

# ÓPTICA DE CAMPO CERCANO: ANÁLISIS TEÓRICO-EXPERIMENTAL DE IMÁGENES

CARLOS MARTÍNEZ HERNÁNDEZ\*, VÍCTOR COELLO\*\*

La resolución de un sistema óptico es la capacidad de distinguir, individualmente, dos puntos. Entre 1873 y 1896, Ernest Abbe y Lord Rayleigh<sup>1</sup> reportaron que, aún con problemas de aberración corregidos, existía un mínimo teórico para la distancia de resolución,  $d$ , entre dos puntos llamado *límite de difracción de la luz*. De acuerdo a lo reportado por Rayleigh y Abbe, con el fin de conseguir una mejor resolución en el sistema, es necesaria una combinación de altos índices de refracción con longitudes de onda cortas. Basados en este principio, hacia 1880 fueron alcanzadas resoluciones de  $\sim 200$  nm, usando las técnicas de inmersión. Tal resolución permanece en nuestros días como el límite alcanzable con técnicas tradicionales de formación de imágenes. De esta forma, mejores resoluciones no podrían ser alcanzadas sin usar técnicas radicalmente distintas. El uso de electrones en vez de fotones redundó en un incremento considerable del poder de resolución. Los principios físicos de la óptica y de la mecánica ondulatoria que definen la operación y límites de la microscopía óptica se aplican también a la llamada microscopía electrónica desarrollada a principios de los años cincuenta del siglo XX.<sup>2</sup> Las mayores diferencias radican en el uso de lentes electromagnéticas (magnéticas o electrostáticas) en vez de vidrio, y la longitud de onda de los electrones en vez de la longitud de onda de la luz. Sin embargo, las altas condiciones de vacío requeridas y el uso de muestras conductoras restringen el área de aplicación de la microscopía electrónica. La primera propuesta para un microscopio óptico de superresolu-

ción fue hecha por Synge en 1928.<sup>3</sup> Aunque no era posible con la tecnología de su tiempo, sus soluciones técnicas forman una base precisa para la creación de un dispositivo capaz de obtener resolución más allá del límite de difracción de Rayleigh-Abbe. El principio de operación sugerido por él consiste en la iluminación de una muestra a través de una abertura con tamaño del orden de sublongitud de onda (con respecto a la usada para iluminar), mientras que se mantiene dicha abertura a una distancia menor a  $\lambda/2$ , donde  $\lambda$  es la longitud de onda de iluminación. De este modo, la luz no tiene la oportunidad de difractarse antes de que ésta interactúe con la muestra y esto provoque que la resolución no dependa de la longitud de onda sino del diámetro de la abertura. La imagen se forma al barrer la abertura a lo largo de la muestra y al grabar simultáneamente su respuesta óptica con la ayuda de técnicas convencionales de detección. No fue sino hasta cuatro décadas después, en 1972, cuando un diseño experimental para superresoluciones fue reportado.<sup>4</sup> El experimento se llevó a cabo en el rango de las microondas ( $\lambda=3$  cm), donde las demandas de precisión y estabilidad no son tan severas como en las del rango óptico. Las resoluciones alcanzadas fueron de  $\sim\lambda/60$ . En 1984, después del desarrollo de la tecnología necesaria para la realización experimental, Pohl y sus colaboradores<sup>5</sup> mostraron el primer microscopio óptico de barrido en el campo cer-

\*Posgrado en Ingeniería Física Industrial, FCFM-UANL, Cd. Universitaria, San Nicolás de los Garza, N. L., CP. 66450.

