

CORRECCIÓN DE INCLINACIÓN Y CURVATURA EN MICROSCOPIA HOLOGRÁFICA DIGITAL

TILT AND CURVATURE CORRECTION IN DIGITAL HOLOGRAPHIC MICROSCOPY

G. PALACIOS^{A†}, F. PALACIOS^A, J. RICARDO^A, D. PALACIOS^B, M. MURAMATSU^C, F. A. MONROY^D, J. VALIN^E, Y. CALIXTO^A, R. MUT^A Y G. MORENO^A

a) Departamento de Física, Facultad de Ciencias Naturales, Universidad de Oriente, Cuba, guillermo.palacios@cnt.uo.edu.cu †

b) Laboratorio de Física Nuclear, Universidad Simón Bolívar, Venezuela. palacios@usb.ve

c) Departamento de Mecánica, Instituto Superior Politécnico José Antonio Echeverría, Habana, Cuba. valin@usp.br

d) Escuela de Física, Facultad de Ciencias, Universidad Nacional de Colombia (Sede Medellín), Colombia. famonroy@unal.edu.co

e) Departamento de óptica y sistemas amorfos, Universidad de Sao Paulo, Brasil. mmuramat@if.usp.br

† autor para correspondencia

Se propone un método para la corrección de la inclinación y la aberración cuadrática de fase del campo ondulatorio reconstruido en microscopía holográfica digital. La aberración de inclinación, inducida por la inclinación del haz de referencia, es ajustada por el cálculo del origen de coordenada en el dominio inverso del holograma, mientras que la aberración de fase cuadrática es compensada mediante el cálculo de radio de curvatura del campo en el plano del holograma. Ambos, el origen de coordenada y el radio de curvatura son determinados por la detección exacta del centro del plano focal posterior de la lente objetivo. Este método se aplica para la corrección del campo reconstruido usando los métodos clásicos de Espectro Angular y Transformada de Fourier Simple. El método fue comprobado experimentalmente a partir de hologramas obtenidos en varias instalaciones experimentales.

A method for correcting the tilt and quadratic phase aberration of the reconstructed wavefield in digital holographic microscopy is proposed. The tilt aberration, induced by the tilt reference wave, is adjusted by calculating the coordinate origin of the hologram frequency domain and the quadratic phase aberration is compensated by calculate the curvature radius of the object wavefront at hologram plane. Both, the coordinate origin and curvature radius are calculated by determining the exact position of back focal plane of the objective lens. To correct the reconstructed wavefront from the classical methods of Angular Spectrum and Simple Fourier Transform the proposed is applied. The method is experimentally verified.

Palabras claves: Digital holography microscopy, Optical processing, Reconstruction methods.

PACS: 07.05.Pj, 42.30.Rx

INTRODUCCIÓN

La Microscopía Holográfica Digital (MHD) es una técnica interferométrica de alta sensibilidad para el análisis cuantitativo de los cambios de fase introducidos por un espécimen microscópico posibilitando la visualización 3D del mismo [1], la determinación del índice de refracción y espesor con una resolución axial por debajo de la longitud de onda de la fuente iluminadora [2].

Al aplicar la técnica de MHD el resultado final se obtiene a través de dos pasos fundamentales, la captura y la reconstrucción del holograma digital. Existen diferentes métodos de reconstrucción de hologramas en MHD entre ellos los más reconocidos, por ser los primeros desarrollados, se encuentran el de Simple Transformada de Fourier (SFTF) [3], el algoritmo de convolución (CV) [4] y el algoritmo basado en el espectro angular (ASA) [5]. En general estos métodos de reconstrucción no tienen en cuenta la corrección del campo reconstruido por lo que se han desarrollado diferentes métodos complementarios para eliminar las distorsiones del

campo intrínsecas al proceso de captura y reconstrucción del holograma.

En particular, la MHD fuera de eje permite la separación de los órdenes de difracción del holograma, no obstante, se introduce una distorsión en la fase que se debe a la inclinación de la onda de referencia. Cucho et al. [6] describieron un método usando un solo holograma computando una copia digital de la onda de referencia a merced de dos parámetros ajustables con una carga computacional excesiva. P. Ferraro et al. [7] propusieron una técnica de exposición doble para compensar completamente la curvatura inherente del frente de onda en la imagen cuantitativa de fase pero es necesario registrar dos hologramas, con y sin la muestra respectivamente. Luego es necesario un procedimiento de sustracción entre los dos hologramas.

