

# Recuperación de perfiles a partir de la fase en la imagen en microscopía óptica de barrido

J. Félix Aguilar, Javier Muñoz-López y David M. Gale

*Coordinación de Óptica, Instituto Nacional de Astronomía Óptica y Electrónica  
Luis Enrique Erro No. 1, 72840 Sta. María Tonantzintla, Puebla, Mexico*

Recibido el 3 de noviembre de 1998; aceptado el 19 de julio de 1999

A partir de la amplitud compleja asociada con la imagen en un microscopio óptico de barrido, trabajando en reflexión, se recupera el perfil de la muestra la cual se supone hecha de un material conductor perfecto. La amplitud en la imagen se obtiene utilizando un método riguroso para resolver el problema de condiciones de frontera en el esparcimiento de luz que representa la interacción del frente de onda que ilumina con el objeto. Se presentan algunos perfiles sencillos con sus correspondientes realizaciones. Usando el método de dos longitudes de onda se extiende el intervalo de máxima altura en el perfil susceptible de ser reconstruido.

*Keywords:* Microscopía de barrido; esparcimiento de luz; metrología

Starting with the complex amplitude of the image in a scanning optical microscope working in reflection the profile of the sample is obtained. The object is assumed to be a perfect conducting material. Image formation is simulated by means of a rigorous method to solve to the boundary conditions in the scattering problem that describes the interaction of the illuminant wavefront with the surface of the object. Some simple profiles are proposed and we show the corresponding recovered profiles. We use the two-wavelength technique in order of extend the range of maximum object height.

*Descriptores:*

PACS: 61.61.ch; 78.35.+c; 06.20.f

## 1. Introducción

En tiempos recientes el desarrollo de nuevas tecnologías ha requerido de la aplicación de técnicas ópticas para la solución de algunos de sus problemas críticos. Particularmente la industria microelectrónica, en la fabricación de circuitos integrados, requiere de la inspección y el monitoreo de las dimensiones de las líneas en las obleas que se fabrican. La calidad de estos dispositivos depende crucialmente de tales dimensiones, por lo tanto es importante tener una técnica de medición de alta precisión. La microscopía óptica representa una de las técnicas alternativas para la evaluación de las dimensiones de líneas antes mencionadas. Una posibilidad es formar una imagen del objeto en cuestión y a partir de ahí hacer una estimación de las dimensiones de las diferentes características de la estructura. Otra posibilidad es usar en el microscopio alguna configuración para obtener la fase en la imagen y a partir de ella reproducir la topografía del objeto.

Muchas configuraciones de microscopios ópticos se han desarrollado con el fin de obtener no sólo la imagen (intensidad) sino la fase en la imagen (Nomarski, Linnik) [1], y a partir de ella calcular el perfil; algunas otras como el microscopio confocal suele ocuparse para realizar directamente una evaluación del perfil del objeto. Sin embargo, entre los principales problemas que se presentan en estos casos está no tanto la formación de la imagen o la observación de la misma sino la correcta interpretación y su relación con el objeto. Este problema surge cuando los objetos observados presentan estructuras con detalles finos de dimensiones laterales del orden

del límite clásico de resolución ( $\lambda/2$ ); cuando la estructura que se observa presenta variaciones en altura mayores que la cuarta parte de la longitud de onda utilizada en la iluminación, estos objetos se conocen como ópticamente gruesos; o cuando se usan aberturas numéricas altas ( $N.A. > 0.6$ ). Dado que algunas de las líneas arriba mencionadas tienen precisamente dimensiones de esos órdenes, y que con el fin de aumentar la resolución, es deseable usar aberturas numéricas tan altas como sea posible, ya que cae uno precisamente en una región en la cual los tratamientos convencionales basados la mayor parte de ellos en la teoría escalar de la difracción dan origen a resultados poco confiables. Surge entonces la necesidad de desarrollar tratamientos rigurosos que permitan hacer una correcta interpretación de las imágenes obtenidas. Con este objeto se han aplicado métodos rigurosos que han tenido éxito en algunos casos concretos [2-5]. Ejemplos de estos métodos son el de la guía de ondas, el método modal [2, 3], y el llamado "método de la ecuación integral" [4, 5].

