

Revista cubana de Física

Vol. 25, No. 2A, 2008



Abril 17-19, La Habana
Selección de artículos

Sociedad Cubana de Física
Facultad de Física, Universidad de La Habana



La Revista Cubana de Física (*RCF*), publica artículos originales de investigación, revisión y divulgación en el campo de la Física.

Editor

María Sánchez Colina
Facultad de Física,
Universidad de la Habana 10400
San Lázaro y L, Vedado
Ciudad de la Habana. Cuba
maruchy@fisica.uh.cu

Editores asociados

Víctor Fajer Ávila
Ernesto Altshuler
Augusto González
Oscar Díaz Rizo
Roberto Mulet
Arnaldo González

Edición WEB

Arnaldo González
arnaldo@fisica.uh.cu



Instrucciones a los autores

1. Los manuscritos enviados a la RCF son contribuciones originales que no están bajo la consideración de otra revista. La revista publica artículos de tres categorías (a) de revisión, conciliados previamente con el Consejo Editorial, con una extensión máxima de 10 páginas; (b) de investigación, con un máximo de 6 páginas; (c) de divulgación, con extensión no mayor de 6 páginas. Se aceptan artículos en español e inglés.
2. El manuscrito deberá ajustarse a las instrucciones y formato de la plantilla que se proporciona, a descargar del sitio www.fisica.uh.cu/biblioteca/revcubfi/index.htm, usando cualquier versión de Microsoft Office Word. No se aceptan otros formatos. También es posible solicitar el envío de la plantilla por correo electrónico al editor correspondiente.
3. Hay una plantilla para artículos/revisiones y otro para divulgación. Las instrucciones en el cuerpo de la plantilla **se deben leer detenidamente** para evitar retrasos posteriores. *Los manuscritos que no se ajusten a las especificaciones de la plantilla serán devueltos sin iniciar proceso.*
4. El procedimiento de arbitraje consta de un sólo paso. El Comité Editorial, oído el criterio de los árbitros, aceptará o rechazará el artículo de forma definitiva. En caso de aceptación, y de acuerdo al arbitraje, el artículo podrá ser remitido al autor para correcciones.
5. Enviar el manuscrito por correo electrónico a rcf@fisica.uh.cu. Las figuras en formato .jpg ó .gif, ancho no mayor de 8.0 cm (instrucciones en la plantilla). Posibles excepciones en el tamaño a conciliar con el Consejo Editorial.

Correo ordinario:

Editor Revista Cubana de Física
Facultad de Física
Universidad de la Habana
San Lázaro y L, La Habana 10400
Cuba.



Abril 17-19, La Habana

Despolarización de la luz en la dispersión por superficies cilíndricas rugosas R. Aparicio, F. Pérez Quintián y M. A. Rebollo.	61
Hydrophilic character study of silica-gel by a laser dynamic speckle method C. I. Cabello, G. Bertolini, S. Amaya, R. Arizaga, M. Trivi.	67
Esparcímetro de resolución angular para tejidos biológicos R. Castro Sánchez, R. A. Martínez Celorio, L. Martí López, J. T. Vega Durán, A. Vega Corona, D. Hernández-Fusillier, B. González Rolón y R. A. Rodríguez-Cruz.	70
Recent advances in silicon microphotonic devices P. Cheben, A. Delâge, A. Densmore, S. Janz, B. Lamontagne, J. Lapointe, E. Post, J. Schmid, P. Waldron, and D.-X. Xu.	75
Sistema automatizado de cromatografía líquida con detección polarimétrica láser y aplicaciones V. Fajer, C. Rodríguez, T. Cepero, S. Naranjo, E. Arista, W. Mora, G. Mesa, H. Fernández, J. Arteche, V. Hormaza y G. Cossío.	81
Espectroscopía de plasma inducido por láser con excitación multipulso L. Ponce, T. Flores, M. Arronte, L. C. Hernandez, G. M. Bilmes, F. C. Alvira.	85
Perforador de piel con detector de foco por barrera de luz L. Ponce, M. Arronte, J. L. Cabrera, B. Lambert, T. Flores.	88
Láser de Nd:YAG con ancho de pulso variable para la remoción superficial de contaminantes M. Arronte, L. Ponce, J. L. Cabrera, B. Lambert, T. Flores.	91
Determinación de la profundidad de penetración térmica en sangre Suren Stolik, José A. Delgado, Arllene M. Pérez, Lorenzo Anasagasti.	95

RCF

REVISTA CUBANA DE FÍSICA

UNIVERSIDAD DE LA HABANA

Publicación de dos números al año



ACEPTAMOS CANJE EN GENERAL

Dirija la correspondencia a:
UNIVERSIDAD DE LA HABANA
Dirección de Información Científico Técnica
Departamento de Selección y Adquisición
Sección de Selección y Canje
San Lázaro y L, Vedado
Ciudad de La Habana 10400, Cuba

Taller Internacional TECNOLÁSER 2007



El Taller Internacional TECNOLASER es el más importante evento de óptica que se lleva a cabo en Cuba y es auspiciado por el Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear [CEADEN] con una frecuencia bi-anual. El último evento realizado fue TECNOLÁSER 2007, que se realizó en el Hotel Kohly, sito en la calle 49, entre 36 y 36A, Residencial Kohly, Ciudad de La Habana, en los días 17, 18 y 19 de abril del 2007

Hasta el momento han tenido lugar 5 eventos: en los años 1997, 2000, 2003, 2005 y 2007. Los objetivos de TECNOLÁSER son: Promover la discusión científica, la investigación y los trabajos de aplicaciones de interés internacional sobre la óptica y láser, Desarrollar la cooperación entre los participantes, Debatir sobre métodos y tecnologías de investigaciones y aplicaciones del láser y la óptica en diferentes ramas de la industria y la medicina, Promover la vinculación directa entre las instituciones que investigan, desarrollan, producen, explotan y comercializan equipos que emplean la técnica láser y la óptica, Propiciar intercambios científico-técnicos para la discusión de los más recientes resultados de grupos afines y promover la concertación de proyectos conjuntos de desarrollo, Contribuir a la introducción de las aplicaciones tecnológicas del láser en la industria.

Los tópicos abordados en TECNOLÁSER 2007 fueron:

1. Técnicas ópticas de medición y espectroscopia.
2. Tecnología láser en la medicina, biología y biofotónica.
3. Instrumentación óptica, electrónica, mecánica y automatización asociadas a la técnica láser.
4. Desarrollo y construcción de instalaciones láseres.
5. Procesamiento de materiales con láser.
6. Aplicaciones del láser en la industria.
7. Optoelectrónica.
8. Procesamiento de imágenes.

El TECNOLÁSER 2007 fue co-auspiciado por la Comisión Internacional para la Óptica, ICO, el Centro Latinoamericano de Física, CLAF y la Sociedad Cubana de Física. Participaron 70 delegados y 15 invitados, de ellos: 26 delegados extranjeros de: España, Suecia, Canadá, México, Ecuador, Colombia, Venezuela, Kuwait, Chile, Costa Rica y Argentina y 44 delegados nacionales de las siguientes instituciones: CEADEN 26, ISPJAE 2, IMRE 5, InSTEC 2, Universidad de La Habana 2, UCI 1, Centro de Neurociencias 1, Consejo de Estado 4, Cuba Electrónica 1.

Además participaron las siguientes personalidades:

Prof. Ari Friberg, Presidente de la Comisión Internacional para la Óptica. ICO.

Profa. Maria Luisa Calvo, Secretaria de la ICO.

Dra. América Santos, Viceministra del CITMA.

Dra. Lillian Álvarez, Directora de Ciencia del CITMA.

Dr. Vito Quevedo, Director de Tecnología e Innovación del CITMA.

Dr. Ismael Clark, Presidente de la Academia de Ciencias de Cuba.

El evento incluyó 9 Conferencias Magistrales, 15 presentaciones orales, 37 Carteles y una mesa redonda. Como resultado se hicieron propuestas de proyectos conjuntos y para el intercambio de especialistas, asimismo se propuso convertir a TECNOLASER en un evento temático de la ICO. Por ultimo se acordó realizar el próximo evento, que sería TECNOLÁSER 2009, conjuntamente con la II Reunión de Óptica, Vida y Patrimonio bajo un título general de: La Óptica y la Tecnología Láser en la Ciencia, la industria, la Cultura y el Patrimonio, este evento se llevará a cabo en los días 13, 14, 15 y 16 de abril del 2009.

Justo Ravelo

Secretario Ejecutivo Comité Organizador.



Abril 17-19, La Habana

Despolarización de la luz en la dispersión por superficies cilíndricas rugosas

R. Aparicio[†], F. Perez Quintián y M. A. Rebollo

Facultad de Ingeniería, Universidad de Buenos Aires, Argentina; arodolf@fi.uba.ar[†], fperez@fi.uba.ar, mrebollo@fi.uba.ar

[†] Autor para la correspondencia

Recibido el 1/02/2008. Aprobado en versión final el 7/04/2008

Sumario. A partir de luz linealmente polarizada, se estudia el cambio del estado de polarización (despolarización) en la dispersión por cilindros de acero inoxidable, espejados y de rugosidad creciente. Las curvas experimentales de la intensidad dispersada en función del ángulo de observación indican una correlación entre el aumento de la rugosidad y la variación del valor medido de la intensidad dispersada en la dirección de reflexión especular sobre el plano formado por la dirección de incidencia y el eje del cilindro (plano de incidencia). Los datos obtenidos con el cilindro espejado se cotejan con los resultados de un modelo numérico basado en la óptica geométrica. En el caso de los cilindros rugosos, sus datos experimentales se comparan con los resultados de la resolución numérica, empleando la teoría vectorial de Kirchhoff, de una expresión integral para el campo dispersado. La forma general de las curvas numéricas coincide con la de las curvas experimentales, aunque se observan ciertas diferencias entre los valores medidos y los calculados para la intensidad dispersada en el plano de incidencia y cerca de él. Se analiza la relación entre estas diferencias y los efectos de reflexiones múltiples y de sombra, efectos que no están considerados en la teoría de Kirchhoff empleada.

Abstract. Starting from linearly polarized light, the change of state of polarization (depolarization) is studied in the scattering of light by rough stainless steel cylinders and by mirrored cylinders as well. Experimental curves of intensity of depolarized light vs. observation angle are obtained. These data indicate a correlation between the increase of roughness and the variation of the measured value of intensity of light scattered in the specular-reflection direction on the global incidence plane, the plane formed by the incidence direction and the cylinder axis. Information obtained from the mirrored cylinder is compared to the results of a geometrical optics-based numerical model. In the case of rough cylinders, the experimental data are compared to the results of the numerical resolution of an integral expression for the scattered field using the Kirchhoff's vector theory. The experimental and numerical plots have similar shapes, although differences between measured and calculated values of intensity on the global plane of incidence, and near of it, are observed. The relation between these differences and multiple-scattering and shadow effects is analyzed. These effects are not considered in the used Kirchhoff's theory.

Palabras clave. Dispersión 42.25.Fx, polarización 42.25.Ja, integración numérica 02.60.Jh, rugosidad 68.35.Ct.

1 Introducción

La inspección de superficies es de gran relevancia en numerosos procesos tecnológicos donde las propiedades superficiales son de importancia decisiva. Entre los métodos de inspección no destructivos, los métodos ópticos se fundamentan en el estudio de las propiedades de la luz

reflejada o dispersada por la superficie estudiada.¹⁻³

El estudio analítico, numérico y/o¹ experimental de la dispersión de luz por superficies rugosas ha progresado en grado diferente de acuerdo con la forma de la superficie media, la de rugosidad nula.

La dispersión de luz por superficies planas rugosas ha sido ampliamente estudiada.⁴⁻⁶ En particular, la polari-

zación de la luz dispersada se ha estudiado experimentalmente tanto en superficies dieléctricas^{7,8} como en superficies metálicas.^{9,10}

Por el contrario, los estudios sobre la dispersión de luz por superficies cilíndricas rugosas son mucho más recientes.¹¹⁻¹⁹ Todos estos trabajos con superficies cilíndricas desarrollan modelos ópticos para el análisis de la intensidad de la luz dispersada sin tener en cuenta el carácter vectorial de la luz, es decir, su estado de polarización. En cambio, este trabajo se dedica al estudio de la relación entre el cambio del estado de polarización y la rugosidad de la superficie cilíndrica dispersora.

2 Dispositivo experimental

La intensidad dispersada se mide siguiendo la reflexión especular producida por un cilindro espejado, es decir, sobre el llamado cono de reflexión (ver Fig. 1). El montaje experimental se muestra en la Fig. 2, que corresponde a una vista superior del plano x - z (plano de incidencia global), definido por el eje del cilindro (eje z) y el haz incidente.

Un haz de láser de He-Ne atraviesa un polarizador lineal que define las direcciones horizontal y vertical del campo eléctrico incidente:

$$\begin{aligned} \hat{e}_{iH} &= \cos\alpha \hat{e}_x + \sin\alpha \hat{e}_z & \text{pol. inc. horizontal} \\ \hat{e}_{iV} &= \hat{e}_y & \text{pol. inc. vertical} \end{aligned} \quad (1)$$

El sistema de filtro espacial y lente determina el plano de Fourier sobre el detector de intensidad luminosa.² El ángulo de incidencia es $\alpha = 52,4^\circ$. El detector es un fotodiodo de silicio y está montado sobre un brazo que rota siguiendo la circunferencia iluminada de la Fig. 1, formando un ángulo ψ con el plano x - z . Cuando un rayo incidente se refleja sobre el cilindro espejado en un punto con posición angular ϕ respecto del plano x - z , el ángulo ψ del rayo reflejado vale 2ϕ si el detector está suficientemente alejado del cilindro. Delante del detector se coloca un polarizador-analizador para estudiar la polarización del haz dispersado. Este polarizador puede rotar alrededor del eje correspondiente a la dirección de reflexión. Con el motor se hace rotar al cilindro, lo que permite considerar que se mide la intensidad media dispersada por un gran número de superficies estadísticamente equivalentes.