\*\*CICESE, Monterrey, Edificio de Posgrado de la FCFM-UANL, Cd. Universitaria, San Nicolás de los Garza, N. L., CP. 66450

cano (MOBCC) que obtenía imágenes en el rango del visible con resoluciones de  $\lambda/20$ . El éxito de esta nueva clase de formación de imágenes instigó el advenimiento de nuevas configuraciones encaminadas a mejorar la técnica y adaptarla a necesidades específicas (una revisión de configuraciones de MOBCC puede ser encontrada en Pohl and Courjon).<sup>6</sup> Sin embargo, los fundamentos de todas las versiones de MOBCC se encuentran en la detección de *campos evanescentes* sugerida por Synge.<sup>3</sup> Una variante de esta técnica, y quizás la más usada, utiliza una punta afilada de fibra óptica. La punta es posicionada en la zona de campo cercano, actuando de esta forma como una sonda. Así, los campos evanescentes se convierten en componentes que son guiadas dentro de la fibra hacia el detector (tunelaje de fotones).<sup>7</sup> La imagen de campo cercano resultante se construye al barrer la sonda a lo largo de la superficie. En general, la evidencia experimental de este tipo de modos evanescentes se concentra en tres grandes áreas de estudio: en la llamada emisión de *radiación prohibida*,<sup>7</sup> en los plasmones de superficie<sup>8</sup> y en la fluorescencia de moléculas simples cerca de una abertura.<sup>6</sup>

En general, uno de los problemas más serios en el estudio de imágenes de campo cercano está relacionado con el hecho de que las complicadas distribuciones de la intensidad, a lo largo de la superficie, son difíciles de interpretar. Una relación correcta, entre una imagen óptica de campo cercano y la distribución de intensidades existente en la ausencia de la sonda, está lejos de ser trivial y, más aún, de ser entendida. Es claro que con esta clase de técnicas la influencia de la sonda es inevitable. El problema se torna crítico cuando la sonda no actúa como un elemento no perturbativo.<sup>9</sup> Para resolver esto, se tiene que reducir hasta donde sea posible la influencia (en la imagen óptica de campo cercano) de las componentes que se propagan, las cuales se generan por el esparcimiento fuera del plano de superficie de ondas evanescentes. Esta tarea se simplificaría usando simulaciones numéricas del comportamiento local de las distribuciones de intensidad en la zona de campo cercano. Sin embargo, un procedimiento numérico de ese estilo no es simple, ya que una teoría completa para el esparcimiento de radiación electromagnética en la escala de sublongitudes de onda no está aún bien establecida.

En este trabajo se desarrollará un procedimiento numérico apropiado para enfrentar estos problemas, y los resultados obtenidos se confrontarán con la

evidencia experimental disponible. El procedimiento nos permitirá sugerir criterios en los experimentos para evaluar la influencia de componentes viajeras a lo largo de la superficie, además permitirá determinar si es lo suficientemente pequeña para despreciarla. De igual forma se podrá conocer, en primera aproximación, el comportamiento de las distribuciones de intensidad en superficies planas (rugosidad media  $< 10$  nm).

## **Análisis numérico de imágenes de campo cercano**

Es bien sabido que la zona de campo cercano contiene componentes evanescentes y componentes que se propagan. De este modo, una interpretación correcta de imágenes de campo cercano no es una tarea sencilla. En este contexto sobresale el problema de la interacción entre la muestra y la sonda, que ha sido tema central en muchas contribuciones.<sup>9</sup> Para un microscopio del tipo tunelaje de fotones (PSTM, por sus siglas en inglés)<sup>7</sup> ha sido demostrado que si el esparcimiento múltiple entre la punta y la muestra puede ser despreciado, entonces el proceso de detección es lineal y puede ser descrito por medio de una función de transferencia.<sup>9</sup> La obtención de tal función de transferencia ayuda a reconstruir la intensidad de campo cercano existente en la ausencia de la sonda. Sin embargo, tal función puede no existir si hay componentes viajeras relativamente fuertes, lo que hace necesario que tal contribución deba ser considerada como despreciable. Usualmente, la afirmación de que las imágenes ópticas de campo cercano están directamente relacionadas a la interferencia entre modos evanescentes es soportada por mediciones de la señal óptica realizadas fuera del ángulo de incidencia donde se excitan dichos modos y separando la sonda de la superficie.<sup>10</sup> Sin embargo, la contribución de la interferencia a la señal óptica también es influenciada por estos ajustes. Para cuantificar la influencia de componentes viajeras, nosotros sugerimos estudiar en detalle la dependencia de la distancia sonda-muestra de la imagen óptica. Consideremos una representación general del campo eléctrico total  $E_{TOTAL}$  (en el aire), que es generado debido a la propagación de una onda evanescente a lo largo de la cara superior de un prisma con índice de refracción,  $n=1.5$ . El modo evanescente es generado debido a la reflexión total interna de un haz monocromático ( $\lambda=633$  nm), dentro del prisma y en la ausencia de la sonda está dado