En este trabajo presentamos la simulación de un microscopio de barrido bidimensional, trabajando en reflexión. En el proceso de formación de imágenes se ha aplicado un método riguroso para resolver el problema de esparcimiento. Dado que el método permite calcular la amplitud compleja del campo en la imagen es inmediato el cálculo de la fase en la imagen. A partir del valor de esta fase se reconstruye el perfil del objeto mediante un algoritmo simple. Se aplica el método a la reconstrucción de perfiles sencillos, los cuales podrían representar líneas en circuitos integrados y se observa que funciona para objetos cuya altura no represente un cambio de

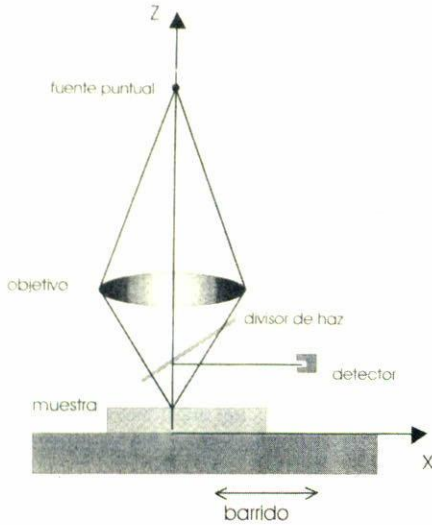


FIGURA 1. Diagrama del sistema óptico. Éste es un microscopio convencional de barrido, bidimensional, de campo brillante, trabajando en reflexión. El objetivo enfoca en el plano del  $z = 0$  y la luz reflejada en la dirección normal es colectada en detector, que en este caso es considerado un detector puntual.

fase mayor a  $2\pi$ . Se observa también la dependencia de la longitud de onda y se extiende el intervalo utilizando la técnica de dos longitudes de onda.

**2. El sistema**

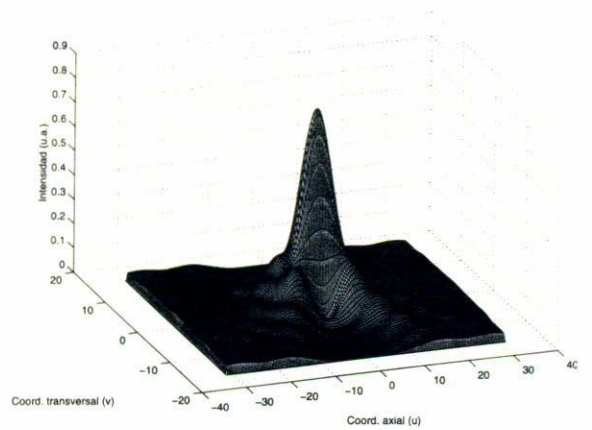
El sistema formador de imágenes que estamos simulando es un microscopio de barrido en dos dimensiones trabajando en reflexión, como se ve en la Fig. 1. El objetivo forma una imagen de la fuente puntual en el plano  $z = 0$ . El campo óptico en este plano es una función sinc ( $x$ ), y ya que estamos considerando el espesor finito de la muestra, en general habrá regiones del objeto que estarán fuera de este plano, mismo que llamamos el plano de enfocamiento. Para conocer el campo incidente del frente de onda iluminante usamos una técnica de espectro angular partiendo de su valor en el plano conjugado de la fuente. Se obtiene así que la distribución de amplitud compleja del campo que ilumina queda en términos de la siguiente integral:

$$E_i(x, z) = \frac{1}{2\alpha_m} \int_{-\alpha_m}^{\alpha_m} \exp(-ikz\sqrt{1-\alpha}) \exp(ikx\alpha) d\alpha, \quad (1)$$

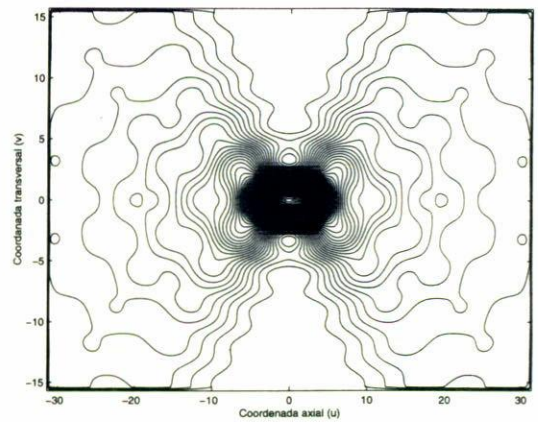
donde  $\alpha_m$  representa la apertura numérica del sistema y  $k$  es el número de onda ( $k = 2\pi/\lambda$ ) para la longitud de onda  $\lambda$ . Para sistemas con una apertura numérica alta se puede introducir una ligera modificación para escribir la expresión del espectro angular del campo incidente en la forma