3 Cilindro espejado

Con el dispositivo de la Fig. 2 se mide la intensidad reflejada por cilindros espejados. Estos cilindros son agujas de rodamientos cilíndricos, de acero inoxidable, fabricados por la firma INA (modelo NRB5X39,8-G2; <http://medias.ina.de/medias/es!hp/>) según normas DIN 5402-3 / ISO 3096. Tienen 4 cm de longitud y 5 mm de diámetro, con una rugosidad (media aritmética de las alturas) $R_a = 0,1 \mu\text{m}$ (según la hoja de datos del fabricante). Midiendo con un rugosímetro electromecánico, se obtiene una rugosidad (desviación estándar de las altu-

ras) $\sigma = 0,12 \mu\text{m}$. Si la distribución de alturas respecto de la superficie cilíndrica ideal es gaussiana, estas rugosidades son tales que $R_a \approx 0,8 \sigma$.⁶

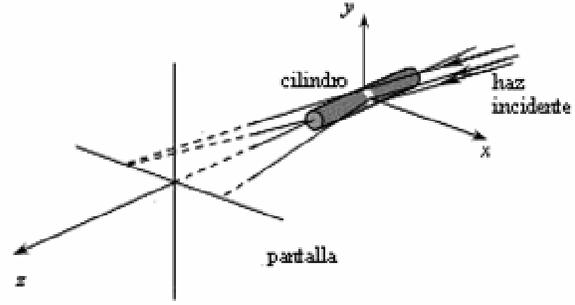


Figura 1. Cono de reflexión producido por un cilindro liso. La intensidad varía a lo largo de la circunferencia iluminada sobre la pantalla.

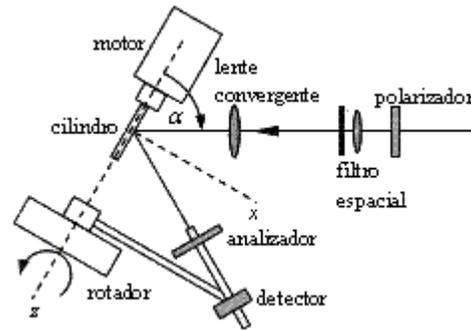


Figura 2. Esquema del equipo experimental. El ángulo de incidencia es α y ψ es el ángulo de rotación del detector alrededor del eje z .

3.1 Medición de la intensidad reflejada. La luz incidente está polarizada linealmente según la Ec. (1), y³ como la superficie es metálica, la luz reflejada tiene polarización elíptica. El segundo polarizador (analizador) se orienta de tal modo que se detecte, para una dada dirección de reflexión, un mínimo de intensidad, I_{MIN} . En este caso, el eje de transmisión del analizador está en la dirección del eje menor de la elipse de polarización del haz reflejado. Los datos experimentales así tomados se grafican con círculos en la Fig. 3, en función del ángulo ψ . También se miden la intensidad máxima (correspondiente al eje mayor de la elipse) y la orientación del eje de transmisión del analizador (que da la orientación de la elipse), aunque no se presentan estos datos porque se considera que en su medición no se tiene tanta sensibilidad como en el caso de la intensidad mínima.

3.2 Modelo numérico para la intensidad reflejada. Los datos obtenidos con el cilindro espejado se cotejan con los resultados de un modelo numérico basado en la óptica geométrica. Un parámetro de este modelo es el índice de refracción n del material. Se proponen dos variantes del índice de refracción, un índice constante y otro variable con el ángulo de incidencia local α_i (formado por la normal local de la superficie y la dirección de incidencia). Este índice de refracción variable intenta

simular el efecto de la rugosidad, siendo ésta muy pequeña en este caso, teniendo en cuenta que la rugosidad efectiva de una superficie disminuye cuando la incidencia es más rasante.

El ajuste numérico de los datos experimentales resulta en la curva de trazos de la Fig. 3 para n constante, y en la curva continua para n variable. Los correspondientes valores del índice de refracción son:

$$\begin{aligned} \text{índice constante: } n &= 2,33 + i 0,099 \\ d &= 0,76 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{índice variable: } n &= 2,45 + i 2,90 + i 0,62 \cos \alpha_i \\ d &= 0,07 \end{aligned}$$

La cantidad d es una medida del apartamiento de los datos experimentales respecto de la curva de ajuste. Al variar los parámetros del ajuste, se registra el desvío medio de los datos respecto de la curva. El mínimo de estos desvíos medios es d . En la Fig. 3 se observa que la forma de la curva experimental se corresponde con la predicha por el modelo geométrico (el pequeño pico de puntos experimentales para $\psi \cong 50^\circ$ se debe a un reflejo no deseado en el brazo que sostiene al detector). La intensidad medida se grafica normalizada a su valor máximo.

El modelo numérico también permite obtener la intensidad máxima reflejada, que sumada a la mínima da la intensidad total reflejada, la que se mide sin el analizador delante del detector en la Fig. 2. Esto permite contrastar sus resultados con los predichos por una expresión analítica de la intensidad total reflejada,¹⁹ obteniéndose una excelente coincidencia.

4 Cilindros rugosos

Los cilindros rugosos se preparan esmerilando los espejados con polvo abrasivo de granulometría 400, 150 y 90. Se obtienen valores de rugosidad $\sigma = 0,53; 1,50$ y $1,67 \mu\text{m}$, respectivamente. Las correspondientes longitudes de correlación de las superficies de estos cilindros son $T \cong 10, 15$ y $17 \mu\text{m}$.

4.1 Medición de la intensidad dispersada. La Fig. 4 muestra los datos experimentales de la intensidad mínima I_{MIN} (normalizada a su valor máximo) en función del ángulo de dispersión ψ .

El efecto más notable que se puede observar en los gráficos de la Fig. 4 es el aumento de la intensidad dispersada mínima con la rugosidad de la superficie cuando se mide en el plano de incidencia global, esto es, cuando se mide I_{MIN} para $\psi = 0^\circ$. Este valor no nulo de la intensidad indica una polarización cruzada o despolarización de la luz: incidiendo con polarización horizontal se mide una componente vertical, y viceversa. Estas componentes del campo dispersado para $\psi = 0^\circ$ tienen las direcciones:

$$\begin{aligned} \hat{e}_{dH} &= \cos \alpha \hat{e}_x - \sin \alpha \hat{e}_z && \text{pol. disp. horizontal} \\ \hat{e}_{dV} &= \hat{e}_y && \text{pol. disp. vertical} \end{aligned} \quad (2)$$

Las curvas experimentales de la Fig. 4 para la muestra de rugosidad $\sigma = 0,53 \mu\text{m}$, en círculos negros, presentan sus máximos desplazados con respecto a los máximos de

las curvas para las otras rugosidades. Este tema queda pendiente de estudio, pero en principio se podría relacionar con algún inconveniente en la toma de datos, ya que hay que corregirlos en el tiempo debido a variaciones de la intensidad de salida del láser.

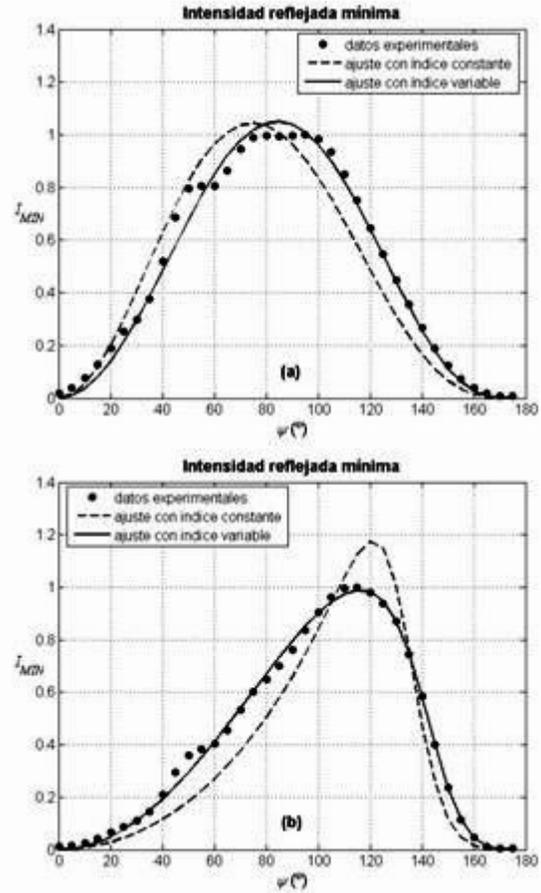


Figura 3. Variación de la intensidad reflejada mínima con el ángulo barrido por el detector: (a) polarización lineal incidente horizontal, (b) polarización vertical.

Con el fin de estudiar la aparente correlación entre el aumento de la rugosidad y la variación del valor medido de la intensidad dispersada en la dirección de reflexión especular sobre el plano de incidencia global, se toman fotografías de los diferentes cilindros colocando una cámara CCD en lugar del detector de la Fig. 2, sin la lente convergente. Se ilumina el cilindro rugoso con cada una de las polarizaciones incidentes definidas por la Ec. (1) y se registra la imagen de la región iluminada colocando el eje del analizador en cada una de las direcciones de la Ec. (2).

La Fig. 5 muestra las imágenes del cilindro más rugoso (rugosidad $\sigma = 1,67 \mu\text{m}$) mientras rota, iluminándolo con polarización incidente horizontal. Estos registros tienen diferentes relaciones nivel de blanco/intensidad. Con incidencia vertical se obtienen imágenes similares.

Para ambas polarizaciones incidentes, se observa que la luz reflejada con la misma polarización que la incidente proviene mayormente de zonas de la superficie próxi-

mas al plano de incidencia global (de puntos con posición angular $\phi \approx 0^\circ$ sobre la circunferencia del cilindro). En cambio, la luz dispersada con polarización cruzada (\hat{e}_{dV} para \hat{e}_{iH} , o \hat{e}_{dH} para \hat{e}_{iV}) proviene de una región más amplia, esto es, se observa luz dispersada aún por puntos para los cuales la incidencia es prácticamente rasante ($\phi \approx 90^\circ$).

La Fig. 6 muestra los perfiles de intensidad de las imágenes anteriores haciendo un promedio en la dirección del eje del cilindro. Las intensidades se registran con el mismo tiempo de exposición y se normalizan al máximo de la intensidad reflejada con la misma polarización (polarización directa). Se observa claramente que la polarización cruzada proviene de regiones más amplias.

La correlación entre el aumento de la rugosidad y la variación del valor medido de la intensidad dispersada para $\psi = 0^\circ$ se puede apreciar en la Fig. 7, donde se representan los perfiles de las intensidades reflejadas con polarización cruzada normalizados al mismo tiempo de exposición, para las diferentes rugosidades.

4.2 Modelo numérico para la dispersión. Para tener en cuenta la naturaleza vectorial de las ondas electromagnéticas cuando son dispersadas por una superficie rugosa, se puede emplear una expresión integral para el campo dispersado E_d por una superficie S en un punto r lo suficientemente lejos del dispersor:²⁰

$$E_d(r) = -ik \frac{e^{ikr}}{4\pi r} \hat{k}_d \times \int_S [(\hat{n}_0 \times E) - \sqrt{\mu_1/\epsilon_1} \hat{k}_d \times (\hat{n}_0 \times H)] e^{-ik_d \cdot r_0} dS(r_0) \quad (3)$$

donde k es el módulo del vector de onda incidente (y del dispersado), $k_d = k\hat{e}_r$ es el vector de onda dispersado que apunta según el versor $\hat{e}_r = \hat{k}_d$ en la dirección de observación hacia el punto de vector posición r , \hat{n}_0 es el versor normal exterior a la superficie, E y H son los campos eléctrico y magnético, ϵ_1 es la permitividad de la región en la cual se propaga la onda incidente, μ_1 es la permeabilidad magnética y r_0 está sobre la superficie del dispersor. Se denomina 1 a la región de incidencia, para distinguirla de la correspondiente al material del medio dispersor, región 2.

De acuerdo con la teoría de Kirchhoff, en la Ec. (3) los campos E y H sobre la superficie pueden expresarse como la suma de los incidentes y sus reflejados por el plano tangente local a la superficie, teniendo en cuenta los coeficientes de reflexión. Entonces, se obtiene una integral vectorial para el campo dispersado, que es una función sumamente complicada de las propiedades locales de la superficie. Por ello es muy difícil de manipular analíticamente, salvo en casos muy especiales. Esto ya es así para superficies rugosas planas, por lo cual el problema es aún mayor si se considera la geometría cilíndrica.

Si bien podría considerarse que la aparición de polarización cruzada es esperable para muestras rugosas, este efecto no se puede explicar en absoluto con el modelo

usual de la teoría vectorial de Kirchhoff para una superficie rugosa de conductividad infinita (conductor perfecto).⁶ Al evaluarse el campo dispersado E_d dado por la Ec. (3) usando el modelo de Kirchhoff para un conductor perfecto, para $\psi = 0^\circ$, con las polarizaciones incidentes horizontal \hat{e}_{iH} y vertical \hat{e}_{iV} , se obtiene como resultado un campo dispersado con igual polarización: horizontal \hat{e}_{dH} y vertical \hat{e}_{dV} , respectivamente.