por:

$$E_{TOTAL} = E_{EV}(x, y)e^{-\gamma z} + E_{PW}(x, y, z) \quad (1)$$

donde  $E_{EV}(x, y)$  representa la suma del campo evanescente incidente y los campos evanescentes elásticamente esparcidos (en el plano) por imperfecciones de la superficie,  $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda}$ , con  $\lambda = \frac{\lambda_0}{n \sin \theta}$ , siendo  $\lambda_0$  la longitud de onda de iluminación,  $\theta$  el ángulo de incidencia, y  $E_{PW}(x, y, z)$  son las componentes viajeras originadas del esparcimiento inelástico (fuera del plano de superficie). En la aproximación de una sonda pasiva la señal grabada por un PSTM es proporcional al módulo cuadrado del campo eléctrico total y está dada por:

$$P \propto |E_{EV}|^2 e^{-2\gamma z} + 2 \operatorname{Re} E_{EV} E_{PW}^* e^{-\gamma z} + |E_{PW}|^2 \quad (2)$$

De la ecuación 2 se desprende que, en general, la señal contiene tres diferentes contribuciones a lo largo de la superficie que varían con la distancia a la superficie. Esto significa que si  $E_{PW} \ll E_{EV}$  la distribución de intensidad mostrará tres distintos tipos de patrones a lo largo de la normal a la superficie. En tal caso, uno puede establecer que las imágenes tomadas cerca de la superficie representan, sin duda, las distribuciones de campo de ondas evanescentes que se encuentran a lo largo de la superficie.

Otro aspecto importante en esta clase de estudios es el análisis del esparcimiento elástico de modos evanescentes. El esparcimiento elástico de modos evanescentes, como los plasmones de superficie, ha sido considerado en muchos artículos teóricos (una revisión puede ser encontrada en Pohl and Courjon).<sup>6</sup> Los modelos numéricos propuestos hasta el momento no son triviales, ya que incluso un esparcidor homogéneo sencillo requiere de elaboradas simulaciones numéricas.<sup>11</sup> Los resultados experimentales, en este contexto, han aportado elementos que facilitan la propuesta de modelos numéricos capaces de arrojar información sobre la propagación de modos evanescentes a lo largo de superficies rugosas y planas. Basado en esto, un modo evanescente, elásticamente esparcido, puede ser aproximado por una onda cilíndrica, descrita por la función de Hankel con el más bajo número angular ( $m = 0$ ). Lo anterior permite evitar el complicado tratamiento matemático implícito en el esparcimiento elástico de modos evanescentes y, consecuentemente, aportar elementos teóricos a los fenómenos observados en este tipo de estudio, por ejemplo, al

intrigante problema de localización fuerte de luz en sublongitudes de onda.<sup>10</sup> Así, uno puede escribir una expresión para el campo total en un punto arbitrario  $r$  (el cual no coincide con la posición de algún esparcidor) como sigue:

$$E(\mathbf{r}) = E_0(\mathbf{r}) + \sum_{j=1}^N \alpha_j E(\mathbf{r}_j) G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j), \quad (3)$$

$$\text{con } G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_j) = \frac{i}{4} H_0^{(1)}(\beta |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|)$$

donde  $E_0$  es el campo evanescente incidente;  $\alpha_j$  es la polarizabilidad efectiva (sin dimensiones) del  $j$ -ésimo esparcidor localizado en la coordenada de superficie  $r_j$  y que corresponde al esfuerzo del esparcidor,  $N$  es el número del esparcidor,  $H$  es la función de Hankel y  $\beta$  es la constante de propagación del modo evanescente generado, ya sea por "radiación prohibida", plasmón de superficie o fluorescencia de moléculas cerca de una nano-abertura.