Otro método para la reconstrucción del holograma con la corrección del campo reconstruido se reconoce con el nombre de Algoritmo de Doble Propagación (DPA) [8]. Este método combina procedimientos clásicos y se basa en realizar una

primera propagación del campo hasta el plano focal de la lente objetivo y luego a partir de este plano realiza una segunda propagación hasta el plano imagen eliminando muchas limitantes que tienen los métodos tradicionales. El método DPA necesita de un algoritmo para el cálculo de la posición exacta del plano focal ubicado a una distancia z_i del plano de grabación del holograma. Para implementar el cálculo de z_i según Palacios et al. [8], es necesario conocer cuál de los componentes angulares corresponde a la imagen virtual, necesitando ubicar en el holograma la posición del centro de interferencia, además de que en [8] el cálculo de z_i depende del tamaño de la ventana de filtrado, lo que implica que varios cálculos reportan distintos z_i .

Siguiendo la idea básica del método DPA en este trabajo se propone un nuevo algoritmo basado en el método de reconstrucción SFTF y determinando de manera automática los parámetros que permiten la reconstrucción del campo sin distorsión. La aberración de inclinación, inducida por la inclinación del haz de referencia, es ajustada por el cálculo del origen de coordenada en el dominio inverso del holograma, mientras que la aberración de fase cuadrática es compensada mediante el cálculo de radio de curvatura del campo en el plano del holograma. Ambos, el origen de coordenada y el radio de curvatura son determinados por la detección exacta del centro del plano focal posterior de la lente objetivo.

PRINCIPIOS BASICOS DE LA MHD REGISTRO DEL HOLOGRAMA DIGITAL

Para el registro del holograma se han establecido dos esquemas básicos para la captura del holograma en las configuraciones de transmisión, figura 1a, y de reflexión, figura 1b.

Tradicionalmente para la configuración de transmisión es usado un interferómetro de Mach-Zhender y para la reflexión un interferómetro de Michelson. En ambas configuraciones el holograma se forma en el plano del CCD al interferir un haz objeto O y un haz de referencia R. En la configuración de transmisión el haz objeto atraviesa el espécimen mientras que en la configuración de reflexión el haz objeto se refleja sobre la muestra. Asumiendo que para el registro del holograma se utiliza una onda plana descrita por,

$$R(x, y) = |R| e^{ik_x x + ik_y y} \quad (1)$$

donde $|R|$ representa la intensidad de la onda, k_x y k_y son las componentes del vector de onda. Si además asumimos la onda objeto como,

$$O = \frac{1}{\lambda^2} \frac{\exp(ik(z_i + z_0))}{z_i z_0} \exp\left(\frac{ik}{2z_i} |r_o|^2\right) \quad (2)$$

$$\int_{\substack{EP \\ |r_E| < a}} \int_{OP} U(r_o) p\left(r + \frac{\beta_L}{\beta_P} r', \Phi, \frac{1}{F}\right) d^2 r_E d^2 r_o$$

donde $U(r_o)$ es la amplitud compleja de la onda que emerge del objeto, el término $\exp\left(\frac{ik}{2z_i} |r_o|^2\right)$ caracteriza la curvatura en fase del frente de onda en el plano imagen debido al uso de una lente (objetivo de microscopio). Y el factor $p\left(r + \left(\frac{\beta_L}{\beta_P}\right) r', \Phi, 1/F\right)$ representa las aberraciones introducidas por deformaciones en la lente y el factor de desenfoque.

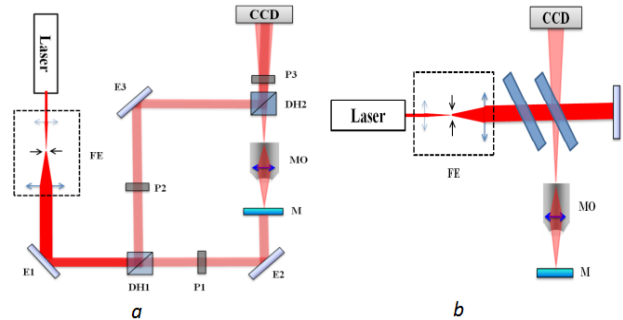


Figura 1. Esquema óptico para la captura del holograma en las configuraciones de transmisión a) y reflexión b).