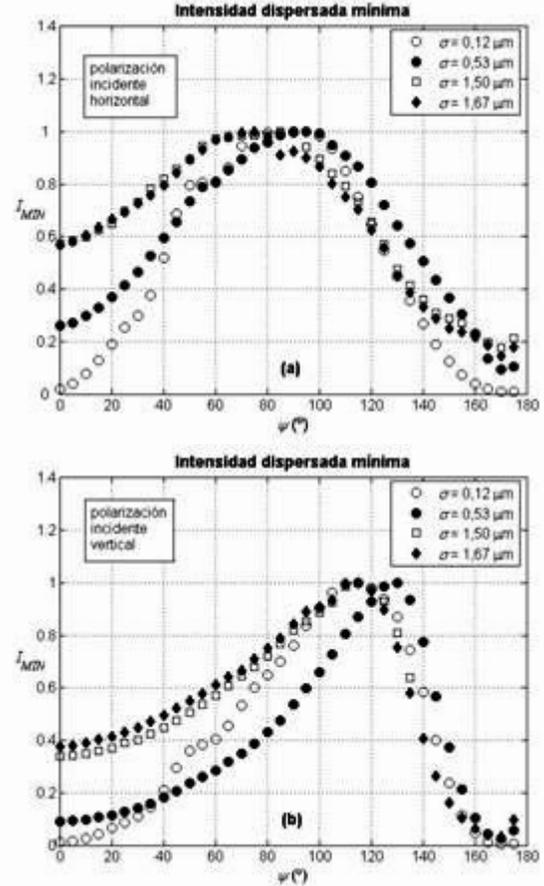


Figura 4. Intensidad mínima dispersada en la dirección de reflexión especular por cilindros de diferentes rugosidades, para incidencia con polarización: (a) horizontal, y (b) vertical. También se muestran los datos para el cilindro espejado, $\sigma = 0,12 \mu\text{m}$.

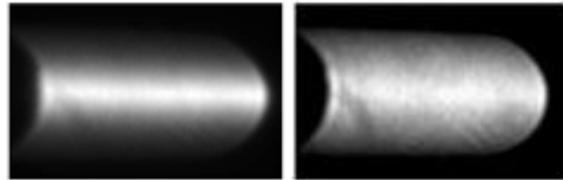


Figura 5. Imagen del cilindro rotando iluminado con polarización incidente horizontal: (izq.) detección horizontal, (der.) detección vertical.

Con el fin de estudiar si la discrepancia con los resultados experimentales radicaba en la suposición de conductor perfecto, se desarrolló un modelo numérico que resuelve la integral para el campo eléctrico dispersado

considerando un material con índice de refracción complejo. En este modelo numérico se genera una superficie rugosa cilíndrica con el método del promedio móvil, simulando el área iluminada de la Fig. 5. Se toman como parámetros el radio de los cilindros espejados, junto con la rugosidad y la longitud de correlación medidas en los cilindros rugosos. Sobre esta superficie se resuelve numéricamente la integral para el campo eléctrico dispersado empleando la teoría vectorial de Kirchhoff y se calcula la intensidad mínima dispersada en la dirección de reflexión especular. Se repite el procedimiento con N superficies generadas para finalmente obtener la intensidad media dispersada. Esto se hace calculando el promedio, para cada ψ , de los N valores $I_{MIN}(\psi)$.

La Fig. 8 muestra, en círculos, el resultado numérico para la intensidad mínima media dispersada (en unidades arbitrarias) por $N = 20$ superficies cilíndricas, generadas con rugosidad $\sigma = 1,67 \mu\text{m}$, equivalentes a las superficies que dispersan la intensidad medida y graficada con diamantes en la Fig. 4.

Conforme se aumenta el número N de superficies, el promedio muestra cada vez menos oscilaciones al variar el ángulo ψ , tendiendo finalmente a una curva suave (graficada de mayor espesor en la Fig. 8), similar a la que pasaría por los puntos experimentales de la Fig. 4 salvo cuando ψ se acerca a 0° . La comparación de los resultados experimentales con los numéricos revela inmediatamente que, aún desechando la suposición de conductor perfecto, la teoría de Kirchhoff no explica la despolarización para el ángulo $\psi = 0^\circ$. Entonces, como próximo paso se sugiere el estudio de la relación entre la despolarización y las reflexiones múltiples.

El cambio del estado de polarización en la dispersión de luz por superficies rugosas planas y su relación con la dispersión múltiple se ha estudiado tanto teórica como experimentalmente.^{6,21} No es el mismo caso para las superficies cilíndricas. Por ello, al momento de presentar este trabajo se está desarrollando con un modelo numérico para estudiar la relación entre la dispersión con polarización cruzada y las reflexiones dobles (el caso más simple de reflexiones múltiples) en la superficie del cilindro rugoso.

5 Conclusiones

En el presente trabajo se muestra que un modelo geométrico puede ser utilizado para describir el estado de polarización de la luz reflejada por superficies cilíndricas espejadas. Los resultados experimentales concuerdan razonablemente con la predicción teórica. La introducción de un índice de refracción complejo variable de manera similar a la rugosidad aparente con el ángulo de incidencia local, produce mejoras sustanciales en el resultado. Un paso a seguir es el estudio de la relación entre el índice variable y la rugosidad.

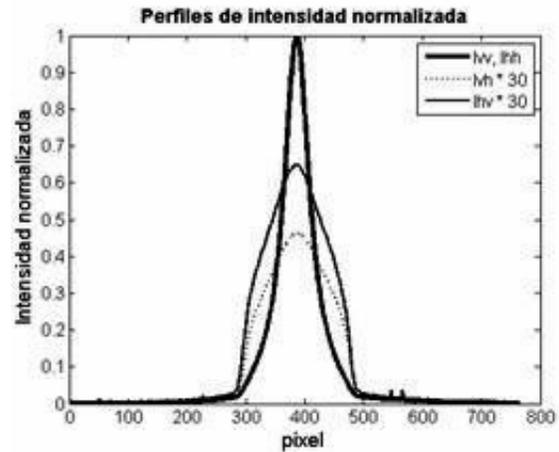


Figura 6. Perfiles de intensidad dispersada con polarización directa (Ivv, Ihh) y con polarización cruzada (Ihv, Ivh).

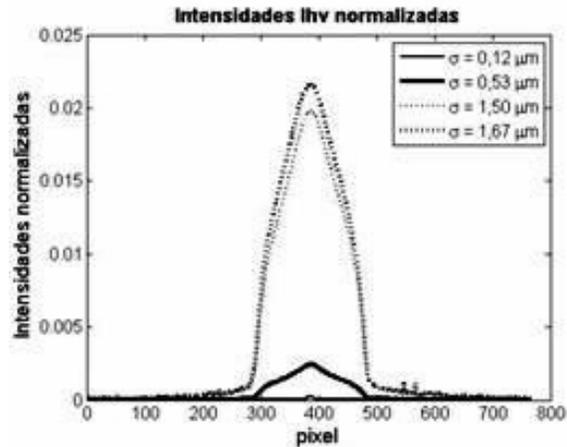


Figura 7. Perfiles de intensidad dispersada con polarización cruzada por cilindros con diferentes rugosidades: incidencia horizontal – detección vertical.

Para rugosidades mayores, como el modelo vectorial de Kirchhoff aplicado a un conductor perfecto no explica las observaciones experimentales, se resuelve numéricamente la integral para el campo eléctrico dispersado calculando localmente los coeficientes de reflexión. Así se determina la intensidad mínima dispersada en la dirección de reflexión especular. La comparación de estos resultados numéricos con los experimentales indica que la teoría de Kirchhoff no explica la despolarización en el plano de incidencia global, por lo que se ha comenzado con el análisis de la relación entre la despolarización y las reflexiones múltiples.

También queda pendiente el estudio de los otros datos experimentales recogidos, como los que se refieren a la intensidad máxima dispersada y el ángulo de inclinación de la elipse de polarización de la luz reflejada.

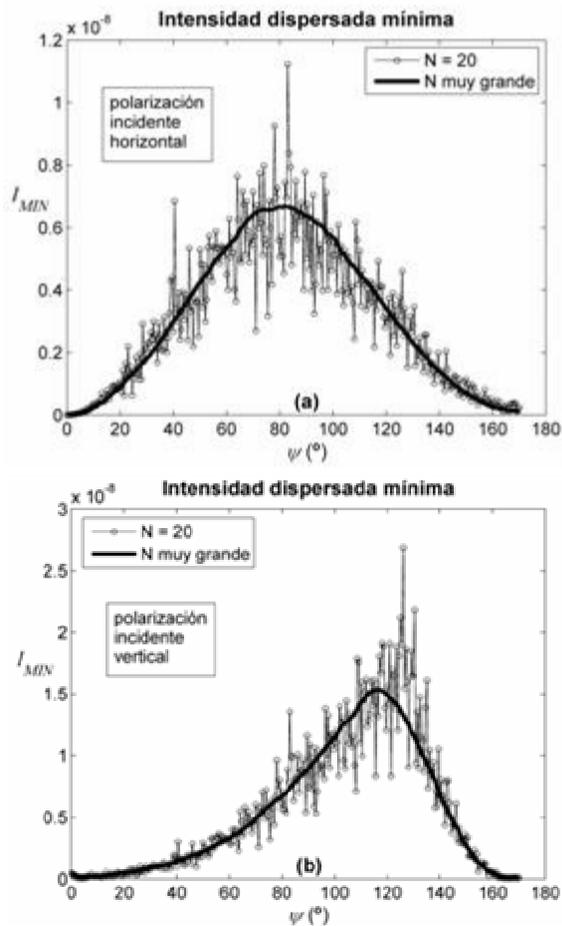


Figura 8. Resultados numéricos de la intensidad mínima promedio dispersada en la dirección de reflexión especular: (a) incidencia horizontal, (b) incidencia vertical.

Agradecimientos

Este trabajo está financiado por el Proyecto “Técnicas de Análisis de la Luz Dispersada para Aplicaciones Industriales” (Código 0105/I018) de la Universidad de Buenos Aires – Argentina.

Referencias

1. S. Tolansky, R. W. B. Stephens and O. S. Heavens, *Br. J. Appl. Phys.*, Vol. 8, N° S6, pp. S5-S12 (1957).
2. D. J. Whitehouse, *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, Vol. 20, N° 10, pp. 1145-1155 (1987).
3. J. C. Stover, *Optical Scattering: Measurement and Analysis*, 2nd edition (SPIE Optical Engineering Press, Bellingham,

WA, USA, 1995)

4. M. Kerker, *The scattering of light and other electromagnetic radiation* (Academic Press, New York and London, 1969).
5. P. Beckmann and A. Spizzichino, *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces* (Pergamon, London, 1963).
6. J. A. Ogilvy, *Theory of wave scattering from random rough surfaces* (Adam Hilger, Bristol, 1991).
7. S. F. Nee, R. Dewees, R. Nee, L. F. Johnson and M. B. Moran, *Appl. Opt.*, Vol. 39, N° 10, pp. 1561-1569 (2000).
8. T. A. Germer and M. J. Fasolka, in *Advanced Characterization Techniques for Optics, Semiconductors, and Nanotechnologies*. A. Duparré and B. Singh eds., Proc. SPIE, Vol. 5188, pp. 264-275 (2003).
9. T. A. Germer, T. Rinder and H. Rothe, in *Scattering and Surface Roughness III*. Z. Gu and A. Maradudin eds., Proc. SPIE, Vol. 4100, pp. 148-155 (2000).
10. S. F. Nee and T. Nee, *Opt. Eng.*, Vol. 41, N° 5, pp. 994-1001 (2002).
11. C. Babu Rao, A. V. Ananthlakshmi and R. Kesava-moorthy, in *Optics and optoelectronics: Theory, Devices and Applications*, pp. 298-301. O. Nijhawan, A. Gupta, A. K. Musla and K. Singh eds., Narosa Publishing House, New Delhi (1999).
12. G. Da Costa and J. Ferrari, *Appl. Opt.*, Vol. 36, N° 21, pp. 5231-5237 (1997).
13. F. Perez Quintián, *Dispersión de luz por superficies cilíndricas rugosas*. Tesis Doctoral, Universidad de Buenos Aires (2000).
14. R. Berlasso, F. Perez Quintián, M. A. Rebollo, C. A. Raffo and N. Gaggioli, *Appl. Opt.*, Vol. 39, N° 31, pp. 5811-5819 (2000).
15. F. Perez Quintián, M. A. Rebollo, R. Berlasso and N. Gaggioli, “Roughness Measurement on Cylindrical Surfaces by Optical Methods”. Proceedings of the International Symposium on Laser Metrology for Precision Measurement and Inspection in Industry. Florianópolis, Brazil (1999).
16. L. M. Sánchez Brea, P. Siegmann, M. A. Rebollo and E. Bernabeu, *Appl. Opt.*, Vol. 39, N° 4, pp. 539-545 (2000).
17. L. M. Sánchez Brea, P. Siegmann, E. Bernabeu, M. A. Rebollo, F. Perez Quintián and C. A. Raffo, *Wire J. Intern.*, Vol. 33, N° 8, pp. 124-127 (2000).
18. L. M. Sánchez Brea, *Método óptico para la caracterización automática de defectos superficiales en hilos metálicos finos*. Tesis Doctoral, Universidad Complutense de Madrid (2001).
19. P. Siegmann, *Desarrollo de un prototipo industrial para la detección en línea de producción de defectos en superficie de hilos metálicos finos*. Tesis Doctoral, Universidad Complutense de Madrid (2002).
20. Ref. 6, p. 124.
21. K. A. O'Donnell and E. R. Mendez, *J. Opt. Soc. Am. A*, Vol. 4, N° 7, pp. 492-503 (1987).



Abril 17-19, La Habana

Hydrophilic character study of silica-gel by a laser dynamic speckle method

C. I. Cabello^{a*}, G. Bertolini^a, S. Amaya^b, R. Arizaga^b, M. Trivi^{b*}

a) Centro de Investigación y Desarrollo en Ciencias Aplicadas Dr. J. Ronco (CINDECA-CCT La Plata-CONICET-UNLP); ccabello@quimica.unlp.edu.ar

b) Centro de Investigaciones Ópticas (CCT-La Plata-CONICET-CIC) y UID Optimo, Dpto. Cs Básicas, Fac. Ingeniería, Universidad de La Plata; marcelot@ciop.unlp.edu.ar

*Members of the research staff of CIC PBA.