$$E_i(x, z) = \int_{-\alpha_m}^{\alpha_m} \cos^{1/2}[\text{sen}^{-1}(\alpha)] \times \exp(-ikz\sqrt{1-\alpha}) \exp(ikx\alpha) d\alpha, \quad (2)$$

El factor raíz del coseno es llamado factor aplanático y ha sido introducido para compensar la distribución de la energía



(a)



(b)

FIGURA 2. a) El campo de iluminación en la región focal. En esta gráfica aparece la intensidad del campo que ilumina como una función de la posición  $I(u, v)$  donde  $v$  es la coordenada óptica transversal y  $u$  es la coordenada óptica axial. b) Las curvas de nivel (isofotas) de la función graficada en a).

en el plano de la pupila, [6–8]. Esta misma expresión puede ponerse en términos de coordenadas ópticas [9]:

$$v = k\alpha_m x, \quad (3a)$$

$$u = k(\alpha_m)^2 z; \quad (3b)$$

obteniendo finalmente para el campo iluminante la siguiente expresión:

$$E_i(v, u) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \cos^{1/2}[\text{sen}^{-1}(t\alpha_m)] \times \exp\left(-i\frac{u}{\alpha_m^2} \sqrt{1-(t\alpha_m)^2}\right) \exp(ivt) dt, \quad (4)$$

Dado que en esta simulación empleamos para la apertura numérica un valor alto (N.A. = 0.9) hemos incluido el factor aplanático y es precisamente esta última expresión (4) la que usamos en este trabajo. En la Fig. 2a aparece una gráfica de la función del campo de iluminación en la región focal; en la Fig. 2b presentamos las curvas de nivel correspondientes, es decir las llamadas curvas isofotas.

### 3. El problema de esparcimiento

Una vez que hemos descrito el haz iluminante tenemos que atender el problema de la interacción del frente de onda con la superficie del objeto. Éste es un problema típico de esparcimiento de luz por superficies. En el caso de un problema con geometría cilíndrica como es éste, es posible demostrar que el problema que inicialmente es de carácter vectorial puede ser separado en dos problemas de naturaleza escalar; uno para el caso en que el vector de campo eléctrico es paralelo al plano de incidencia (polarización *p*) y otro para el caso en que el vector de campo eléctrico es perpendicular al plano de incidencia (polarización *s*) [9]. En este trabajo atendemos únicamente el caso de polarización *s*, por lo tanto tratamos con la magnitud del vector de campo eléctrico.

Por medio del segundo teorema de Green podemos plantear la ecuación de Helmholtz en forma integral para el campo en la región que está por encima del objeto cuyo perfil describimos con la función univaluada  $\zeta(x)$ , esta región puede ser caracterizada entonces por la condición  $z > \zeta(x)$ , tenemos así que la expresión para el campo es

$$E(x, z) = E_i(x, z) + \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [E(x', z') D_n G(x, z; x', z') - G(x, z; x', z') D_n E(x', z')]_{z'=\zeta(x')} dx', \quad (5)$$

donde la función  $G(x, z; x', z')$  es la función de Green del problema, que para esta geometría está dada por

$$G(x, z; x', z') = i\pi H_0^{(1)}(k|\vec{r} - \vec{r}'|), \quad (6)$$

donde  $H_0^{(1)}$  es la función de Hankel de orden cero de primera clase, además el operador  $D_n$  es esencialmente la derivada normal a la superficie y está definido por

$$D_n = \{1 + [\zeta'(x)]^2\}^{1/2} \frac{\partial}{\partial n}. \quad (7)$$

De la expresión (5) puede verse, como es de esperarse, que el campo total consta de dos contribuciones; una que es la del campo incidente y el segundo término que interpretamos como el campo reflejado, es decir, como la luz que ha sido esparcida por el objeto. También notamos que tal expresión (5) es una ecuación integral en la función  $E(x, z)$  y con condiciones de frontera  $E(x, z)|_{z=\zeta(x)}$  y  $D_n E(x, z)|_{z=\zeta(x)}$ . El problema, sin embargo, puede simplificarse si hacemos la suposición de que el objeto es de un material perfectamente conductor, en tal caso el campo en la superficie del objeto es idénticamente cero y la primera condición de frontera desaparece quedando entonces una ecuación integral de la forma