El holograma es la superposición de estas dos ondas y el sistema de registro es sensible solo a la intensidad luminosa,

$$h(x, y) = |O(x, y)|^2 + |R(x, y)|^2 + O(x, y)^* R(x, y) + O(x, y) R(x, y)^* \quad (3)$$

RECONSTRUCCIÓN DEL HOLOGRAMA

Clásicamente el proceso de reconstrucción se realiza mediante la difracción de la onda de referencia en el holograma grabado y luego revelado. Este proceso de reconstrucción es equivalente a la multiplicación del holograma por una réplica virtual de la onda de referencia,

$$h(x, y) R(x, y) = \left(|O(x, y)|^2 + |R(x, y)|^2\right) R(x, y) + O(x, y)^* R(x, y)^2 + O(x, y) |R(x, y)|^2 \quad (4)$$

donde $h(x,y)R(x,y)$ es el campo reconstruido exactamente detrás del holograma, el término $(|O(x,y)|^2 + |R(x,y)|^2)R(x,y)$ representa el orden cero de difracción (la parte de la onda iluminadora que no se difracta en el holograma), $O(x,y)^* R(x,y)^2$ es el componente +1 de difracción (imagen virtual) y $O(x,y) |R(x,y)|^2$ el componente -1 (imagen real).

El proceso de propagación de la onda iluminadora al difractarse en el holograma está descrito matemáticamente mediante la ecuación de Rayleigh – Sommerfeld [9], cuya solución analítica es muy engorrosa por lo que surgen los llamados métodos numéricos de reconstrucción que son aproximaciones numéricas a dicha integral.

El método CV demanda de mucho más tiempo de cálculo [6, 9], esencialmente debido a que se usa una transformación rápida de Fourier más que los otros dos métodos. Por otra parte, el método de CV tiene la ventaja de que el tamaño de la imagen

propagada tiene la misma escala que el plano del holograma. Este no es el caso de SFTF ya que las imágenes reconstruidas y el holograma tienen escalas diferentes. Considerando que el holograma es muestreado en $M \times N$ puntos con Δx y Δy como frecuencia de muestreo, y es reconstruido a una distancia d , con una longitud de onda λ , las frecuencias de muestreo en el plano de reconstrucción son,

$$\Delta \xi = \frac{\lambda d}{N \Delta x} \quad (5)$$

$$\Delta \eta = \frac{\lambda d}{M \Delta y}$$

Según estas expresiones para lograr una alta resolución lateral la distancia del holograma a la imagen debe ser pequeña, pero la aproximación $\cos \theta \approx 1$ exige una distancia mínima de reconstrucción dada por,

$$d_{min} = \frac{a_x^2}{n_x \lambda} \quad (6)$$

donde a_x es el tamaño de la imagen, n_x es el número de píxeles en a_x .

El algoritmo SFTF puede ser usado con objetos más grande que las dimensiones del CCD, sin embargo la variación del tamaño de la imagen reconstruida representa una gran limitación para la reconstrucción de hologramas en colores. El algoritmo CV es aplicable sólo para objetos más pequeños que el CCD, esto degrada la calidad de la imagen reconstruida porque la misma es representada por sólo un número pequeño de píxeles. El algoritmo ASA no presenta las limitaciones de los métodos SFTF y CV, o sea no exige una distancia mínima por lo que se pueden reconstruir hologramas plano-imagen y no existe variación de las dimensiones de la imagen reconstruida en comparación con las dimensiones del holograma, pero en sentido general todos estos algoritmos por sí solos no tienen en cuenta la eliminación de las aberraciones de curvatura e inclinación en fase.

En este trabajo son modificadas las expresiones analíticas de los algoritmos tradicionales al incorporar términos propios de la metodología propuesta, expresando de manera compacta el cálculo de los parámetros de la corrección de las aberraciones de inclinación y esférica.

DISTORSIÓN DEL CAMPO RECONSTRUIDO

La aberración de desplazamiento representa una manera de distorsión del campo, figura 2.

El ángulo de inclinación $\bar{\alpha}$ del haz de referencia R respecto al haz objeto O introduce un desplazamiento del campo que debe ser corregido.