Recibido el 1/02/2008. Aprobado en versión final el 4/07/08.

Abstract. This research shows a dynamic speckle application to the hydrophilicity study of commercial silica-gel with different textural properties, i.e. grain size, superficial area and pore volume. The experimental results show the temporary evolution of the speckle patterns from the samples during the water adsorption process. These results show a good correlation with textural parameters.

Sumario. El trabajo muestra una aplicación de la técnica de speckle dinámico al estudio de hidrofiliidad de sílica gel comercial con diferentes propiedades texturales, tales como tamaño de granos, área superficial y volumen de poros. Los resultados experimentales muestran la evolución temporal de los diagramas de speckle durante el proceso de adsorción del agua de las muestras. Los resultados muestran una buena correlación con los parámetros texturales.

Keywords. Silica gel 82.70.Gg; hydrophilic effect 82.70.Uv; textural properties 81.40.Ef; dynamic speckle 42.30.Ms.

1 Introduction

When a laser beam illuminates a rough surface of an object, a typical *speckle pattern*¹ is observed. If the surface of the objects presents some type of local movement, then the observed speckle evolves in time. This *dynamic speckle*^{2,3} is characteristic of biological samples and can also be observed in non-biological industrial processes, including the drying of paint, corrosion and heat exchange, etc.

The visual appearance of the speckle diagram is similar to that of a boiling liquid. This activity takes place when the sample changes its properties due to the movements of the scattering centers, changes in the optical path due to variations of refractive index, configuration changes or combination of these situations.

The temporary evolution of the speckle patterns is

correlated with the “activity” of the sample and may provide an interesting tool to characterize the parameters involved in these processes.

The present work shows a result of a dynamic speckle application to the hydro-adsorption study of commercial silica-gel with different textural properties, i.e. grain size, superficial area and pore volume. The experimental results show the temporary evolution of the speckle patterns of the samples during the water adsorption process.

2 Materials and methods

For comparative purposes, two types of commercial silica gel with different textural properties were used: low porosity Degussa “aerosil” and higher porosity Merck Kieselgel. Also 20 g of low porosity Degussa aerosil was treated for increasing its porous volume by adding

100 ml of $\text{NH}_4(\text{OH})$ (pH = 10.6) aqueous solution. The mixing was stirred for 30 minutes and then the solid was filtered and dried. Textural properties were obtained by BET method⁴. Then the volume of water adsorbed by a known amount from each material until incipient humidity was reached was measured.

Table 1 shows textural properties of several materials: regular and treated aerosil Degussa and Kieselgel Merck.

In addition, a measurement of the adsorption properties of silica was performed by a thermo-gravimetric analysis (TGA)⁵ using a Shimadzu 145 Thermoanalyzer equipment in air atmosphere from room temperature to 500°C. In this case, 100 mg of different samples were previously soaked in 2 ml of distilled water and weighed, then placed in stove for 1h at 80°C and weighed again. Finally, TGA measurement was performed.

In the dynamic speckle experiments, 1g of each silica samples was soaked with 1ml of water. The stage of the sample was controlled every two minutes at the beginning of the process and then every five minutes in the final part, the evolution was followed for one hour. Room temperature and humidity: 19°C, 60%.

The dynamic speckle patterns were obtained using an attenuated 10 mW He-Ne laser to illuminate the sample. A CCD camera connected to a personal computer with a frame grabber was used to record the images composed by 512 X 512 pixels and digitized to 256 intensity levels (8bits) taken every 0.08s. Fig. 1 shows the experimental set-up.

Quantitative measurements were employed for the digital data processing. A method to measure the activity of the dynamic speckle is the Temporal History of the Speckle Pattern (THSP) proposed by Oulamara et al⁶. In our case, 512 successive images of the dynamical speckle pattern were recorded. A certain column (for example, the one in the middle) was selected from each of them. Then, a new image, named THSP, was constructed. This one was composed by setting, side by side, the chosen column of the 512 images. While the size of the speckle grain in the spatial (vertical) direction was determined by the wavelength of the light and the numerical aperture of the optical system, the length of the segments in the time (horizontal) direction depended on the phenomenon producing the dynamic speckle. It can be expected that fast phenomena could give rise to many short segments while, conversely, slow phenomena could give rise to long segments.

The inertia moment of the co-occurrence matrix⁷ is a usual texture descriptor that was used as a measurement of speckle activity in some applications. It is a second order statistical tool based on the measurement of the spread of the number of intensity level variations in time in the THSP.

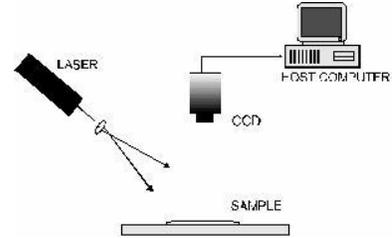
The co-occurrence matrix (M_{CO}) is defined as:

$$M_{CO} = [N_{ij}] \quad (1)$$

The entries are the number N of occurrences of a certain intensity value i , that is immediately followed by an intensity value j . When the intensity does not change, the

only non zero values of this matrix belong to the principal diagonal. When the sample shows activity intensity values that change in time, the number of nonzero values outside the diagonal is increased. So the matrix is sparser.

Figure 1. Experimental setup. ▶



A measurement of the spread of M values around the principal diagonal can be constructed as the sum of the

matrix values times its squared row distance to the principal diagonal. It is the Inertia Moment (IM) of the matrix with respect to that diagonal in the row direction

$$IM = \sum_{ij} M_{ij} (i - j)^2$$

where M_{ij} is the normalized co-occurrence matrix. The normalization consists of dividing all the matrix entries by the number of times when the first intensity i appears.

3 Experimental results

In Table 1 it is possible to observe that after the ammonium hydroxide [$\text{NH}_4(\text{OH})$] treatment in Degussa silica both superficial area and pore volume increased.

Silica-gel	SBET (m ² /g)	Porous Volume (cm ³ /g)
Degussa (Non porous)	65.00	0.138
Degussa (Non porous treated)	180.00	0.766
Merck Kieselgel 60 G (porous)	224.61	0.615

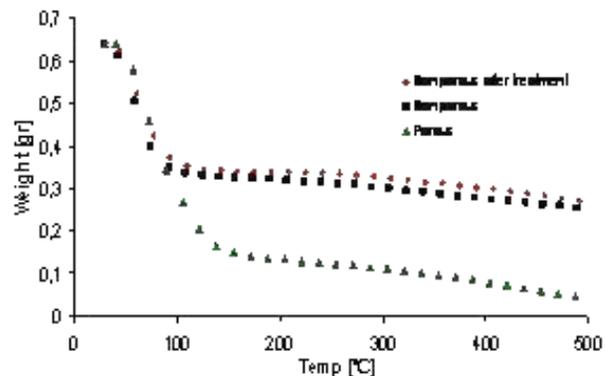


Figure 2. TGA patterns of different silica gel.

Pores can be of different sizes: macro, meso and micropores. In this process, at high pH, the silica-gel surface is

basically composed by silanol groups (hydroxyl) SiO_2OH , acquiring a great concentration of $-\text{OH}$ groups. On the other hand, the NH_4^+ cations, which initially were grouped around anions, were lately eliminated by a soft calcinations process. This thermal treatment provoked the pore formation, then H_2O molecules would be concentrated through hydrogen bridges. Thus, the solid improved its capacity of water adsorption.

The importance of surface silanol (hydroxyl) groups is related to the control of the specific physisorption interactions. Fully hydroxylated silica has a high surface OH concentration. It might be expected that there could be a simple correlation between the surface OH concentration and the affinity for water.

The level of surface OH concentration has a very strong effect on specific interactions that become significant when the adsorptive molecules are quadrupolar (e.g. nitrogen and carbon dioxide) and even more when hydrogen bonding is involved (e.g. with water or the lower alcohols)⁸.

There is a general agreement that the removal of surface silanols by heat treatment causes a dramatic reduction in the level of water adsorption whose nature depends on the thermal pre-treatment.

Experimental results of TGA in the temperature range from room temperature to 500 °C are shown in Fig 2. The process of silica $[\text{SiO}_2\text{.(OH).nH}_2\text{O}]$ dehydration occurred at $\sim 70^\circ\text{C}$. In the temperature interval from 20 to 180 °C, silica lost water molecules which desorbed completely from macro, meso and micropores. After this process only silanol groups $[(\text{SiO}_2\text{.(OH)})]$ were present and the process of dehydroxylation continued up to 500 °C.⁹ Water evaporation was indicated in the TGA experiment by the weight loss of samples. This is a strong effect on the higher area and porosity Merck Kieselgel.

Conversely, in regular and treated aerosil Degussa, TGA showed similar behavior and did not allow separating their patterns according to their adsorption properties. In this case, TGA method was not accurate enough.

In Fig. 3, experimental results of the quantitative *IM* speckle activities are plotted vs. the time of the water adsorption. The initial activity has been normalized for the three specimens.

It can be observed the different behavior of regular and treated Degussa aerosil and Merck Kieselgel. Higher specific area (Merck Kieselgel) material showed a sharp fall in a short time and then a low speckle activity was preserved. Conversely, the lower SBET material (regular Degussa aerosil) showed an initial slight fall, which kept a high speckle activity. The treated material (treated Degussa aerosil) showed an intermediate behavior. These results suggest a correlation of the speckle activity with hydro-adsorption process according to the textural properties of the samples.

4 Conclusions

A dynamic speckle technique was employed in the hydrophilic character study of commercial silica-gel with different textural properties. The experimental results show the temporary evolution of the speckle patterns from the samples during the water adsorption process. This technique enables the comparison between a variety of products and an eventual correlation with textural parameters.

The preliminary results presented in this work suggest that the dynamic speckle could be a good tool to compare the performance of different types of silica-gel. In our case, the dynamic speckle method is more sensitive than the TGA technique.

Besides, this analysis can be considered as a potential new method to study different porous materials of interest such as adsorbents or catalysts supports.

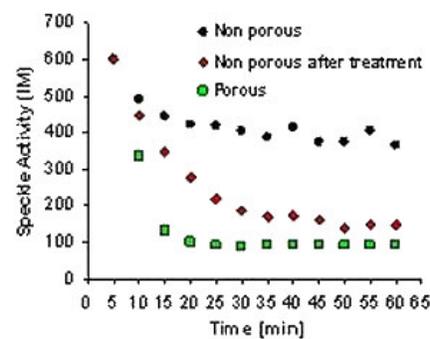


Figure 3. *IM* speckle activities plotted vs. time of the water adsorption for different silica gel.

Acknowledgements

This work was supported by CONICET, SECyT, CICPBA and UNLP, Argentina.

References

1. J. C. Dainty Laser Speckle and Related Phenomena, Ed., Springer Verlag, Berlin (1975).
2. Y. Aizu, T. Asakura "Biospeckle" Trends in Optics, A. Consortini, Ed., Chap. 2 Academic Press, San Diego, (1996).
3. R. Arizaga, N. Cap, H. Rabal, M. Trivi, Optical Eng. 41, 287-294 (2002).
4. Brunauer, Emmett and Teller (BET) method in "Introduction to characterization and testing of catalysts", J.R. Anderson y K.C. Pratt Ed. Academic Press Australia (1985).
5. D. A. Skoog, J. J. Leary "Análisis instrumental" 4a Ed. McGraw-Hill, Madrid (1994).
6. A. Oulamara, G. Tribillon, J. Duvernoy, J. Mod. Opt. 36: 165-179, (1989).
7. R. Arizaga, M. Trivi, H. Rabal, Optics Las. Tech. 31, 163-169 (1999).
8. F. Ronquerol, J. Ronquerol and K. Sing in "Adsorption by powders and porous solids, Principles, Methodology and Applications". Eds. Elsevier (1999).
9. U.B. Mioc, S. K. Milonjic, D. Malovic, V. Stamenkovic, Ph. Colomban, M.M. Mitrovic, R. Dimitrijevic. Solid State Ionics 97, 239-246 (1997).



Abril 17-19, La Habana

Esparcímetero de resolución angular para tejidos biológicos

R. Castro Sánchez,^a R. A. Martínez Celorio,^a L. Martí López,^b J. T. Vega Durán,^c A. Vega Corona,^a D. Hernández-Fusillier,^a B. González Rolón^a y R. A. Rodríguez-Cruz^a

a) Universidad de Guanajuato, Tampico no. 912. C. P. 36730, Salamanca, Guanajuato, México; castro@salamanca.ugto.mx

b) CEADEN, Calle 30, no. 502 esq. 5ta. Miramar, Ciudad de La Habana. Cuba.

c) CICATA, Cerro Blanco # 41 Col. Colinas del Cimatario, Querétaro, Qro., México. C.P. 76090.

Recibido el 1/02/2008. Aprobado en versión final el 1/08/2008.

Sumario. Un Esparcímetero de Resolución Angular (ARS) para estudiar el esparcimiento de la luz en tejidos biológicos es propuesto. El ARS está basado en obtener la matriz de Mueller para descubrir las diferencias principales entre sus elementos. Para hacer más compacto el ARS dos moduladores fotoelásticos fueron usados, los cuales permiten obtener varios estados de polarización. Los resultados muestran un arreglo económico y robusto el cual puede ser utilizado para diagnosticar patologías clínicas. Se discuten las ventajas y desventajas del diseño propuesto.

Abstract. An Angular Resolution Scattering (ARS) for studying light scattering in biological tissues is proposed. ARS is based on obtaining Mueller's matrix to detect the main differences between its elements. Two photo-elastic modulator were used to make a compact arrangement, which allow us to obtain several polarization states. The measurements have been obtained from an economical and robust device, which could be used in medical applications. The advantages and disadvantages of the proposed method are discussed.