$$E(x, z) = E_i(x, z) - \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(x, z; x', z') F(x') dx', \quad (8)$$

donde hemos usado la notación  $F(x') = D_n E(x', z')|_{z'=\zeta(x')}$ , ya que ésta es la incógnita de la ecuación integral y suele llamarse la función fuente. Para la solución de esta ecuación seguimos la técnica numérica propuesta inicialmente por

Maradudin y colaboradores [10], misma que ha sido aplicada a la formación de imágenes por Aguilar y Méndez [4, 5]. Esta técnica consiste en evaluar el campo en puntos cada vez más cercanos a la superficie para después hacer una discretización de la integral, terminando con una ecuación matricial cuya solución da los valores de la función  $F(x)$ .

Una vez resuelta la ecuación integral podemos escribir el campo esparcido en la forma

$$E_s(x, z) = -\frac{i}{4} \int_{-L/2}^{L/2} H_0^{(1)} \{k[(x-x')^2 + (z-\zeta(x'))^2]^{1/2}\} F(x') dx'. \quad (9)$$

Esto nos permite evaluar el campo en cualquier punto de la región  $z > \zeta(x)$ . Dado que estamos interesados en modelar un microscopio como el descrito a partir de la Fig. 1, es decir queremos calcular el campo que llega al detector el cual se encuentra en el campo lejano, entonces podemos usar una expresión simple para la función de Hankel usando la expansión asintótica para argumentos grandes [11].

En este caso modelamos un microscopio de campo brillante en modo coherente [4]. Por lo tanto, sólo nos interesa la amplitud compleja del campo esparcido en una sola dirección dentro del cono de iluminación; con esta elección y después de un cambio a coordenadas polares y una discretización de la integral, la amplitud compleja que llega al detector queda descrita por la ecuación

$$E_s(\theta) = -\delta x \sum_{n=1}^N F(x_n) \exp\{-ik[x_n \sin(\theta) + \zeta(x_n) \cos(\theta)]\}, \quad (10)$$

entonces por simplicidad, y sin pérdida de generalidad, elegimos la dirección normal al plano  $z = 0$ , es decir, en la dirección  $\theta = 0$ . Es conveniente hacer notar que es relativamente sencillo el paso a modelar un sistema formador de imágenes trabajando en modo parcialmente coherente, pues basta con integrar la intensidad esparcida en un intervalo angular  $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$ , que en un sistema convencional correspondería a la abertura de iluminación.

### 4. El algoritmo de reconstrucción

Una vez que se ha expuesto la manera de calcular la amplitud compleja del campo en la imagen, realizamos un barrido a lo largo del eje  $x$  obteniendo así una colección de valores complejos para cada punto del barrido, del cual puede obtenerse la imagen simplemente tomando el módulo cuadrado del campo. Otra alternativa es obtener la fase asociada con cada uno de estos valores, es decir una imagen de fase, y se hace normalmente usando la función  $arctan$  resultando los valores de fase en un intervalo  $[-\pi : \pi]$  (por comodidad en la aritmética decidimos mapear la fase en un intervalo  $[0 : 2\pi]$ ). El siguiente paso es relativamente sencillo, pues si llamamos  $\phi_n$  a la fase asociada con el punto  $x_n$  del barrido, la altura del objeto correspondiente, esto es, el valor del perfil que deno-

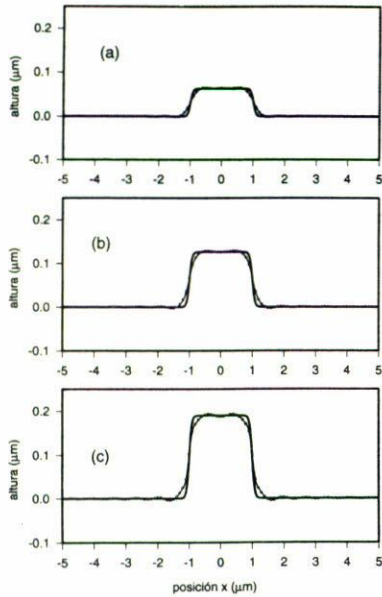


FIGURA 3. Perfiles reconstruidos. La longitud de onda es  $\lambda_1 = 0.6328 \mu m$  y la abertura numérica es de 0.9. Con línea continua tenemos el perfil del objeto y la línea con círculos representa el perfil reconstruido. La altura de la barra varía, a)  $h = \lambda_1/10$ , b)  $h = \lambda_1/5$ , c)  $h = 3\lambda_1/10$ .