Por otro lado, la aberración esférica del campo de fase reconstruido, figura 3, es producto de la curvatura del campo

introducida por la lente objetiva del sistema holográfico.

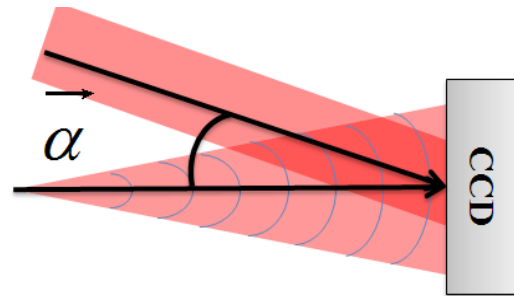


Figura 2. Aberración de desplazamiento producto de la configuración fuera de eje.

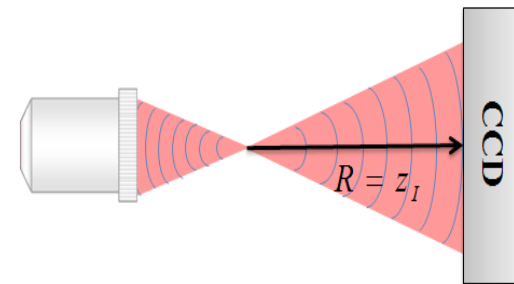


Figura 3. Aberración esférica del campo de fase reconstruido producto de la curvatura del campo introducida por la lente objetiva.

DETERMINACIÓN DE PARÁMETROS PARA LA CORRECCIÓN DEL CAMPO RECONSTRUIDO

DETERMINACIÓN DE LA DISTRIBUCIÓN DEL CAMPO EN EL PLANO FOCAL

Para implementar la metodología de corrección, primeramente se reconstruye el plano que contiene la distribución de campo $U(x_E, y_E)$ a una distancia de reconstrucción $d = z_p$, figura 4. Este plano contiene el patrón de difracción de los objetos ubicado físicamente en el plano focal posterior de la lente objetiva [8].

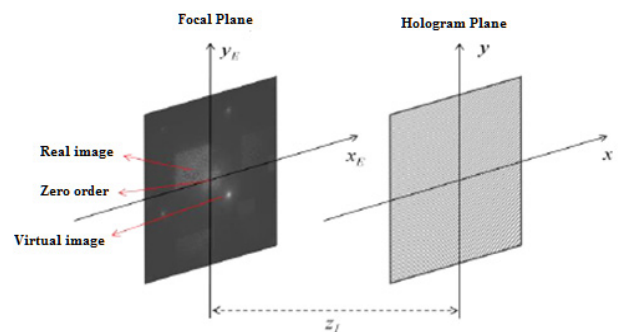


Figura 4. Reconstrucción de la distribución de campo en el plano focal posterior de la lente objetivo a una distancia $d = z_p$ del holograma.

Para determinar el plano focal es necesario determinar la distancia z_i . En este trabajo se propone un nuevo método que difiere del propuesto por [8] y consiste en aplicar la formulación de Fresnel para construir la Curva de Barrido Axial (CBA), dada por la expresión (7),

$$\psi_{max}(d) = \max \left(\left| \frac{1}{i\lambda d} \exp \left[-ik \left(d + \frac{k}{2d} (\xi^2 + \eta^2) \right) \right] \right| \times \mathcal{F} \left[h(x, y) \exp \left(-i \frac{k}{2d} (x^2 + y^2) \right) \right] \right)^2 \quad (7)$$

La construcción de $\psi_{max}(d)$, o Curva de Barrido Axial, es realizada mediante un lazo computacional que permite incrementar $d + \Delta d$ la distancia de reconstrucción, donde el paso Δd define el error de escala.

Como se observa en la figura 5, la CBA presenta un máximo absoluto cuya ordenada (para este caso específico $d = 254.05 \pm 0.01$ mm) coincide con la distancia d para la cual es máxima la intensidad luminosa. Siguiendo la hipótesis de que en plano focal de encuentra el mayor por ciento de la intensidad luminosa de la onda con respecto a todos los planos a lo largo de su dirección de propagación, es posible afirmar que esta distancia es igual a z_i que se corresponde con el radio de curvatura de la onda objeto.