En el caso más simple, se puede considerar que la interacción del modo evanescente con el esparcidor es débil y no genera interferencia múltiple dentro de su rango de propagación. En este caso, el campo autoconsistente en el sitio de los esparcidores  $E(r_j)$  puede ser resuelto usando la aproximación de Born de orden cero, por ejemplo:

$$E(r_j) = E_0(r_j), \text{ esparcimiento sencillo} \quad (4)$$

El cálculo de la polarizabilidad,  $\alpha$ , no es tarea simple. Sin embargo, de evidencia experimental se sabe que su dimensión escalar, para el caso de esparcimiento sencillo, es de tres, ajustando  $\alpha$ , tal que las imágenes experimentales y calculadas tengan el mismo contraste óptico.<sup>12</sup>

## Resultados y discusión

Comencemos con la consideración de que las imágenes calculadas han sido obtenidas en la forma que la amplitud de las componentes viajeras es muy débil comparada con la de modos evanescentes. De este modo tenemos que, en el caso de una onda estacionaria, la presencia de tres patrones distintos (en nivel y forma) de intensidad debería de ser perfectamente distinguible (figura 1 a-c).

Confrontando lo anterior con evidencia experimental disponible<sup>13</sup> (figura 1 d-f), existe una discrepancia en el término central, es decir, el término que contiene información dominada (al menos en fre-

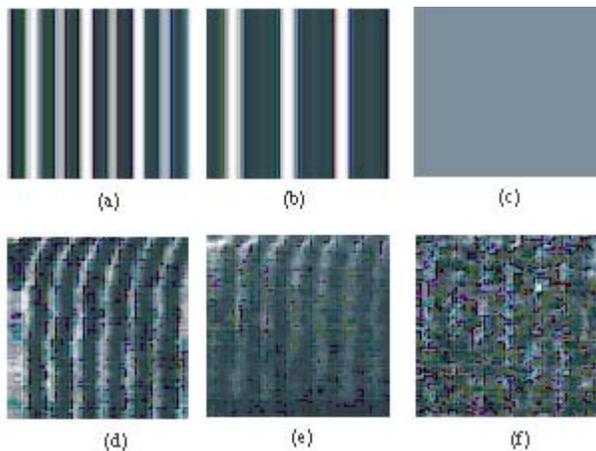


Fig. 1. Escalas de grises de simulaciones y datos experimentales de imágenes de campo cercano de  $2 \times 2 \mu\text{m}^2$  generadas debido a una onda estacionaria sobre la superficie de la base de un prisma. Las imágenes fueron simuladas y obtenidas para diferentes distancias sonda-muestra:  $\sim 0$  (a,d), 70 (b,e), and  $\sim 120$  nm (c,f).

cuencia espacial) por componentes viajeras. La razón de esto puede ser la generación de las ondas viajeras, aunque si bien es cierto que estos experimentos fueron muy simples, y por lo mismo pudo ser reducida al máximo la existencia de componentes viajeras, y como consecuencia su manifestación, también es cierto que esta generación sigue siendo significativa, y se da en forma muy miscelánea (básicamente como ruido) y no en la simple forma de interferencia entre ondas contrapropagándose. Esto se manifiesta aún más si se analiza la dependencia de la distancia sonda-muestra a lo largo de la normal a la superficie (figura 2 a, b).

La figura 2(a) contiene claramente tres zonas, sin embargo, ésta muestra una marcada influencia de componentes viajeras, de manera que a una distancia de 400 nm las distribuciones de intensidades son completamente dominadas por ondas que se propagan (señal constante). Lo anterior contrasta con lo esperado teóricamente, donde el nivel de ruido se encuentra hasta la escala de micras.

Esto nos llevaría a una calibración, al menos en primera aproximación, del microscopio en uso. Es decir, con este tipo de patrón de interferencia simple podemos determinar la modificación al contraste (la diferencia relativa entre el máximo y el mínimo de la señal grabada) que la presencia de la sonda está introduciendo en los datos obtenidos.