tamos por  $h_n$  y que está definido por

$$h_n = h_{n-1} - \frac{(\phi_n - \phi_{n-1})}{2k}. \quad (11)$$

Ésta es una técnica estándar para el cálculo del perfil en los problemas de interferometría. Sin embargo, el intervalo de aplicabilidad está limitado por la longitud de onda, ya que, en principio, las diferencias de altura en el perfil que de esta manera se pueden detectar son del orden de  $\lambda/4$ .

Con el objeto de extender el intervalo es usual también incluir el uso de otra longitud de onda relativamente cercana a la primera y ya con los valores de fase correspondientes a cada una de las longitudes de onda, puede plantearse la reconstrucción mediante la síntesis de otra longitud de onda la llamada longitud de onda equivalente  $\lambda_{eq} = \lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_1 - \lambda_2)$  [12, 13]. Así si llamamos  $\phi_n^{(1)}$  y  $\phi_n^{(2)}$  a los valores de la fase correspondientes al punto  $x_n$  del barrido y medidos con las longitudes de onda  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$ , respectivamente, obtenemos que el perfil  $h_n$  puede expresarse como

$$h_n = h_{n-1} - \frac{\phi_n^{(2)} - \phi_n^{(1)} - \phi_{n-1}^{(2)} + \phi_{n-1}^{(1)}}{2k_{eq}}, \quad (12)$$

donde  $k_{eq} = 2\pi/\lambda_{eq}$ .

### 5. Resultados

Para los cálculos hemos elegido la longitud de onda  $\lambda = 0.6328 \mu m$ , la cual puede corresponder a la línea roja de un láser de helio-neón. La abertura numérica seleccionada para

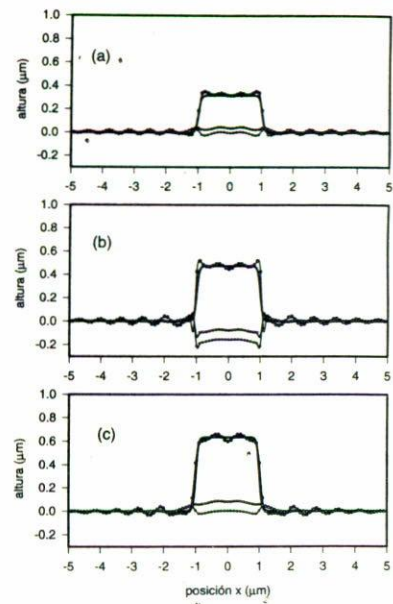


FIGURA 4. Perfiles con diferentes alturas, reconstruidos usando dos longitudes de onda,  $\lambda_1 = 0.6328 \mu m$  y  $\lambda_2 = 0.550 \mu m$ . La línea continua representa el perfil del objeto, la línea con círculos es el perfil reconstruido con  $\lambda_1$  y la línea con cuadros es el perfil reconstruido con la segunda longitud de onda  $\lambda_2$ . La línea con hexágonos punteados es el perfil usando el algoritmo de las dos longitudes de onda. a)  $h = \lambda_1/2$ , b)  $h = 3\lambda_1/4$  y c)  $h = \lambda_1$ .

el objetivo del microscopio es de 0.9. Presentamos entonces una secuencia de perfiles tipo barra, esto es, perfiles rectangulares de ancho aproximado de  $2 \mu m$  y alturas que van desde  $0.1 \lambda$  hasta  $6.12 \lambda$ .