Keywords: Scattering 73.50.Bk, Electromagnetic wave optics 42.25.Bs.

1 Introducción

Una de las técnicas que ofrecen mayor oportunidad para el estudio de los tejidos biológicos lo constituye el uso de las matrices de Mueller (M), las cuales describen de forma matricial la respuesta óptica de un sistema físico, a través de su relación con los vectores de Stokes¹ incidentes y de salida que interactúan con un objeto. Entre las múltiples aplicaciones de las M se puede mencionar el trabajo hecho por Collet et al.², los cuales propusieron una técnica muy sofisticada, basada en cadenas de Markov, para la obtención de imágenes codificadas en estructuras biológicas esqueléticas. También mediante las M han sido detalladas las propiedades estadísticas de las superficies rugosas aleatorias³, donde merecen espe-

cial atención los estudios en geometría de incidencia cónica.^{4,5}

Sin embargo, entre las aplicaciones más atractivas de las M, desde el punto de vista de la Óptica Médica (OM), se encuentra el estudio de tejidos biológicos, donde las mismas han sido usadas para caracterizar el tejido del miocardio⁶ calculando el tiempo de resolución del paso de la luz. Por otro lado, Gayen et. al.⁷ mostraron un estudio de las características espectrales de polarización, tanto temporal como espacial cuando la luz atraviesa tanto a un tejido normal como a uno cancerígeno del seno de pacientes. Otras de las aportaciones importantes al estudio de los tejidos mediante el formulismo de Stokes-Mueller fue realizada por Jiao et. al.,⁸ quienes obtuvieron la profundidad de resolución de la matriz de Mueller del

tejido biológico usando la técnica de tomografía óptica coherente.

En este trabajo se diseña, construye y caracteriza un Esparcímetero de Resolución Angular de Luz (ERA) para estudiar la interacción de la luz polarizada con los tejidos biológicos. Este estudio se lleva a cabo usando el formalismo matemático de las matrices de Mueller y los vectores de Stokes. El trabajo ha sido dividido en 6 secciones. En la sección 2, se muestran los detalles teóricos del trabajo. La sección 3 se explica el arreglo experimental usado para demostrar el mismo. Seguidamente, en la sección 4 se muestran y discuten los resultados obtenidos y finalmente se brindan las conclusiones en la sección 5.

2 Detalles teóricos

Las matrices de Mueller sirven para describir la manera en que un sistema óptico afecta el estado de polarización de la luz por efectos de reflexión, transmisión, difracción, dispersión, esparcimiento, absorción o de combinaciones entre éstos. La información sobre la forma específica de las matrices de Mueller se obtiene, a través de la manipulación de los estados de polarización incidentes y de la determinación de los estados de luz polarizada una vez que la misma atraviesa el sistema de estudio. En la figura 1 se ilustra de una manera general, la relación de los estados de polarizaciones incidentes y de salida, mediante la respuesta lineal de un sistema físico que se describen mediante el formalismo matricial de los llamados vectores de Stokes.

Así la relación matemática entre ambos vectores de Stokes (S^{inc} y S^{so}) está dada a través de la conocida matriz de Mueller (M), la cual se expresa por:

$$S^{so} = M S^{inc} \quad (1)$$

donde: M es una matriz de 4×4 de elementos reales y los vectores de Stokes son de dimensión 4×1 ; es decir, los cuales se definen mediante:

$$S_k^{so, inc} = [S_0, S_1, S_2, S_3]^T \quad (2)$$

donde: S_k representa un elemento del vector de Stokes ($k = 0, 1, 2, 3$) y el símbolo T indica la operación transpuesta. Esta forma se mantiene tanto para los vectores de Stokes incidentes como para los salientes. Para un haz de luz no monocromática, observando hacia la fuente de luz, los parámetros de Stokes salientes están dados por:^{1,4,5}

$$\begin{aligned} S_0 &= \langle E_p E_p^* \rangle + \langle E_s E_s^* \rangle \\ S_1 &= \langle E_p E_p^* \rangle - \langle E_s E_s^* \rangle \\ S_2 &= \langle E_p E_s^* \rangle + \langle E_s E_p^* \rangle \\ S_3 &= \langle E_p E_s^* \rangle - \langle E_s E_p^* \rangle \end{aligned} \quad (3)$$

donde los paréntesis $\langle \dots \rangle$ indican promedio en el ensamble y los subíndices p y s se refieren a las polarizaciones lineal paralela y perpendicular al plano de incidencia, respectivamente.

Para un haz de luz monocromático, los elementos de

Stokes se reducen a:^{1,4,5}

$$\begin{aligned} S_0 &= I_p + I_s \\ S_1 &= I_p - I_s \\ S_2 &= 2\sqrt{I_p I_s} \cos(\varepsilon) \\ S_3 &= 2\sqrt{I_p I_s} \sin(\varepsilon) \end{aligned} \quad (4)$$

donde I_p (I_s) indica la intensidad del haz en la dirección paralela (perpendicular) al plano de incidencia y ε indica la diferencia de fase entre las componentes ortogonales del campo eléctrico.

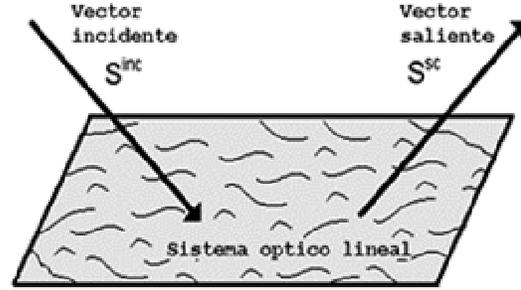


Figura 1. Relación entre los vectores de Stokes incidentes y de salida en un sistema óptico lineal.

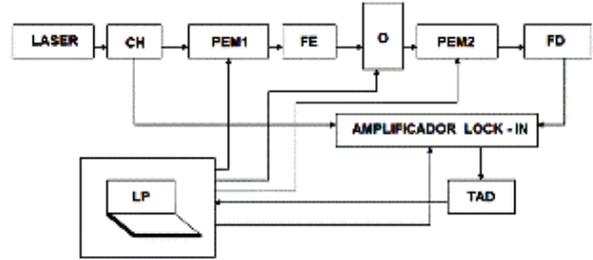


Figura 2. Diagrama en bloques del Esparcímetero de Resolución Angular de Luz.

Para calcular los 16 elementos de M existen diferentes métodos: (método de las 36 mediciones, método de las 16 mediciones, método de O'Donnell, método Espinosa-Luna),^{1,3-5} cuyas diferencias entre sí es la capacidad que tienen de simplificar los cálculos a realizar para obtener cada elemento. El método que se utilice depende de la simetría del sistema bajo estudio; atendiendo a que se desea estudiar tejidos biológicos y no se conoce la simetría del mismo, los elementos de M serán estudiados por el método más general que es el de 36 mediciones de irradiancias. Cuando este método es usado, se requiere generar diferentes tipos de estados de polarización, los cuales serán llamados vectores de Stokes incidentes. Estos haces incidentes se proyectan sobre el objeto bajo estudio, que tiene asociada una matriz de Mueller. Luego, la irradiancia esparcida por la superficie del objeto se hace pasar por un sistema óptico, el cual puede ser manipulado con el objetivo de obtener los diferentes estados de polarización con los que interactuará el sistema

físico bajo estudio. Esto equivale a aplicar la expresión siguiente, donde [A] representa la matriz asociada al analizador para obtener los mencionados seis estados de polarización que requiere el método.⁹

$$\begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = [A] \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (5)$$

Considerando que el sistema de detección solamente es sensible a la irradiancia total y que esta se encuentra contenida en el primer parámetro de Stokes, tenemos que cada elemento puede ser obtenido por las ecuaciones 4 de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} m_{11} &= \frac{1}{2}(I_{pp} + I_{ps} + I_{sp} + I_{ss}) & m_{12} &= \frac{1}{2}(I_{pp} + I_{ps} - I_{sp} - I_{ss}) \\ m_{13} &= \frac{1}{2}(I_{+p} + I_{+s} - I_{-p} - I_{-s}) & m_{14} &= \frac{1}{2}(I_{pp} + I_{ps} - I_{lp} - I_{ls}) \\ m_{21} &= \frac{1}{2}(I_{pp} - I_{ps} + I_{sp} - I_{ss}) & m_{22} &= \frac{1}{2}(I_{pp} - I_{ps} - I_{sp} + I_{ss}) \\ m_{23} &= \frac{1}{2}(I_{+p} - I_{+s} - I_{-p} + I_{-s}) & m_{24} &= \frac{1}{2}(I_{pp} - I_{ps} - I_{lp} + I_{ls}) \\ m_{31} &= \frac{1}{2}(I_{p+} - I_{p-} + I_{s+} + I_{s-}) & m_{32} &= \frac{1}{2}(I_{p+} - I_{p-} - I_{s+} + I_{s-}) \\ m_{33} &= \frac{1}{2}(I_{++} - I_{+-} - I_{-+} + I_{--}) & m_{34} &= \frac{1}{2}(I_{r+} - I_{r-} - I_{ls} + I_{ll}) \\ m_{41} &= \frac{1}{2}(I_{pr} - I_{pl} - I_{sl} + I_{sr}) & m_{42} &= \frac{1}{2}(I_{pr} - I_{pl} - I_{sr} + I_{sl}) \\ m_{43} &= \frac{1}{2}(I_{+r} - I_{+l} - I_{-r} + I_{-l}) & m_{44} &= \frac{1}{2}(I_{rr} - I_{rl} - I_{lr} + I_{ll}) \end{aligned} \quad (6)$$

donde los términos de la forma *Iab* indican las irradiancias medidas por el detector cuando se tiene luz incidente con polarización *a* y la luz detectada corresponde al estado de polarización *b*.

3 Detalles experimentales

La figura 2 muestra un diagrama a bloques que explica el funcionamiento del Esparcímetero de Resolución Angular propuesto, el cual permite medir cada uno de los elementos de la Matriz de Mueller asociado a un objeto (O). Para demostrar la aplicación se usaron de objetos dos muestras de tejidos biológicos una de tejido torácico y otra del seno.

Como fuente de iluminación del ERA se utilizó un Láser no polarizado de He-Ne de longitud de onda de 633 nm y una potencia de salida de 17 mW que trabaja en modo TEM₀₀.

La irradiancia a la salida del Láser fue pulsada por un chopper (CH) que es controlado por un generador que trabaja a una frecuencia de 440 Hz. Luego, esta irradiancia se pasa por un modulador foto-elástico (PEM1), el cual es capaz de cambiar los estados de polarización de la luz mediante el principio físico de fotoelasticidad permitiendo formar los 6 vectores de Stokes deseados. Seguidamente, se hace pasar el haz de luz por un filtro espacial (FE) y un diafragma para iluminar uniformemente la muestra del tejido a analizar y limitar la región de iluminación al área de la misma. Las muestras fueron montadas en láminas portaobjetos para su análisis

y siguiendo una metodología para estudios patológicos; además el análisis fue realizado por transmisión.

Así, una vez que la luz atraviesa la muestra, se hace pasar por otro modulador fotoelástico (PEM2) para reconstruir los vectores de Stokes de salida, los cuales son detectados mediante un fotodetector de luz con amplificador, cuya señal se lleva a la entrada de un amplificador de lock-in, el cual permite detectar por fase usando como referencia la señal de frecuencia del chopper.

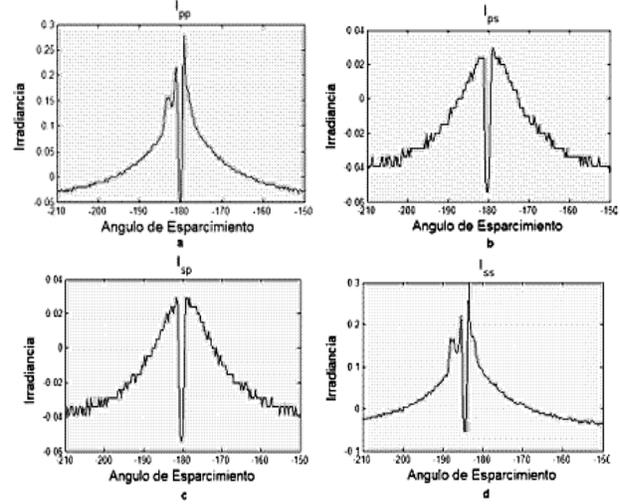


Figura 3. Valores de la irradiancia para el tejido del tórax, en (a) I_{pp} , mientras que (b-d) representan a I_{ps} , I_{sp} e I_{ss} , respectivamente.

Finalmente, la señal de salida del Lock-in es introducida por medio de una Tarjeta de Adquisición de Datos (TAD) en la computadora (LP). Todo este proceso es realizado por software y los datos son guardados en forma de archivos de datos con extensión “.txt”. Para analizar estos datos y obtener la información del patrón de esparcimiento del tejido, se usó lenguaje gráfico LabView versión 8.0 y lenguaje de programación Matlab versión 7.3, para sistema operativo de Windows XP.

El diseño mecánico del esparcímetero se basa en un brazo mecánico que es girado mediante un nano-motor a pasos, el cual está controlado por software mediante la computadora. Este brazo se encuentra compensado para poder girar en el plano horizontal para disminuir las vibraciones debido a que se encuentra en forma de viga en cantilever con respecto a su punto de apoyo que es el motor a pasos. También, se tiene compensada la inercia para efectuar lectura durante el barrido horizontal. Así, el grado de vibración perpendicular al plano horizontal es de $\pm 50\mu\text{m}$ por diseño y en la dirección del plano es de $100\mu\text{m}$, aproximadamente.

