburn and K. A. Haines. "Volume hologram formation in photopolymer materials." Appl.Opt. **10**, 1636-1641 (1971).
- [Courtial 1999] J. Courtial., M. J. Padgett. "Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre- Gaussian laser modes." Opt. Com. **159**, 13-18 (1999)
- [Crabtree 2004] K. Crabtree., J. A. Davis., I. Moreno. "Optical processing with vortex-producing lenses." Appl. Opt **43**. 1360 (2004).
- [Cuairon 2007] A. Cuairon and A. Mysyrowicz. "Femtosecond filamentation in transparent media." Phys. Rep. 441, 47-189 (2007).

- [Curtis 2002] J. E. Curtis., B. A. Koss., D. G. Grier. “Dynamic holographic optical tweezers.” *Opt. Com.* **207**, 169-175 (2002).
- [C.V.I 2007] C.V.I LASER. “Dispersion equation constants – Sellmeier equation” technical notes, [http:// www.cvilaser.com](http://www.cvilaser.com)
- [Dumitru 2002] C. Dumitru., V. Romano., H. P. Weber., M. Sentis., W. Marine. “Femtosecond ablation of ultrahard materials,” *Appl. Phys. A.* **74**, 729-739 (2002).
- [Faccio 2008] D. Faccio., A. Averchi., A. Lotti., P. D. Trapani., A. Cuairon., D. Papazoglou., S. Tzortzakiz. “Ultrashort laser pulse filamentation from spontaneous X wave formation in air.” *Opt. Exp.* **16**, 1565-1570 (2008).
- [Fisher 2006] M. Fisher., C. Siders., E. Jhonson., O. Andrusyak., C. Brown., M. Richardson. “Control filamentation for enhancing remote detection with laser induced breakdown spectroscopy.” *Proc. SPIE.* **6219**, 621097 (2006).
- [Gabor 1978] D. Gabor. “A new microscopic principle”, *Nature* **161**, 777-778 (1978).
- [Gahangan 1996] K. T Gahangan and G. A. Swartzlander Jr. “Optical vortex trapping of particles.” *Opt. Lett.* **21**, 827-829 (1996).
- [Geola 2005] Geola thecnical product specifications and sales information brochure (2001), <http://www.geola.com>.
- [Hariharam 1986] P. Hariharan. “Optical Holography: Principles, Techniques and Applications,” *Cambridge Studies in Modern Optics.* **2^{da}** edición, (1986).
- [He 1995] H. He., N. R. Heckenberg and H. Rubinztein- Dunlop. “Optical Particle trapping with higher-order doughnut beams produced using high efficiency computer generated holograms.” **42**, 217-223 (1995).

- [Hermosa 2006] N. P. Hermosa., C. O. Manaois. “Phase structure of helico-conical optical beams.” *Opt. Com.* **271**, 178-183 (2006).
- [Huang 1997] Q. Huang and P. R. Aslhey. “Holographic Bragg grating input-output couplers for polymer waveguides at an 850 nm wavelength.” *Appl. Opt.* **36**, 1198-1203 (1997).
- [Jia 2008] W. Jia., C. Zhou., J. Feng., E. Dai. “Miniature pulse compressor of deep-etched gratings,” *Appl. Opt.* **47**, 6058 (2008).
- [Klein 1967] W. R. Klein & B. D. Clook. “Unified approach to ultrasonic light diffraction”. *IEE Transactions on Sonics & Ultrasonics S.U* **14**, 123-134 (1967).
- [Kogelnik 1969] U. Kogelnik. “Coupled wave theory for thick holographic gratings,” *Bell. Syst. Tech. J* **48**, 2909-2947 (1969)
- [Lin 1969] L.H Lin, “Hologram formation in hardened dichromated gelatin films.” *Appl. Opt.* **8**, 963 (1969).
- [Lin 1990] F. Lin., E. M. Strzelecki and T. Jansson. “Optical multiplanar VSLI interconnects based on multiplexed waveguide holograms.” *Appl. Op.* **29**, 1126-1133 (1990).
- [Liu 2007] S. Liu., J. Ma., Z. Shen., J. Huang., Y. Jin., J. Shao., Z. Fan. “Desing of high efficiency diffraction gratings based on total internal reflection for pulse compressor.” *Opt. Com.* **273**, 290-295 (2007).
- [López 2001] A. López. “Estudio de la difracción cónica y aplicación al diseño de polarizadores y lentes holográficas.” Trabajo de Tesis Doctoral, Universidad de Zaragoza (2001).
- [López 2002] A. M. Lopez., J. Atencia., J. Tornos and M. Quintanilla. “Partitioned-field uniaxial hologram lenses.” *Appl. Opt.* **41**, 1872-1881 (2002).