En la Fig. 3 aparecen tres perfiles de alturas  $0.1 \lambda$ ,  $0.2 \lambda$  y  $0.3 \lambda$  y observamos que esta técnica es capaz de reproducir el perfil. En cambio, en la Fig. 4 puede verse que para alturas  $h \geq \lambda/2$  ya no es posible seguir el perfil y el método da resultados erróneos. Sin embargo, si introducimos una segunda longitud de onda  $\lambda_2$ , que para la simulación escogimos igual a  $0.550 \mu m$ , entonces se observa que usando el algoritmo de la longitud equivalente es posible recuperar el perfil no obstante que es imposible hacerlo individualmente para cada longitud de onda. De esta manera mostramos en la Fig. 5 hasta dónde puede extenderse el intervalo de aplicabilidad y observamos en la Fig. 6 que para alturas mayores a la mitad de la longitud equivalente,  $h \geq \lambda_{eq}/2$ , el algoritmo no es capaz de recuperar el perfil. En la Fig. 7 presentamos dos ejemplos de perfiles recuperados con el algoritmo de las dos longitudes de onda en comparación con la recuperación que se obtiene si se usa el microscopio con una iluminación cuya longitud de onda fuese igual a la longitud de onda sintetizada. Finalmente, aunque nuestra intención es describir la aplicación del método a la recuperación de perfiles tipo barra, en la Figs. 8 y 9 hemos incluido el resultado de la aplicación del método de las dos longitudes de onda a la recuperación del perfil de tres surcos cuyas profundidades  $h \geq \lambda/2$  son mayores a las que pudiera seguir el microscopio con cada una de las longitudes de onda separadamente.

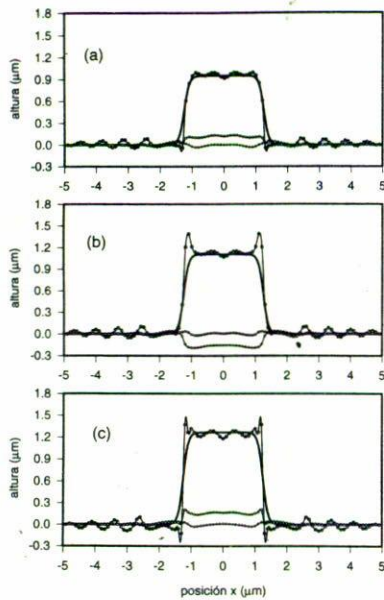


FIGURA 5. Perfiles reconstruidos usando dos longitudes de onda. Las alturas se han extendido, a)  $h = 3\lambda_1/2$ , b)  $h = 7\lambda_1/4$  y c)  $h = \lambda_1$ .

### 6. Discusión y conclusiones

A partir de nuestros resultados es posible hacer varias conjeturas. La primera de ellas es que es posible, a partir del valor de la fase, recuperar el perfil en objetos donde las variaciones máximas de altura no excedan el valor de  $\lambda/2$ . Esto lo hemos verificado con la técnica rigurosa aplicada al cálculo de la fase en la imagen de un microscopio convencional.

Es posible extender el intervalo de alturas introduciendo otra longitud de onda, y el intervalo se extenderá a  $\lambda_{eq}/2$ , donde  $\lambda_{eq}$  es la llamada longitud de onda equivalente. A este respecto vale la pena mencionar que cuanto más cercana esté la segunda longitud de onda de la primera mayor será el intervalo de alturas susceptible de ser medido, sin embargo como se muestra en las gráficas de las Figs. 5b, 5c y 6a cuando el perfil tiene una altura máxima cercana al límite arriba mencionado el perfil recuperado tiene una mala calidad al compararlo con el perfil original, es decir que el perfilómetro va perdiendo resolución a medida que la altura se acerca al límite. Esto sucede tanto con una longitud de onda como con el algoritmo de dos longitudes de onda.

Otro hecho interesante y digno de mencionarse es lo que se observa al hacer la recuperación del perfil directamente usando una sola longitud de onda igual a la longitud de onda equivalente y después compararlo con el resultado obtenido usando la técnica de las dos longitudes de onda. Este resultado se muestra en los dos perfiles y sus correspondientes recuperaciones de la Fig. 7, donde se observa, tal como es de esperarse, que usando la longitud de onda grande la resolución disminuye considerablemente si la comparamos con el resultado que se obtiene cuando se usa el algoritmo de las dos longitudes de onda. Además, desde el punto de vista práctico