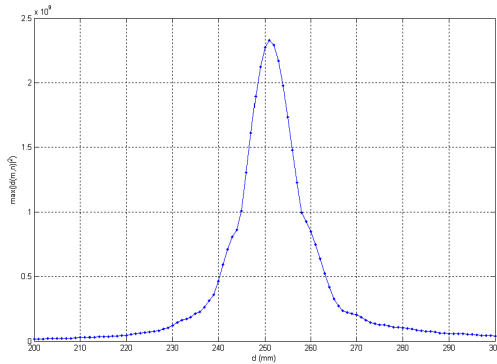


Figura 5. Curva de Barrido Axial.

Debido a que la propagación se realiza sobre todo el campo reconstruido, no es necesario seleccionar manualmente el componente angular. Es por esto que no se introducen errores de apreciación en el cálculo de z_i , sino que las incertidumbres de dicho parámetros se deben solo a inestabilidades de la instalación experimental. Esto hace que el método propuesto sea mucho más preciso que el propuesto en [8].

CÁLCULO DE LA FUNCIÓN DE CORRECCIÓN DE CURVATURA

Asumiendo que la onda objeto es esférica y su radio de curvatura es la distancia que existe entre el plano focal posterior del objetivo de microscopio y el plano de grabación del holograma, entonces su expresión será,

$$O(x, y) = \tilde{O}(x, y) \exp \left[\frac{ik}{2z_i} (x^2 + y^2) \right] \quad (8)$$

donde $\tilde{O}(x, y)$ es el campo objeto libre de curvatura en fase. El término exponencial representa el factor esférico que caracteriza la aberración de curvatura introducida por el uso

de una lente objetiva. Conociendo el valor de z_i se reconstruye numéricamente un término esférico que al ser multiplicado por el campo reconstruido eliminará el efecto de curvatura. La expresión discreta para este factor es,

$$\psi(m, n) = \exp \left[-\frac{i\pi}{\lambda z_i} (n^2 \Delta x^2 + m^2 \Delta y^2) \right] \quad (9)$$

Esta es la función de corrección de curvatura del campo que describe la curvatura de la fase en el plano del holograma (x, y), por lo que solo es válida para hologramas plano-imagen. De manera general la curvatura del campo en el plano de reconstrucción (ξ, η) será,

$$\psi(m, n) = \exp \left[-\frac{i\pi}{\lambda(z_i - d')} (n^2 \Delta \xi^2 + m^2 \Delta \eta^2) \right] \quad (9a)$$

donde d' es la distancia de reconstrucción.

CÁLCULO DE LA RÉPLICA VIRTUAL DE LA ONDA DE REFERENCIA

Asumiendo que el campo reconstruido puede expresarse por,

$$U^*(\mathbf{r}_E) = \mathfrak{F} [h(x, y)]_{d=z_i} \quad (10)$$

donde \mathfrak{F} representa el operador de Transformada de Fresnel. La expresión (10) significa que el plano que contiene el patrón de difracción de los objetos se puede representar como una transformada de Fresnel del holograma a una distancia $d=z_i$. Generalizando el concepto dado en [10] y teniendo en cuenta que,

$$\mathfrak{F}[h] = \mathfrak{F}[\beta\tau(|\mathbf{O}| + |\mathbf{R}|)] + \mathfrak{F}[\beta\tau\mathbf{OR}^*] + \mathfrak{F}[\beta\tau\mathbf{RO}^*] \quad (11)$$

se demuestra que,

$$\mathfrak{F}[\mathbf{OR}^*] = \mathfrak{F}[\mathbf{O}] \otimes \delta \left(f_x + \frac{\cos\alpha}{\lambda}, f_y + \frac{\cos\beta}{\lambda} \right) \quad (12)$$

donde, \otimes denota el producto de convolución, α y β son los ángulos de incidencia de la onda de referencia con respecto a las direcciones ortogonales a la propagación de la onda objeto, (f_x, f_y) las coordenadas en el dominio de las frecuencias. Debe notarse que el muestreo de la función δ representa el desplazamiento en el espacio inverso de la imagen virtual provocado por la inclinación de la onda de referencia.