Conociendo esta modificación se tendría una mejor cuantificación de los niveles de señal calcula-

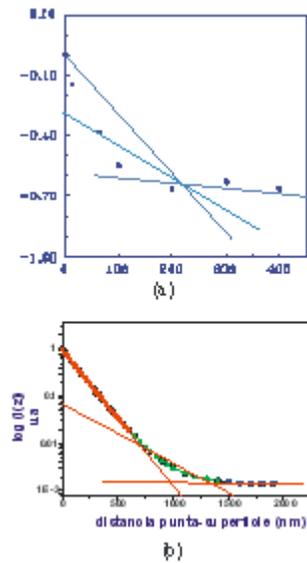


Fig. 2. Dependencias de la señal óptica con la distancia sonda-muestra, medidas (a) y calculadas (b). Las líneas rectas han sido usadas como referencia para mostrar las tres distintas pendientes que manifiesta la señal.

dos teóricamente y que son de vital importancia, sobre todo en estudios donde el ensanchamiento de la señal es tema central de estudio. En este caso, la razón entre el contraste esperado de la onda estacionaria y el obtenido en los datos experimentales es de  $\sim 1.9$ . Teniendo este factor en cuenta, se calculó la distribución de intensidad de una onda evanescente incidente en un plano superficial, misma que es esparcida por una pequeña imperfección localizada en el mismo plano (figura 3).

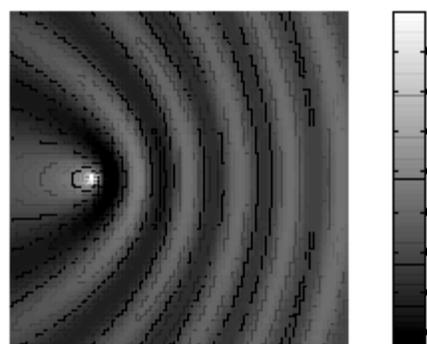


Fig. 3. Representación en escala de grises de la distribución de intensidad de una onda evanescente que incide en un plano (de izquierda a derecha) e interactúa con un esparcidor.

Las simulaciones que se pueden obtener (figura 3) parecen estar de acuerdo con datos reportados con anterioridad.<sup>13</sup> El modelo parece tener bases sólidas para proponer configuraciones de esparcimiento más complicadas (múltiple interferencia) y resolver el problema de la geometría del esparcidor, el cual en este caso es propuesto como un punto simple. Este problema no es sencillo, ya que la polarizabilidad depende en particular de las condiciones experimentales usadas. Estudios relacionados a esto están siendo realizados por los autores, pero se encuentran fuera del enfoque de este artículo y serán objeto de futuras publicaciones.

## Conclusiones

En el área de la óptica de campo cercano, muchos puntos han sido clarificados, experimental y teóricamente. La pregunta, sin embargo, sigue abierta: ¿Qué se está mapeando en realidad? Para contribuir en esto, se llevó a cabo un estudio numérico de la influencia de las componentes viajeras (provenientes del esparcimiento elástico de modos evanescentes). La confrontación de resultados experimentales disponibles y los numéricos soporta la tesis de que la sonda puede ser considerada como un elemento pasivo. Sin embargo, su modificación lineal, en el contraste que existiría en la ausencia de la misma, se evidencia, pero puede ser cuantificada. Un modelo simple de la propagación de modos evanescentes en planos superficiales ha sido propuesto. Un microesparcidor carente de dimensión y forma ha sido considerado en una geometría bidimensional, y es caracterizado por su polarizabilidad efectiva. Los cálculos se han realizado en primera aproximación sentando las bases para trabajar con configuraciones más complicadas. El complemento experimental (puesta en marcha de un microscopio de campo cercano), así como la finalización de un modelo más completo, es objeto de nuestra actual actividad y será reportado en futuras contribuciones.

## Agradecimientos

Los autores agradecen el apoyo del proyecto CA539-01 Paicyt y del proyecto I32807 Conacyt para la realización de este trabajo.