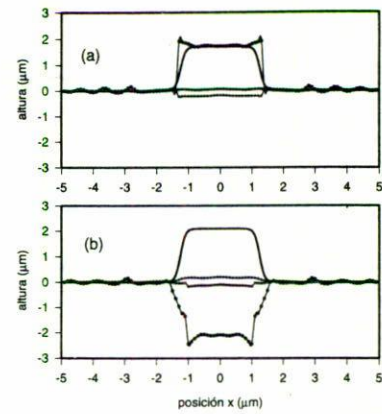


FIGURA 6. Perfiles reconstruidos con dos longitudes de onda. Aquí se muestra el límite en la altura máxima que esta técnica presenta. a)  $h = 2.7\lambda_1$  y b)  $h = 3.3\lambda_1 \cong \lambda_{eq}/2$ .

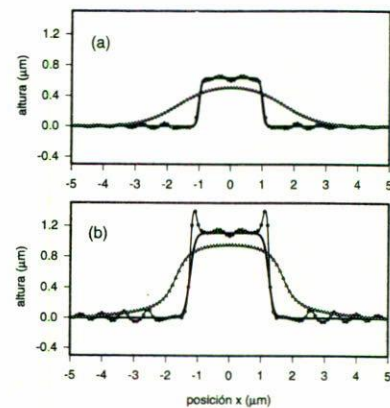


FIGURA 7. Reconstrucción de perfiles usando el algoritmo de dos longitudes de onda (línea con hexágonos punteados) y usando una sola longitud de onda igual a la longitud de onda sintetizada (línea con triángulos punteados). a)  $h = \lambda_1/2$  y b)  $h = 7\lambda_1/4$ .

es mucho más conveniente el uso de dos longitudes de onda, las cuales estarían en el intervalo del visible en lugar de una longitud de onda grande la cual debería estar en el intervalo infrarrojo si quisiéramos tener un intervalo igual al obtenido con la longitud equivalente [16].

Para el caso de los perfiles de surcos que se muestran en las Figs. 8 y 9 hemos seleccionado profundidades iguales a las alturas de las barras de la Fig. 4 y en principio el perfil podría ser recuperado mediante el algoritmo de dos longitudes de onda, en cambio se observa que en las caídas del perfil el microscopio da valores erróneos mientras que en la región central del surco el perfilómetro vuelve a reproducir el perfil del objeto. Esto es debido posiblemente a que la geometría del perfil del surco da origen a múltiples reflexiones del haz iluminante con el objeto antes de ser evaluado en el campo lejano, es decir que el valor de la fase usado para la evaluación del perfil no corresponde únicamente al campo proveniente de la región iluminada directamente sino al resultado de varias interacciones del haz con la superficie del objeto. Entonces la fase evaluada es la asociada con el campo que re-

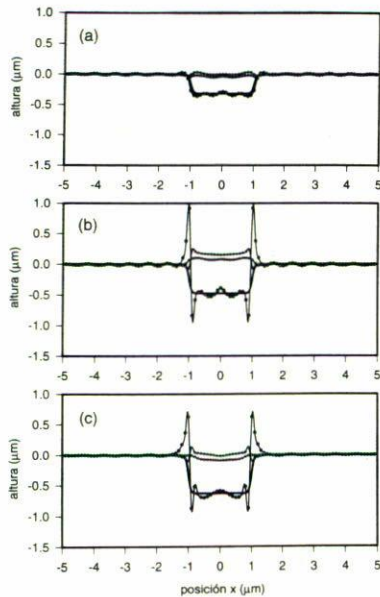


FIGURA 8. Perfiles de zurdos reconstruidos con dos diferentes longitudes de onda,  $\lambda_1 = 0.6328 \mu\text{m}$  y  $\lambda_2 = 0.550 \mu\text{m}$ . La línea continua representa el perfil del objeto, la línea con círculos es el perfil reconstruido con  $\lambda_1$  y la línea con cuadros es el perfil reconstruido con la segunda longitud de onda  $\lambda_2$ . La línea con hexágonos punteados es el perfil usando el algoritmo de las dos longitudes de onda. a)  $h = \lambda_1/2$ , b)  $h = 3\lambda_1/4$  y c)  $h = \lambda_1$ .

sulta de todas estas posibles interferencias. Este efecto se acentúa debido a que las profundidades de los zurdos son submúltiplos de la longitud de onda  $\lambda_1$ . En la Fig. 9 se observa que la calidad del perfil recuperado aumenta ligeramente cuando usamos dos longitudes de onda diferentes de  $\lambda_1$ .