- [Magnusson 1976] R. Magnusson and T. K. Gaylord. "Use of dynamic theory to describe experimental results from volume holography." *J. Appl. Phys.* **47**, 190-199 (1976).
- [Magnusson 1977] R. Magnusson and T. K. Gaylord. "Analysis of multiwave diffraction of thick gratings", *J. Opt. Soc. Am.*, **67**, 1165-1170 (1977).
- [Magnusson 1978] R. Magnusson and T. K. Gaylord. "Diffraction regimes of transmission gratings." *J. Opt. Soc. Am.*, **68**, 809-814 (1978).
- [Mair 2001] A. Mair., A. Vaziri., G. Weihs and A. Zeilinger. "Entanglement of the orbital angular momentum states of photons." *Nature.* **412**, 313-316 (2001).
- [Maryenko 2005] Maryenko., J. Strohaber and C. J. G. Uiterwal. "Creation of optical vortices in femtosecond." *Opt. Exp.* **13** 7599-7608 (2005).
- [Metricom 2000] Metricom Corporation. Technical product specifications (Metricom prism coupler 2010/M), (2010), <http://www.metricom.com>.
- [Moh 2006] K. J. Moh., X. C. Yuan., P. T. Tang., W.C. Cheong., L. S. Zhang., D. K. Low., X. Peng., H. B. Niu and Z. Y. Lin. "Generation of femtosecond optical vortices using a single refractive optical element." *Appl. Phys. Lett.* **88**, 091103-1-091103-3 (2006).
- [Moraham 1981] M. G. Moraham., T. K. Gaylord. "Rigorous coupled-wave analysis of planar grating diffraction." *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 811-818 (1981).
- [Moraham 1983] M. G. Moraham., T.K Gaylord, "Three-dimensional vector coupled-wave analysis of planar-grating diffraction" *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 1105-1112 (1983).
- [Moreno 2005] P. Moreno., C. Méndez., A. García., I. Arias., E. Conejero., L. Roso. "Micromecanizado de materiales cerámicos mediante láser de femtosegundos." *Bol. Soc. Esp. Ceram.* **44**, 9-12 (2005).

- [Nath 1938] N. S. N. Nath. "Diffraction of light by supersonic waves." Proc. Ind. Ac. Sci, **8A**, 499-503 (1938).
- [Quintanilla 1981] M. Quintanilla., A.M de Frutos. "Holographic filter that transforms a Gaussian into a uniform beam". Appl. Opt **20**,879-880 (1981).
- [Quintanilla 1986] M. Quintanilla., J. Tornos. "Focal monochromator with holographic composite lens". Opt. Pura y Apl. **19**, 159-167 (1986).
- [Quintanilla 1990] M. Quintanilla., I. Arias. "Holographic imaging lenses. Composite lens with high efficiency". J. Optics. **21**, 67-72 (1990).
- [Rhee 1994] J. Rhee., T. Sosnowski., T. B. Norris., J. A. Arns., W. S. Colburn. "Chirped – pulse amplification of 85 fs pulses at 250 KHz with third- order dispersion compensation by use of holographic transmission gratings." Oppt. Lett, **19**, 1550-1552 (1994).
- [Rodrigo 2007] J.A Rodrigo., T. Alieva and M. L. Calvo. "Experimental implementation of the gygator transform". J. Opt. Soc. Am. A. **24**, 3135-3139.
- [Saleh 2007] B. E. A Saleh., M. C. Teich. "Fundamentals of photonics," John Wiley & Sons, Inc. (2007)
- [Samui 2008] A. B. Samui. "Holographic recording medium," Recent Patents on Materials Science. **1**, 74-94 (2008).
- [Shankoff 1968] A Shankoff. "Phase holograms in dichromated gelatin," Appl. Opt **7**, 2101 (1968).
- [Sola 2007] I. J. Sola., M. V. Collados., L. Plaja., J. San Román., C. Méndez., I. Arias., D. Delgado., V. Díaz., C. Ruiz., A. García., L. Roso. "High energy vortices generation by volume phase holograms and breaking into spiraling beams in air." CLEO 2007.