Las coordenadas del máximo de intensidad en este plano, sean $(\zeta_x = \cos\alpha/\lambda, \zeta_y = \cos\beta/\lambda)$, coinciden con las coordenadas del punto focal inscrito en el centro de la imagen virtual. Aplicando conceptos básicos de geometría analítica se obtiene,

$$\begin{aligned} k_x &= 2\pi\zeta_x \\ k_y &= 2\pi\zeta_y \end{aligned} \quad (13)$$

La réplica virtual de la onda de referencia usada para la

grabación del holograma será entonces,

$$R_{iv}(m, n) = \exp\left[i\left(m\Delta x k_x + n\Delta y k_y\right)\right] \quad (14)$$

Donde m y n son números enteros que pertenecen a los dominios $(-M/2 \leq j \leq M/2)$, $(-N/2 \leq l \leq N/2)$ respectivamente, N y M son las cantidades de pixeles de la imagen en el plano inverso.

Es evidente entonces que la multiplicación de la intensidad del holograma con una réplica virtual exacta de la onda de referencia garantiza un re-direccionamiento del campo reconstruido que corrige el desplazamiento provocado por el uso de la geometría fuera de eje.

EXTENSIÓN Y FILTRADO DEL COMPONENTE ANGULAR CORRESPONDIENTE A LA IMAGEN VIRTUAL

Debido a la geometría fuera de eje usada para la captura del holograma, los términos correspondientes a la imagen virtual y real aparecen en localizaciones diferentes en el plano de reconstrucción. Además debido a la curvatura del frente de onda objeto estos componentes están limitados por un ancho y largo espectral. En este punto por conveniencia podemos expresar $\psi(m, n)$ como,

$$\psi(m, n) = \exp\left\{-i\pi\left[F_n\left(\frac{n}{N-1}\right)^2 + F_m\left(\frac{m}{M-1}\right)^2\right]\right\} \quad (15)$$

Para mayor simplicidad en el análisis asumiremos una dimensión,

$$\psi(m, n) = \exp\left[-i\pi F_m\left(\frac{m}{M-1}\right)^2\right] \quad (16)$$

Simulando el espectro de la expresión (16) para los valores, $M=1024$, $-M/2 \leq m \leq M/2-1$, $F_m=[100, 300, 500]$ encontraremos los siguientes resultados,

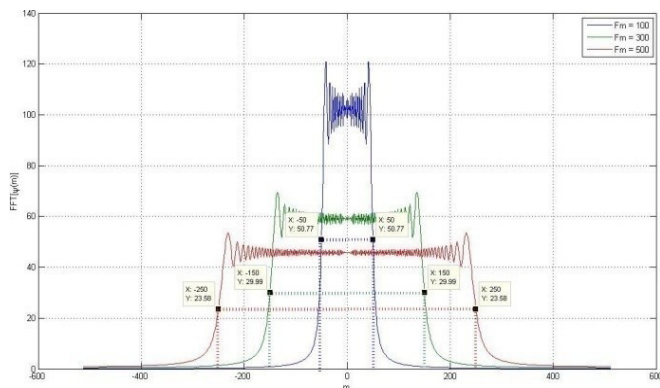


Figura 6. Simulación el espectro de la expresión (16).

Se observa de la figura 6 que para cada curva el parámetro F_m representa el alto a la media altura de la gama de frecuencias y se relaciona con el ancho espectral. Generalizando el análisis

a dos dimensiones y comparando las ecuaciones (9) y (15) se determinan las expresiones para F_m y F_n dadas por,

$$F_n = \frac{\Delta x^2 (N-1)^2}{\lambda z_l} \quad (17)$$

$$F_m = \frac{\Delta y^2 (M-1)^2}{\lambda z_l}$$

Con los parámetros F_n , F_m , ζ_x , ζ_y se construye la ventana de filtrado definida como,

$$V(m, n) = \begin{cases} 1 & \text{para } (n, m) = \left(\alpha_x - \frac{F_n}{2} \dots F_n, \alpha_y - \frac{F_m}{2} \dots F_m\right) \\ 0 & \text{para } (n, m) \neq \left(\alpha_x - \frac{F_n}{2} \dots F_n, \alpha_y - \frac{F_m}{2} \dots F_m\right) \end{cases} \quad (18)$$

De esta manera se aísla de manera automática en el espacio de inverso la zona que define la imagen virtual del resto de los componentes angulares del espectro.