4 Resultados y discusión

Un total de 4 señales de irradiancia versus ángulo de esparcimiento fueron obtenidas para cada una de las muestras usadas. Los 4 valores de irradiancia para el tejido del tórax se muestran en la figura 3, donde la gráfica 3a

se corresponde con I_{pp} , mientras que las gráficas (b-d) representan a I_{ps} , I_{sp} e I_{ss} , respectivamente. Los valores anteriores son usados para determinar cada uno de los elementos de la matriz de Mueller del tejido del tórax usando la Ec. 6. En la figura 4 se muestran los elementos del primer cuadrante de M (m_{11} , m_{12} , m_{21} y m_{22}), donde la gráfica 4a representa a m_{11} , mientras las gráficas 4b-d representan los elementos m_{12} , m_{21} y m_{22} , respectivamente. La figura 5 representa los elementos de M correspondientes a una muestra de tejido del seno, donde se ha seguido la misma notación que en el caso anterior. Si se comparan ambos resultados es evidente que existe una diferencia entre los mismos, debida a la composición de ambos tejidos, por ejemplo el seno tiene predominantemente tejido adiposo como canales de fibrilaciones mientras que el torácico es predominantemente muscular.

La precisión del ERA con que fueron hechas estas mediciones depende de factores como el ángulo de paso del nano-rotor utilizado NRS360M, el cual tiene una resolución de $1.8^\circ/\text{paso}$. Por otro lado, el uso de un amplificador de Lock-in nos permite detectar en fase la señal, disminuyendo considerablemente el ruido debido a variaciones de iluminación y permitiendo trabajar en ambientes iluminados, lo que hace ver que la sensibilidad es alta aunque en nuestro dispositivo hemos usado un fotodetector con sensibilidad de 1mV una opción posible sería sustituir el mismo por un fotomultiplicador y poder alcanzar sensibilidades de $1\mu\text{V}$.

El programa de trabajo del ERA se encuentra dividido en dos partes, una primera de captura y otra de análisis. Ambas partes tiene un ambiente agradable al usuario y permiten controlar diversos parámetros tales como: frecuencia de trabajo del chopper, la cual hemos mantenido para demostrar el principio de trabajo en 440Hz, aunque en principio se puede variar desde 25 Hz a 1 KHz. Otro parámetro que es la diferencia de fase introducida mediante el modulador fotoelástico de luz, el cual permite tener una precisión de $\pm 0.001^\circ$ en el ángulo de fase introducida para obtener los diferentes estados de polarización. Por otro lado, la parte del programa dedicada a la captura y procesamiento de la señal permite mostrar los gráficos de todos los elementos de M con una alta calidad y realizar operaciones entre ellos, tales como: aritméticas, lógicas y estadísticas como la correlación, desviación típica, etc.

Finalmente, el tiempo de respuesta del sistema, completamente automatizado, desde que la muestra es colocada en el mismo es de aproximadamente 3 min. usando una computadora para el control y análisis con un microprocesador de 1.63 GHz y memoria RAM de 2 GByte y un disco duro de 80 GByte. Este tiempo fue calculado realizando dos barridos de 180° sobre la muestra para obtener dos valores de irradiancia por ángulo de esparcimiento, lo cual permite mejorar la precisión del sistema.

5 Conclusiones

En este trabajo se mostró el diseño y caracterización de un Esparcímetero de Resolución Angular de Luz para estudiar los tejidos biológicos, el cual permite obtener todos los elementos de la Matriz de Mueller para caracterizar el patrón de radiación de un objeto. El ERA presenta una alta resolución y precisión en los resultados brindados cuando es comparado con sistemas que utilizan cámaras CCD para mostrar sus resultados; sin embargo, la forma gráfica de comunicar los resultados no es atractiva a los especialistas. La principal desventaja de ERA radica en el tiempo de respuesta del análisis, el cual depende de la precisión que se desea obtener pues al aumentar esta la cantidad de datos a adquirir aumenta y por ende el tiempo de análisis.

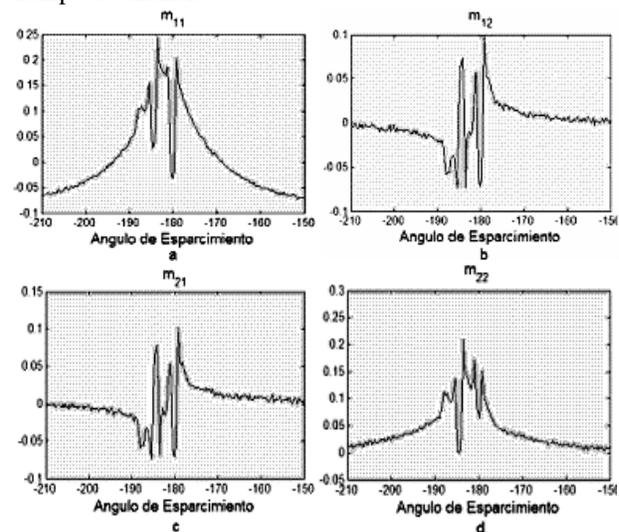


Figura 4. Elementos del primer cuadrante de la matriz de Mueller, en (a) m_{11} , mientras que (b-d) representan los elementos m_{12} , m_{21} y m_{22} , respectivamente.

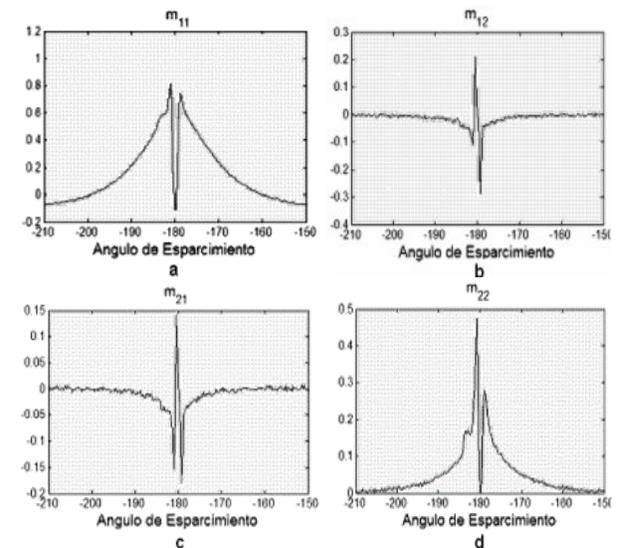


Figura 5. Elementos del primer cuadrante de la matriz de Mueller correspondientes a una muestra de tejido del seno; en (a) m_{11} , mientras que (b-d) m_{12} , m_{21} y m_{22} , respectivamente.

La caracterización del ERA se realizó con dos tipos de

tejidos biológicos y los resultados muestran diferencias significativas entre los elementos comunes de ambas matrices de Mueller obtenidas, a pesar que las muestras preparadas y las mediciones se realizaron usando la misma metodología.

Nosotros caracterizamos el error relativos en el experimento usando los elementos $i j$ y $j i$ de la matriz de Mueller, obteniéndose un valor de 1.5% aproximado de este error lo cual hace suponer una confiabilidad aceptable. Las mediciones mostradas se realizaron por transmisión aunque el ERA permite la opción de medir por reflexión.

Agradecimientos

Los autores desean expresar su agradecimiento a la Universidad de Guanajuato por las facilidades brindadas para desarrollar dicho trabajo. Se agradece a la Dirección de Investigación y Posgrado (DINPO) de la Universidad de Guanajuato y a CONACYT por su apoyo económico para la realización del proyecto.

Referencias

1. William S. Bickel and Wilbur M. Bailey, Am. J. Phys. Vol. 53, 468-478 (1985).
2. A. Collet, Phil. Trans. R. Soc. Lond., isbn: B-456-837-76, (1993).
3. Magda El-Shenawee, J. Opt. Soc. Am. A, Vol. 20, No 1, 183-194 (2003).
4. E. R. Méndez, A.G. Navarrete, and R. E. Luna, JOA A, Vol. 12, 2507-2516 (1995).
5. Rafael Espinosa-Luna and E. R. Méndez, Opt. Lett. Vol. 20, No. 7, 657-659 (1995).
6. Chia-Wei Sun, Long-Sheng Lu, C.C. Yang, and Yean Woei Kiang, Opt. Exp. Vol. 10, 1347-1353 (2002).
7. W. Cai, S. K. Gayen, M. Zevallos, M. Alrubaiee, M. Lax, and R. R. Alfano, Appl. Opt. Vol. 38, No. 19, 4237-4246 (1996).
8. Shuliang Jiao and Lihong V. Wang, Opt. Let. Vol. 27, No 2, 101-103 (2002).
9. R. A. Martínez-Celorio, Rafael Espinosa-Luna, J. O. Rivera-Vázquez, R. Castro-Sánchez, RMIB Vol. XXVI, No 2, (2006).



Abril 17-19, La Habana

Recent advances in silicon microphotonic devices

P. Cheben, A. Del age, A. Densmore, S. Janz, B. Lamontagne, J. Lapointe, E. Post, J. Schmid, P. Waldron, and D.-X. Xu

Institute for Microstructural Sciences, National Research Council Canada, Ottawa, Canada; pavel.cheben@nrc.ca

Recibido el 1/02/2008. Aprobado en versión final el 4/07/08.

Sumario. Se revisan diversos dispositivos de guías de onda silicon-sobre-aislante (SOI) desarrollados en el National Research Council de Canadá. Incluyen un espectrómetro de alta resolución basado en un arreglo de rejilla de guía de onda (AWG), un espectrómetro de transformada de Fourier AWG con una gran capacidad de recolección de luz y un AWG con dispersión incrementada utilizando el efecto fotónico de gap de banda. Se introducen las estructuras de rejilla sub-longitud de onda (SWG), incluyendo acopladores de entrada y caras de guía de onda antireflectantes.

Abstract: Various microphotonic silicon-on-insulator (SOI) waveguide devices developed at the National Research Council of Canada are reviewed. These include a high-resolution arrayed waveguide grating (AWG) spectrometer, a Fourier-transform interleaved AWG spectrometer with a large light gathering capability, and an AWG with the dispersion enhancement using the photonic bandgap effect. Sub-wavelength grating (SWG) structures are introduced, including input couplers and antireflective waveguide facets.

Keywords. Nonlinear waveguides, optical, 42.65.Wi, Visible and ultraviolet spectrometers, 07.60.Rd, Optical waveguides, 42.82.Et

1 Introduction

Silicon has been the dominant platform for the microelectronics industry for several decades and it appears that it will remain so in the foreseeable future. The benefit of integration of the mainstream microelectronic technology with photonics has been the main driving force in the emerging field of silicon photonics. In intrinsic single crystal silicon, light with wavelength longer than the Si bandgap wavelength ($\lambda_g = 1.107 \mu\text{m}$) can propagate with a low loss. Particularly attractive is the high refractive index of Si, with $n \sim 3.5$ at $1.55 \mu\text{m}$. When silicon is used as the waveguide core and is surrounded, for example, by a SiO_2 cladding of $n \sim 1.5$, an index step of $\Delta n \sim 2$ is obtained. In such waveguides, light is highly confined in the core which can have cross-sections as small as $\sim 250 \text{ nm}$ and bending radii can be reduced to a few

micrometers. Ultra-compact planar waveguide devices can hence be made in Si. In this paper, various silicon photonic devices developed at NRC Canada are reviewed.

2 High resolution AWG spectrometer

Waveguide spectrometers, including waveguide echelle gratings and arrayed waveguide gratings (AWGs)¹, perform functions such as WDM multiplexing and demultiplexing, wavelength filtering, signal routing and cross-connects, among others. New applications of spectrometer chips are emerging in optical interconnects, spectroscopy, metrology, chemical and biological sensing, medical instrumentation, and space-based sensing. Compact waveguide spectrometer chips can potentially be made with many channels and a high spectral resolution by us-

ing waveguide platforms with high index contrast, such as silicon-on-insulator.

The wavelength resolution of a bulk optic grating spectrometer (or monochromator) is determined, for a given grating and imaging optics, by the input and output slit widths. By narrowing the slit width, the resolution is improved. In an AWG spectrometer, the input and output waveguide mode size at the combiner focal planes plays the analogous role to the slit width, but this mode size is limited to several micrometers in glass waveguide AWGs. The mode size and coupling between closely spaced waveguides also limits the maximum number of channels. In silicon however, well confined single mode waveguides, or photonic wires, can be fabricated with dimensions as small as 0.2 μm . This suggests that by adopting photonic wire technology into AWG design, compact spectrometers with extremely high resolution and channel count can be fabricated^{2,3}.

The input waveguides and arrayed grating waveguides are conventional partially etched ridge waveguides. However, near the Rowland circles, the ridge waveguide are adiabatically transformed down to 0.6 μm wide slit waveguides deep etched down to the buried oxide. The ridge waveguides and two-level adiabatic mode converters shown in Fig. 1b are fabricated using a self-aligned two-step e-beam patterning and plasma etching process.

Fig. 2 shows the measured spectra. The adjacent and non-adjacent crosstalk is 10 dB or better. The measured channel spacing is 2 \AA (25 GHz at 1550 nm), allowing to resolve spectral lines separated by $\sim 1 \text{\AA}$. The waveguide scattering loss ($\sim 15 \text{ dB}$) is the largest contribution to the insertion loss, and the probable cause of the relatively high cross-talk. Both will be improved as our unique two-level fabrication process is optimized. This is the highest resolution reported up to date for an SOI AWG. The size advantage of this device is obvious. Previously reported 25-GHz silica AWG occupies a 4-inch wafer⁴, two orders of magnitude larger than the 8x8 mm² footprint of our spectrometer.