- [Steinmeyer 2006] G. Steinmeyer. "Femtosecond dispersion compensation with multilayer coatings: toward the optical octave", *Appl. Opt.* **45**, 1484-1490 (2006).
- [Strickland 1985] D. Strickland and G. Morou. "Compression of amplified chirped optical pulses." *Opt. Comum.* **56**, 219 (1985).
- [Sung 2006] I. W. Sung., H. Hockel., J.D. B. Brown and E. Jhonson. "Development of a two dimensional phase-grating mask for fabrication of analog-resist profile." *App. Opt.* **45**, 35-45 (2006).
- [Swartzlander 2001] G. A. Swartzlander Jr. "Peering into darkness with a vortex spatial filter." *Opt. Lett.* **26**, 497-499 (2001).
- [Syms 1990] R.R.A Syms. "Practical volume holography." Oxford Science Publications. (1990)
- [Tien 1971] P.K. Tien. "Light waves in thin films and integrated optics," *Appl. Opt.* **10**, 2395-2413 (1971).
- [Trout 1995] T. J. Trout, W. J. Gamboni and S. H. Stevenson. "Photopolymers materials for color holograpy." *Proc. SPIE.* 2577, **94**-105 (1995).
- [Träger 2007] F. Träger. "Springer handbook of Laser and Optics." Springer Science + Busines Media, LLC New York (2007).
- [Tzortzakis 1999] S. Tzortzakis., M. A. Franco., Y. B. André., A. Chiron and A. Mysyrowicz. "Formation of a conducting channel in air by self-guided femtosecond laser pulses." *Phys. Rev. E.* **60**, 3505-3508 (1999).
- [Ulrich 1973] R. Ulrich and R. Torgue. "Measurement of thin film parameters with a prims coupler," *Appl. Opt* **12**, 2901-2908 (1973).

- [Wang 1944] W. Wang. "Reflection and transmission properties of holographic mirrors and holographic Fabry-Perot filters I. Holographic mirrors with monochromatic light." *Appl. Opt.* **33**, 2560-2566.
- [Witzgall 1998] G. Witzgall., R. Vrijen., E. Yablonovich., V. Doan, B. J. Schwartz., "Single-shot two photon exposure of commercial photoresist for the production of three dimensional structures." *Opt. Lett.* **23**, 1745-1747 (1998).
- [Weigner 1995] A. M. Weigner. "Femtosecond optical pulse shaping and processing." Elsevier Science LTD. (1995)
- [Xu 2000] L. Xu., N. Nakagawa., R. Murita., H. Shingekawa and M. Yamashita. "Programmable chirp compensation for 6-fs pulse generation with a prism-pair formed pulse shaper." *IEEE. J. Quantum Electron*, **36**, 893-899 (2000).
- [Zaouter 2007] Y. Zaouter., D. N. Papadopoulos., M. Hanna., F. Druon., E. Cornier and P. Georges. "Third-order spectral phase compensation in parabolic pulse compression." *Opt. Exp.* **15**, 9372-9377 (2007).