RECONSTRUCCIÓN DEL CAMPO CON LA CORRECCIÓN DE LAS ABERRACIONES DE INCLINACIÓN Y ESFÉRICA

Las expresiones de los algoritmos tradicionales de reconstrucción, corrigiendo las aberraciones de inclinación y curvatura en fase y además con el aislamiento automático de la imagen virtual para realizar el filtrado del espectro en los casos necesarios son,

a) Método de Simple transformada de Fourier

$$g(m, n) = \theta(m, n) \frac{1}{i\lambda d} \exp\left[-ik\left(d + \frac{k}{2d}(\xi^2 + \eta^2)\right)\right] \times \mathcal{F}\left[h(x, y) R_{iv}(m, n) \exp\left(-i\frac{k}{2d}(x^2 + y^2)\right)\right] \quad (19)$$

b) Método basado en la Convolución:

$$g(m, n) = \theta(m, n) \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}\left[h(m, n) R_{iv}(m, n)\right] \times V(m, n) \mathcal{F}\left[h(k, l)\right]\right\} \quad (20)$$

c) Método del Espectro Angular:

$$g(m, n) = \theta(m, n) \mathcal{F}^{-1}\left[\mathcal{F}\left[h(m, n) R_{iv}(m, n)\right] \times V(m, n) e^{-iz\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}}\right] \quad (21)$$

COMPROBACIÓN EXPERIMENTAL DEL MÉTODO PROPUESTO

Para mostrar la efectividad del método se presenta a continuación un ejemplo en el que se utiliza como objeto de estudio una mirilla de fase, Figura 7 (a).

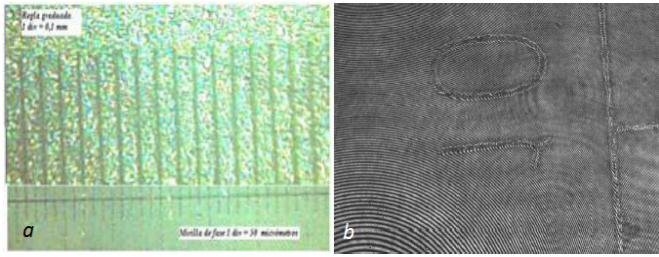


Figura 7. (a) Imagen de microscopía óptica de la mirilla de fase. (b) Holograma digital de una sección de la mirilla de fase.

Para la reconstrucción del holograma, figura 7b, primeramente se realiza el cálculo de las componentes k_x y k_y , expresadas en (13). Se obtienen los valores $k_x = -0.02108$ y $k_y = 0.02983$ con los que se construye la onda iluminadora virtual R_{iv} mediante la ecuación (14). De esta manera el componente que representa la imagen virtual queda centrado en el plano inverso del holograma, figura 8.

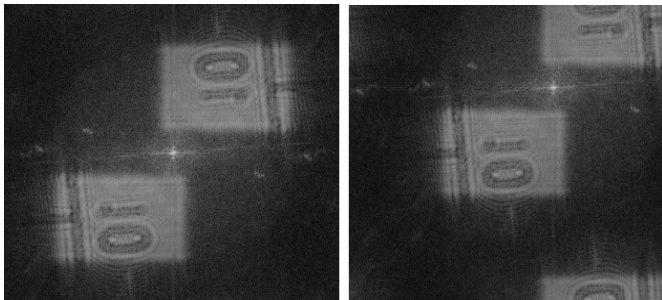


Figura 8. Desplazamiento del espectro como resultado de re-direccionamiento de la imagen virtual.

Con el filtrado del componente angular se aísla éste del resto de los elementos que componen el espectro del holograma. En la figura 9 se muestra el componente angular correspondiente a la imagen virtual aislado del resto de los componentes del espectro al multiplicar éste por la máscara $V(m,n)$. Utilizando las ecuaciones (18) se obtienen los valores de $F_n=122$ y $F_m=69$ para conformar la máscara $V(m,n)$ de acuerdo a las condiciones experimentales usadas para la captura del holograma.