El método riguroso empleado en el modelo permite observar estos efectos de esparcimiento múltiple, mientras que el uso de otras aproximaciones, como la pantalla delgada de fase o la aproximación Kirchhoff, no hacen evidente este fenómeno [4, 5].

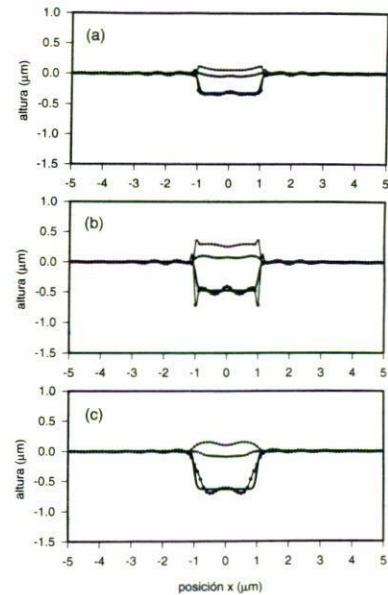


FIGURA 9. Perfiles de zurdos reconstruidos usando dos longitudes de onda,  $\lambda_3 = 0.750 \mu\text{m}$  y  $\lambda_2 = 0.550 \mu\text{m}$ . La línea continua representa el perfil del objeto, la línea con círculos es el perfil reconstruido con  $\lambda_3$  y la línea con cuadros es el perfil reconstruido con la segunda longitud de onda  $\lambda_2$ . La línea con hexágonos punteados es el perfil usando el algoritmo de las dos longitudes de onda. a)  $h = \lambda_1/2$ , b)  $h = 3\lambda_1/4$  y c)  $h = \lambda_1$ .

Por último diremos que la reconstrucción de perfiles a partir de la medición de la fase en la imagen es una técnica experimentalmente realizable. Mediante técnicas microscópicas interferométricas como las usadas en el microscopio tipo Linnik [14, 15] o en el microscopio tipo Nomarski [1, 3] es posible obtener la fase en la imagen y por lo tanto la reconstrucción del perfil. En un trabajo futuro presentaremos los resultados experimentales correspondientes usando en microscopio tipo Linnik.

1. W. Krug, J. Rienitz, and G. Schulz, *Contributions to interference microscopy*, (Hilger and Watts Ltd., Londres, 1964).
2. D. Nyssonen and C.P. Kirk, *J. Opt. Soc. Am. A* **5** (1988) 1270.
3. C.M. Yuan and A.J. Strojwas, *J. Opt. Soc. Am. A* **8** (1991) 778.
4. J.F. Aguilar and E.R. Méndez, *J. Opt. Soc. Am. A* **11** (1994) 155.
5. J.F. Aguilar and E.R. Méndez, en "New Methods in microscopy and Low Light Imaging", edited by J.E. Wampler, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* **1161** (1989) 286. [Proc. SPIE, 1989]
6. B. Richards and E. Wolf, *Proc. Roy. Soc. A.* **253** (1959) 358.
7. C.J.R. Sheppard and H.J. Matthews, *J. Opt. Soc. Am. A* **4** (1987) 1354.
8. C.J. Sheppard and J.T. Sheridan, en "Optical Storage and Scanning Technology", edited by T. Wilson, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* **1139** (1989) 32.
9. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 6<sup>a</sup> edición (Pergamon, Oxford, 1980).
10. A.A. Maradudin, T. Michel, A.R. McGurn, and E.R. Méndez, *Ann. Phys.* **203** (1990) 255.
11. M. Abramowitz and I.A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, (Dover, Nueva York, 1972).
12. Creath Katherine, *Appl. Opt.* **26** (1987) 2810.
13. Yeou-Yen Cheng and C. Wyant, *Appl. Opt.* **23** (1984) 4539.
14. D.M. Gale, M.I. Pether, and F.C. Reavell, en "Optical Microlithographic Technology for Integrated Circuit Fabrication", edited by H.L. Stover and S. Wittekoek, *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* **811** (1987) 40.
15. D.M. Gale, C. Dainty, and M. Pether, *Appl. Opt.* **35** (1996) 131.
16. J.C. Wyant, *Appl. Opt.* **10** (1971) 2113.