3 Fourier-transform AWG spectrometer

The need for narrow input waveguide apertures to achieve a high resolution can be avoided by arranging the AWG in a Michelson configuration, which allows for a wider input aperture, a property known as *étendue* (light gathering capability or light throughput) advantage. To explore this benefit, we proposed a Fourier transform waveguide spectrometer⁵ using two interleaved reflective AWGs in a Michelson configuration, as shown in Fig 3a. Light emerging from an input waveguide (IW) of width w is coupled through a slab waveguide combiner (SWC) into two interleaved reflective arrayed waveguide gratings AWG₁ and AWG₂ of interference orders m and $-m$, respectively. By interleaving the two AWGs, beam splitting and combining are achieved in a simple way (wavefront sharing), eliminating the need for a dedicated beam splitter/combiner element. The light propagates

through each individual waveguide towards the truncation mirrors that reverse the light propagation direction. As the wavelength changes away from the Littrow wavelength, the two wavefronts originating from the waveguide arrays AWG₁ and AWG₂ tilt in the opposite direction according to the AWG dispersion relation. This results in Fizeau interference fringes with a wavelength-dependent period in the slab waveguide combiner where the two wavefronts overlap.

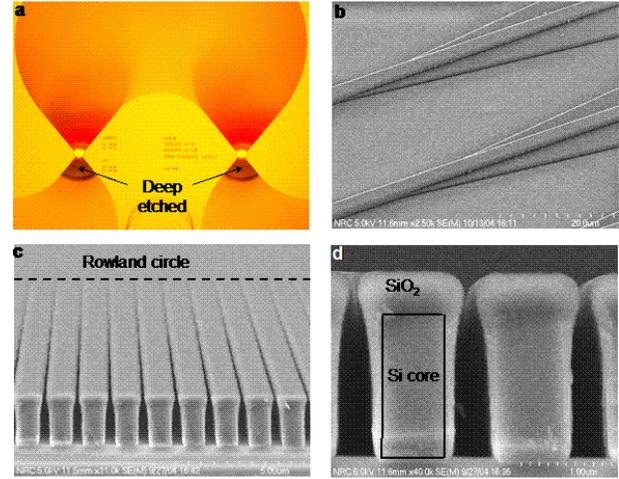


Figure 1. a) A microphotograph of a 50-channel SOI AWG spectrometer; b) SEM image of a ridge SOI waveguide adiabatically transformed into a deep-etch rectangular waveguide before joining a slab waveguide at the Rowland circle; c) Deep etched waveguides near the Rowland circle; d) detail of (c).

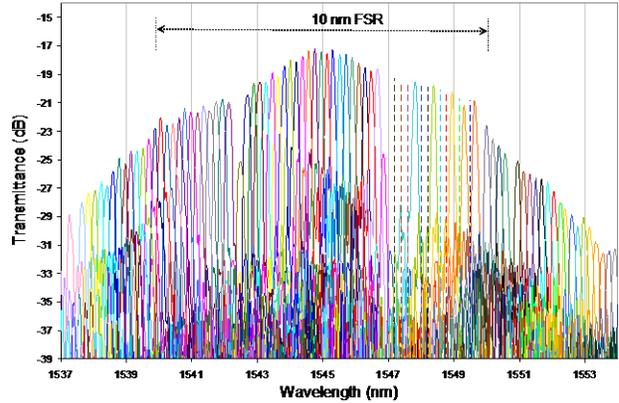


Figure 2. Measured spectra of SOI AWG spectrometer.

The interference fringes are brought to a convenient location (image curve, IC) by imaging optics (mirror, M), where the interferogram $I(x)$ is sampled by receiver waveguides (RW). Monochromatic light of wavelength λ produces a sinusoidal interferogram, whereas for arbitrary input spectral distribution $B(\lambda)$, the spectrum $B(\lambda)$ can be retrieved by Fourier transformation of the interferogram $I(x)$.

A Fourier transform AWG device has been designed for the silicon-on-insulator (SOI) platform. Fig. 3b

shows the simulated interferogram (top) for an input waveguide of width $w = 40 \mu\text{m}$, and the spectra (bottom) obtained by Fourier transformation of the interferogram. The two peaks near 1510 nm, which are separated by 0.1 nm, are well resolved for this large waveguide aperture. This is a significant increase in the aperture size compared to the grating based microspectrometers, as the latter would require, for a similar resolution and interference order, an input waveguide width of $\sim 1 \mu\text{m}$. There are two important advantages of this new type of device. First, as a Michelson-type interferometer it allows a larger input aperture size as compared to diffraction grating based instruments, providing an increased light throughput. Second, unlike most of the state-of-the-art FT spectrometers that require scanning mirrors, our FT AWG is a static device and gives a spectral resolution equivalent to a conventional FT spectrometer with a mirror scanning range of $\sim 10 \text{ mm}$. This scanning range cannot be achieved with the current MEMS technology.

4 AWG dispersion enhancement

The AWG dispersion and resolution can be increased by modifying the group index of the waveguide array⁶. When the waveguide group index is modified within the triangular region of the waveguide array (Fig. 4a), the AWG dispersion equation becomes:

$$\sin \theta = \frac{(\lambda - \lambda_c)(M + M')}{n_{\text{eff},s} \Lambda} = \frac{(\lambda - \lambda_c)(n_g \Delta L + \Delta n_g \Delta L_g)}{\lambda_c n_{\text{eff},s} \Lambda} \quad (1)$$

where $M = mn_g/n_{\text{eff}}$ is the interference order of a conventional AWG with length increment ΔL between the adjacent waveguides, $M' = m\Delta n_g/\Delta n_{\text{eff}}$ is the interference order enhancement factor due to group index modification, ΔL_g is the length difference between the adjacent waveguides in the triangular section (Fig. 4a) with modified group index, and Δn_g and Δn_{eff} are respective differences in group and effective indices between the modified and unmodified waveguide sections. The index s in Eq. (1) refers to the slab waveguide combiner.

Very large Δn_g and hence a large dispersion enhancement can be obtained over a limited wavelength range near the edge of the stop band of various structures, including gratings, resonators, or photonic crystals. A 300-fold increase in group index has been reported by Vlasov et al. in SOI photonic crystal waveguides⁷. Fig. 4b shows the calculated dispersion enhancement effect for an SOI AWG⁶ using the group index measurement by Notomi et al.⁸.

5 Subwavelength grating fiber-chip coupler

A major problem in the design and fabrication of integrated microphotonic devices is the efficient coupling between compact planar waveguides and the input/output ports. Various original coupling solutions have been found, but the coupling still remains a chal-

lenge for waveguides of sub-micrometer dimensions made in high index contrast (HIC) waveguide platforms. Due to the large mode effective index and mode size disparities, the optical coupling between an optical fiber and a high index contrast waveguide with a small cross-section is largely inefficient. Mode size transforming structures in both the in-plane and out-of-plane directions need to be used.

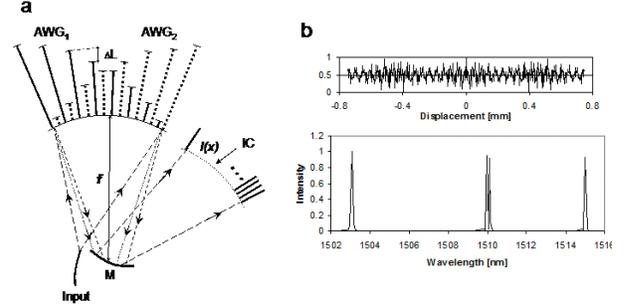


Figure 3. a) FT Michelson-type spectrometer with two interleaved reflective AWGs; b) The interferogram (top) and the calculated spectra (bottom). The light source comprises four monochromatic lines at wavelengths of 1503 nm, 1510 nm, 1510.1 nm, and 1515 nm.

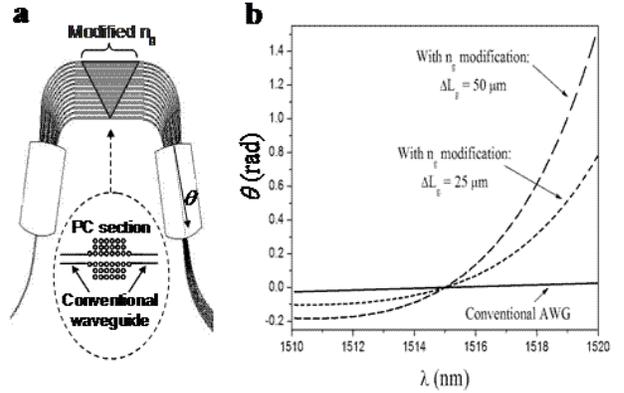


Figure 4. a) AWG with a triangular dispersion enhancing region with large group index; b) Dispersion enhancement calculated for a triangular region with photonic crystal (PC) waveguides as indicated in (a).

We have proposed a new method to couple light between an optical fiber and a planar waveguide circuit using a subwavelength grating (SWG)⁹. According to the homogenization theory or effective-medium theory, a composite medium comprising different materials combined at subwavelength scale ($\Lambda < \lambda$) can be approximated as a homogeneous media and its effective index can be expressed as a power series of the homogenization parameter $\chi = \Lambda/\lambda$, where Λ is the grating period (pitch) and λ is the wavelength of light. The coupler principle is based on gradual modification of the waveguide mode effective index by the SWG effect. A general schematic of the proposed coupling method is shown in Fig. 5.

The waveguide mode effective index is altered by chirping the SWG duty ratio $r(z) = a(z)/\Lambda(z)$, where $a(z)$

is the length of the waveguide core segment. In a general case both Λ and a may vary along the propagation direction z , but here we consider a simple case of constant Λ , as varying $a(z)$ suffices to explain the SWG effect. The effective index of the mode in the SWG coupling structures increases with the grating duty ratio. The duty ratio and hence the volume fraction of the waveguide core material is modified such that at one end of the coupler the effective index is matched to the HIC waveguide while at the other end, near the chip facet, it matches that of the optical fiber.

The SWG effect can also be combined with waveguide width tapering (Fig. 5c) and also with SWG segment height and etch depth variations arising from the reactive ion etching lag effect near the ends of the coupler, as schematically shown in Fig. 5a. Unlike waveguide grating couplers based on diffraction, the SWG mechanism is non-resonant, and hence intrinsically wavelength insensitive. Diffraction by the grating is frustrated provided the grating period Λ is less than the 1st order Bragg period $\Lambda_{\text{Bragg}} = \lambda/(2n_{\text{eff}})$, where n_{eff} is the mode effective index. Long-period mode converters¹⁰ with $\Lambda > \lambda/(2n_{\text{eff}})$ can be used for mode size transformation in low index contrast waveguides such as those made in a silica-on-silicon platform, but their application in HIC waveguides is hindered by the reflection and diffraction losses incurred at the boundaries of different segments.

Applying the SWG approach in an SOI waveguide with Si core and SiO₂ cladding, an increasing portion of the Si core is removed and replaced with SiO₂ when approaching the coupler end facing the fiber, and an effective index close to that of silica glass is obtained at the fiber-chip interface. We demonstrated the proposed principle on various SWG coupling structures, using two-dimensional Finite Difference Time Domain (FDTD) calculations. The duty ratio is chirped linearly from $r_{\text{min}} = 0.1$ at the coupler end facing the fiber to $r_{\text{max}} = 1$ at the opposite end of the coupler. The coupling structures were simulated for an SOI waveguide with Si core thickness of 0.3 μm surrounded by SiO₂ cladding, with the corresponding refractive indices of $n(\text{Si}) = 3.476$ and $n(\text{SiO}_2) = 1.5$.

At the input side of the coupler, a continuous-wave (cw) Gaussian field with a width equivalent to the mode field diameter (MFD) of the optical fiber mode at a wavelength $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ was assumed. Coupling efficiencies for a MFD = 10.4 μm (SMF-28 fiber) were calculated and also compared with MFD = 5.9 μm for a C-type high numerical aperture fiber. The SWG waveguide is positioned along the z axis. The maximum simulation window dimensions used were 50 μm (propagation direction) by 13 μm (transverse direction). The mesh size was 10 nm in both dimensions and the simulations ran for a total of 20,000 time steps each of $\Delta t = 2.2 \cdot 10^{-17}$ s. The coupler efficiency was calculated as $\eta = \Gamma P_2/P_1$, where P_1 is the input power injected at the right edge of the computation window ($z = z_1$), and P_2 is the output power crossing the output plane

obtained by integrating the S_z component of the Poynting vector along the left edge of the computation window at $z = z_2$ where the coupler joins the silicon waveguide, and Γ is the power overlap integral of the calculated field at the output plane $z = z_2$ with the fundamental mode of the Si waveguide.

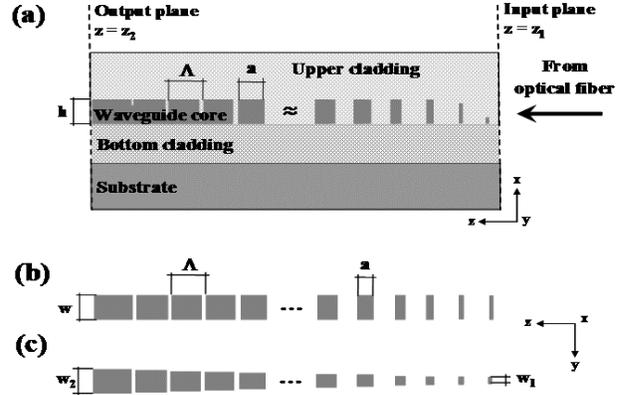


Figure 5. A general schematic of the proposed subwavelength grating coupler. (a) The cross-sectional view; (b) and (c) the top views of the SWG structures whereas (c) combines SWG effect with waveguide width tapering.

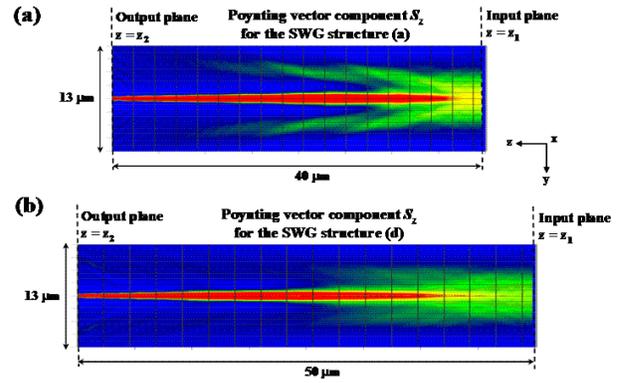


Figure 6. Calculated Poynting vector component $S_z = \text{Re}(E_x H_y^*)/2$ for SWG couplers in the SOI platform. (a) SWG structure without waveguide width tapering, (b) SWG structure with waveguide width tapering. For both structures, Si waveguide thickness is 0.3 μm and input mode field diameter is 10.4 μm , as in SMF-28 fiber.