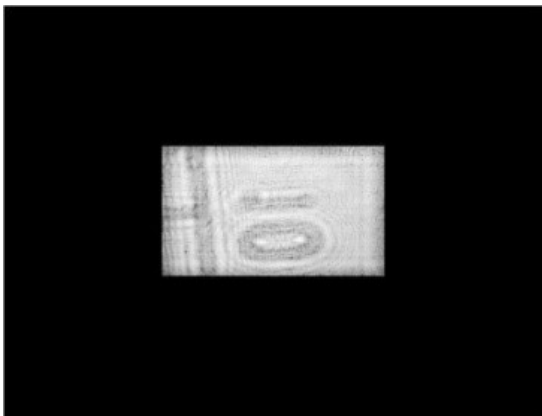


Figura 9. Componente angular correspondiente a la imagen virtual aislado del resto de los componentes del espectro.

Finalmente la manera de corregir la aberración esférica es mediante la multiplicación del factor de corrección $\psi(m,n)$, ecuación (9a), por el campo reconstruido. Utilizando el

holograma de la figura 7 (b), en la figura 10 se muestra la reconstrucción de la imagen de contraste de fase utilizando el método de reconstrucción ASA expresado por la ecuación (21). Se aprecia en la figura 10a los saltos de fase 2π propios de una reconstrucción sin corrección de la aberración esférica, sin embargo estos saltos de fase son eliminados totalmente cuando es aplicado el método de corrección de la aberración esférica al multiplicar el campo reconstruido por el factor de corrección dado por la expresión (9), figura 10b.

En la figura 10a Con la aplicación de esta ecuación para la reconstrucción del campo se tienen en cuenta los tres pasos fundamentales que componen la metodología propuesta: corrección de la aberración de inclinación, filtrado automático de la imagen virtual y corrección de la aberración esférica del haz reconstruido o haz objeto.

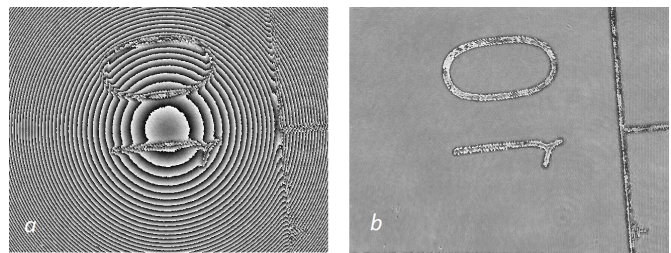


Figura 10. Resultados de aplicar el método ASA modificado. a) Reconstrucción del campo sin la corrección de la curvatura en fase, b) Campo reconstruido multiplicado por el factor de corrección de curvatura.

CONCLUSIONES

En este trabajo se demostró que con la determinación de las componentes del vector de onda de la onda iluminadora virtual se corrige totalmente la aberración de inclinación debido al uso de la geometría fuera de eje en una instalación de MHD. Debido a que con la metodología propuesta se logra determinar con gran precisión el radio de curvatura de la onda objeto, es posible compensar la aberración esférica presente en la fase del campo reconstruido. Se propuso además una forma de determinar las dimensiones del componente angular correspondiente a la imagen virtual en el plano del holograma con lo que se logra automatizar por completo el proceso de reconstrucción usando los algoritmos tradicionales de reconstrucción numérica.

AGRADECIMIENTOS

Al Profesor Dr. Mikiya Murmatsu (Grupo de Óptica y Sistemas Amorfos del IFUSP), al Profesor Dr. Freddy Alberto Monroy Ramírez (UNC Sede Medellín Facultad de Ciencias – Escuela de Física) por disponer de instalaciones experimentales de MHD para la captura de los hologramas mostrados en este trabajo.

[1] Gabor, D., Nature, 161(4098): p. 777-779, (1948).

[2] Monroy, F.A., Microscopía Holográfica Digital de Objetos de Fase, in Departamento de Física. 2008, Universidad

Nacional de Colombia: Bogotá. p. 130.

[3] Yaroslavsky, L. & Merzlyakov, N. (1980), Consultants Bureau

[4] Goodman, J.W. and R.W. Lawrence, Appl. Phys. Lett., 11, p. 77-79, (1967).

[5] Schnars, U., J. Opt. Soc. Am. A. 11, p. 2011, (1994).

[6] Demetrakopoulos, TH.; Mittra, R., Appl Opt., 13, p. 665-670, (1974).

[7] Yu, L. & Kim, M.K., Opt Lett, 30, p. 2092, (2005).