## Resumen

El mapeo de modos evanescentes con un microscopio

óptico de campo cercano es numéricamente estudiado. La influencia de componentes que se propagan provenientes del esparcimiento inelástico (fuera del plano) de ondas evanescentes sobre las distribuciones de intensidad y, consecuentemente, sobre las imágenes ópticas de campo cercano, es discutida. El esparcimiento elástico (en el plano) de modos evanescentes es modelado, considerando un esparcidor puntual cuya respuesta al campo evanescente incidente está fenomenológicamente relacionada a su polarizabilidad efectiva. El estudio está orientado, en una primera aproximación, hacia el desarrollo de un modelo completo que pueda ser exitosamente usado en el análisis de imágenes ópticas de campo cercano.

**Palabras clave:** Microscopía óptica de barrido en campo cercano, Ondas evanescentes.

## Abstract

The imaging of evanescent modes with a near-field optical microscope is numerically studied. The influence of the propagating field components stemming from the inelastic scattering of evanescent waves on the resulting intensity distribution, and consequently, on the near-field optical images, is discussed. Elastic (in-plane) scattering of evanescent waves is modeled by considering point-like scatters whose responses to the incident evanescent field are phenomenologically related to their polarizing effect. This study is considered to be a first step approach toward the development of a complete model that can be used in the analysis of near-field optical images.

**Keywords:** Near-field optical microscopy, Evanescent waves.

## Referencias

1. Lord Rayleigh, "On the theory of Optical Images, with Reference to the microscope" *Phil. Mag.* 1896, 42, 167-195. bE. Abbe, "Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der Mikroskopischen Wahrnehmung", *Archiv f. Mikroskop.* 1873. *Anat.* 9, 413-468.
2. G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, and E. Weibel "Surfaces Studies by Scanning Tunneling Microscopy", *Phys. Rev. Lett.* 1982, 49, 57-61.
3. E. H. Synge, "A suggested method for extending Microscopic Resolution into the Ultra-Microscopic

- Region", *Phil Mag.* 1928, 6, 356-362.
4. E. Ash and G. Nicholls, "Super-Resolution Aperture Scanning Microscope", *Nature.* 1972, 510-512.
  5. D. W. Pohl, W. Denk, and M. Lanz, "Optical Stethoscopy: Image Recording with Resolution  $\gg/20$ ", *Appl. Phys. Lett.* 1984, 44, 651-653.
  6. D. W. Pohl and D. Courjon *Near Field Optics*, 1993, Kluwer, The Netherlands,.
  7. R. C. Reddick, R. J. Warmack, and T. L. Ferrel, "New form of Scanning Optical Microscopy", *Phys. Rev. B.* 1989, 39, 767 -770; F. de Fornel *et al.*, "An evanescent Field Optical Microscope", *Proc. SPIE.* 1989, 1139, 77-84.
  8. H. Raether, *Surface Plasmons*, Springer Tracts in Modern Physics, 1988, Vol. 111 Springer, Berlin; V. M. Agranovich and D. L. Mills, *Surface Polaritons*, 1982, North-Holland, Amsterdam.
  9. D. Van Labeke and D. Barchiesi, "Probes for Scanning Tunneling Optical Microscopy: A Theoretical Comparison". *J. Opt. Soc. Am A*, 1993, 10, 2193 -2201. R. Carminati and J.-J. Greffet, "Two-Dimensional Numerical Simulation of the Photon Scanning Tunneling Microscope. Concept of Transfer Function", *Opt. Común.* 1995, 116, 316-321.
  10. S.I. Bozhevolnyi, "Localization phenomena in elastic surface polariton scattering caused by surface roughness", *Phys. Rev. B.* 1996, 54, 8177-8185.
  11. A. V. Shchegrov, I. V. Novikov, and A. A. Maradudin, "Scattering of Surface Plasmon Polariton by a Circularly Symmetric Surface Defect", *Phys. Rev. Lett.* 1997, 78, 4269-4272.
  12. Sergey I. Bozhevolnyi and Victor Coello "Elastic scattering of surface plasmon polaritons: Modeling and experiment", *Phys. Rev. B.* 1998, 58, 10899-10910.
  13. Victor Coello, Sergey I. Bozhevolnyi and Fedor A. Pudonin "Imaging of surface plasmon polaritons with a near-field microscope", *Proc. SPIE*, 1997, 3098, 544-536.