Fig. 6a shows the Poynting vector component $S_z = \text{Re}(E_x H_y^*)/2$ along the propagation direction (z) obtained for a 2D FDTD calculation of a coupler with an overall length of 40 μm , SWG pitch of 0.2 μm , and the duty ratio r linearly chirped from 0.1 to 1. The calculated coupling efficiency is 73.3%, which corresponds to a coupling loss of 1.35 dB. In Fig. 6a it is observed that the loss is primarily incurred along the first 10 μm of the coupler length. To ease the transition, SWG effect can be combined with waveguide width tapering, as schematically shown in Fig. 5c. We calculated several linearly tapered structures and found the coupler efficiency as high as 76% (1.19

dB loss) with SMF-28 fiber, with simulated Poynting vector component S_z shown in Fig. 6b. We found that only 0.03% of power is reflected by the SWG, yielding a negligible return loss of -35 dB. For a high-NA fiber with MFD = 5.9 μm , the calculated efficiency for this structure was 81.4% (0.89 dB loss). Further loss reduction can be expected by a judicious design, including parabolic rather than linear tapering of waveguide width or chirping the SWG pitch. We also observed that an increase in the SWG pitch Λ from 0.2 μm to 0.3 μm results in a negligible excess loss of 0.03 dB. Detailed design and comparison of different SWG coupling structures will be reported.

The results were obtained for light with the electric field parallel to the simulation plane shown in Figure 6. Because these 2D SWG structures are invariant (strips of infinite length) in direction orthogonal to the simulation plane with obviously no sub-wavelength segmentation effect existing in that direction, the 2D structures are not effective for electric field polarized along that direction. At this point we do not have computational tools capable of 3D FDTD simulations of these SWG coupling structures.

We also calculated coupling tolerances to transverse and angular fiber misalignment for coupling from standard SMF-28 fiber. We found that transverse misalignment of $\pm 2 \mu\text{m}$ (along y axis, Fig. 6) results in an increased coupling loss of only 0.5 dB. The angular misalignment tolerance is also large, with only 0.24 dB loss penalty for angular misalignment of ± 2 degrees.

We have also investigated the reduction of the coupler length down to 10 μm and found an excess loss of ~ 0.6 dB compared to a 50 μm long coupler. In this calculation we included the height tapering due to aspect ratio dependent etching, or etch lag, that manifests itself as a variation in depth or height of an etched feature proportional to its width.

6 Planar waveguide facets with subwavelength gratings

The functionality and performance of many planar waveguide devices, including lasers and optical amplifiers, are critically affected by the reflectivity of the waveguide facets. For high index contrast waveguide devices, the Fresnel reflection at the facet is a significant contribution to the fibre-to-chip coupling loss and the return loss. Currently, the common method to control the facet reflectivity of planar waveguides is the deposition of anti- or high-reflective coatings.

Schmid et al. have recently proposed the use of SWGs etched into the facets of planar waveguides as an effective means to control facet reflectivity over a wide range of values¹¹. To demonstrate the effect we have carried out Finite-Difference Time Domain (FDTD) simulations as well as experiments on silicon-on-insulator (SOI) waveguides for SWGs with triangular and square shaped teeth. Figure 7a shows a scanning electron microscope

image of the facet of a 4 μm wide SOI ridge waveguide, with a Si thickness of 1.5 μm , patterned with a triangular SWG with 400 nm pitch and 700 nm modulation depth. The structure was fabricated by a two-step process using electron beam lithography and dry-etching.

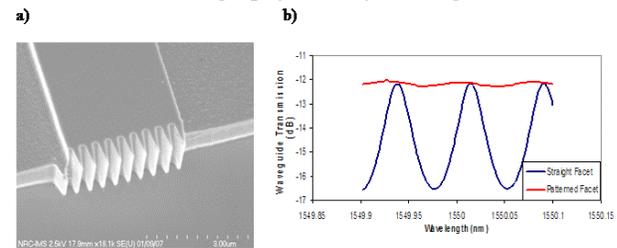


Figure 7. a) SEM micrograph of a SOI ridge waveguide facet patterned with a triangular subwavelength grating. b) Fabry-Pérot fringes in the transmission spectra of waveguides with patterned and unpatterned facets.

The triangular SWG acts as a graded-index (GRIN) boundary, hence reflections are suppressed. Our 2D-FDTD simulations show that the reflectivity of the facets with triangular gratings are 0.2% and 2% for the fundamental TE and TM modes, respectively, for a grating modulation depth of 2 μm . Experimentally, facet reflectivity was estimated from the measurement of Fabry-Pérot (FP) fringes in the waveguide transmission spectrum near $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. Figure 7b shows the measured TE transmission spectra of waveguides with unpatterned facets compared to a triangular SWG facet as shown in Fig. 7a. From the measured depth of the FP fringes facet reflectivities as low as 2.0% for TE and 2.4% for TM have been obtained. In contrast to triangular SWGs limited to the anti-reflective effect, with square SWGs, the change in reflectivity is caused by an interference effect depending on the relative amplitudes and phases of the light at the peaks and troughs of the grating and can thus be adjusted arbitrarily. Our FDTD calculations show that by varying the grating pitch, duty cycle and the modulation depth, it is possible to obtain SOI facet reflectivities in a remarkably broad range of $\sim 0.2\%$ to 99%.

7 Conclusions

We have reviewed our progress in the development of silicon microphotonic waveguide devices. The results obtained in our compact 50-channel SOI AWG spectrometer suggest that high-resolution spectroscopic applications may be performed at the chip level in the foreseeable future. The Fourier-transform Michelson-type AWG, has an advantage of large device light gathering capability, and as such it can be relevant for spectral analysis of light from diffuse and non-collimated sources, and for improving the spectrometer light gathering capability particularly when the light sources are weak, such as in Raman spectroscopy. We have also discussed a method for mode transformation and light coupling between an optical fiber and a high index contrast waveguide with

sub-micrometer dimensions using a sub-wavelength grating. The proposed principle of effective index modification by SWG effect can also be applied to engineer waveguide properties by SWG-induced effects, including reflectivity control of waveguide facets.

Acknowledgements

This work was supported in part by the Genome and Health Initiative of the National Research Council of Canada.

References

1. P. Cheben, "Wavelength dispersive planar waveguide devices: echelle gratings and arrayed waveguide gratings," in *Optical Waveguides: from Theory to Applied Technologies*, M. L. Calvo and V. Lakshminarayanan, Eds. (CRC Press, London, 2007), Chap. 5.
2. P. Cheben, A. Bogdanov, A. Del age, S. Janz, B. Lamontagne, M. J. Picard, E. Post, and D.-X. Xu, A 100-channel near-infrared SOI waveguide microspectrometer: Design and fabrication challenges, in *Optoelectronics Devices and Integration*, SPIE Proc. 5644, 103 (2005).
3. P. Cheben, J.H. Schmid, A. Del age, A. Densmore, S. Janz, B. Lamontagne, J. Lapointe, E. Post, P. Waldron, and D.-X. Xu, A high-resolution silicon-on-insulator arrayed waveguide grating microspectrometer with sub-micrometer aperture waveguides, *Optics Express*, 15, 2299 (2007).
4. K. Takada, M. Abe, T. Shibata, and K. Okamoto, Tandem multi/demultiplexer covering the S-, C-, and L-bands using arrayed waveguide grating with Gaussian passband as primary filter, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14, 648 (2002).
5. P. Cheben, I. Powell, S. Janz, and D.-X. Xu, Wavelength-dispersive device based on a Fourier-transform Michelson-type arrayed waveguide grating, *Optics Letters* 30, 1824 (2005).
6. O. Martínez, M.L. Calvo, P. Cheben, S. Janz, J.A. Rodrigo, D.-X. Xu, and A. Del age, Arrayed waveguide grating based on group index modification, *Journal of Lightwave Technology* 24, 1551 (2006).
7. Y.A. Vlasov, M. O'Boyle, H.F. Hamann, and S.J. McNab, Active control of slow light on a chip with photonic crystal waveguides, *Nature* 438, 65 (2005).
8. M. Notomi, K. Yamada, A. Shinya, J. Takahashi, C. Takahashi, and I. Yokohama, Extremely large group-velocity dispersion of line-defect waveguides in photonic crystal slab, *Phys. Review Lett.* 87, 253902-1 (2001).
9. P. Cheben, D.-X. Xu, S. Janz, and A. Densmore, Sub-wavelength waveguide grating for mode conversion and light coupling in integrated optics, *Optics Express*, 14, 4695 (2006).
10. Z. Weissman and A. Hardy, 2-D mode tapering via tapered channel waveguide segmentation, *Electron. Lett.* 28, 1514 (1992).
11. J.H. Schmid, P. Cheben, S. Janz, J. Lapointe, E. Post, A. Del age, A. Densmore, B. Lamontagne, P. Waldron, D.-X. Xu, Photonics North Conference, Ottawa, June 4-7, (2007).



Abril 17-19, La Habana

Sistema automatizado de cromatografía líquida con detección polarimétrica láser y aplicaciones

V. Fajer^{a†}, C. Rodríguez^b, T. Cepero^a, S. Naranjo^b, E. Arista^a, W. Mora^a, G. Mesa^a, H. Fernández^a, J. Arteche^a, V. Hormaza^c y G. Cossío^a.

a) Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN). La Habana. Cuba;

vfajer@ceaden.edu.cu

b) Facultad de Biología. Universidad de La Habana. carlosw@fbio.uh.cu

c) Departamento Investigaciones Analíticas. Instituto Cubano de Investigaciones del Azúcar (ICINAZ); victoria.hormaza@icinaz.minaz.cu.

†Autor para la correspondencia

Recibido el 1/02/08. Aprobado en versión final el 1/09/2008.

Sumario. Se describen las características del sistema de desarrollo de cromatografía de geles utilizando como detector un polarímetro láser automático de alta sensibilidad. Se hace referencia al tubo polarimétrico de flujo diseñado de un volumen de 330 μL y una longitud de 50mm modelado a través del programa COSMOSFloWorks 2003. El sistema referido dispone de un programa de adquisición de datos que permite la obtención en línea de los cromatogramas procedentes de la salida RS232 del detector polarimétrico. El almacenamiento de ficheros electrónicos de los cromatogramas facilita su análisis y elaboración y disminuye significativamente el tiempo requerido para el análisis de los resultados. El tiempo de medición del detector de cada punto es de 1s y utilizando una velocidad de elusión entre 5 y 10 mL/min, los tiempos de obtención de los cromatogramas oscilan entre 30 y 50 min. El sistema fue aplicado como método complementario en el diagnóstico de la enfermedad denominada escaldadura foliar que produce afectaciones significativas en los cultivos de caña de azúcar.

Abstract. The characteristics of the developed gel chromatographic system employing a laser polarimetric detector are described. It is referred a flux polarimetric tube of 330 μL volume and 50 mm length designed by the authors, which was modeled using the COSMOSFloWorks 2003 program. The system has a data acquisition program which obtains on line the chromatograms from the RS232 polarimetric detector output. The storage of the chromatogram files makes easier its analysis and elaboration and diminishes significantly the required time for obtaining the results. The measurement time of the detector for each point is one second, employing an elution velocity between 30 and 50 min. The system was applied as a complementary method for diagnostics of the scald foliar disease which produces significant damages in the sugar cane plantations.

Palabras clave. Laser applications of, 42.62.-b, chromatography 82.80Bg, polarimeters 7.60Fs.

1 Introducción

En trabajos anteriores^{1,2} se han presentado resultados sobre un sistema de cromatografía de geles con detección polarimétrica discreto desarrollado por los autores con el

que se han obtenido resultados de interés en el análisis de carbohidratos.

La cromatografía líquida de exclusión molecular con geles Sephadex G-10 y G-50 permite la separación de carbohidratos, lo cual resulta de gran importancia en la evaluación de extractos vegetales de la biotecnología y la

agroindustria. Entre sus aplicaciones se encuentra la determinación de carbohidratos presentes en el jugo de caña cuyos pesos moleculares exceden el peso de la sacarosa, los cuales influyen en la determinación del contenido real de sacarosa en jugos^{3,4}.

El establecimiento de un sistema que combine la cromatografía líquida de exclusión molecular y la detección polarimétrica láser He-Ne de alta resolución, en un procedimiento a flujo continuo podrá contribuir beneficiosamente a la determinación de la sacarosa real y al estudio de la calidad de los jugos con mayor rapidez y economía de recursos. El detector polarimétrico láser permite realizar mediciones cada segundo atendiendo al principio magneto-óptico de medición y el empleo de pulsos de corriente lo cual resulta ventajoso respecto a otros detectores alternativos. En el presente trabajo se describe un sistema de flujo automatizado con detección polarimétrica que ha permitido obtener velocidades de elusión de hasta 10 mL/min lo que permite realizar una corrida cromatográfica en un tiempo de aproximadamente 30 min. Se evaluaron patrones de sacarosa, glucosa, dextrana y fructosa tanto por el método discreto como por el continuo y se compararon los resultados.

2 Materiales y métodos

Se han empleado dos sistemas polarimétricos cromatográficos desarrollados íntegramente por los autores. El primer sistema es discreto (figura 1). El mismo está compuesto por dos columnas G-10 y G-50 con gel Sephadex, se colectan las fracciones de manera discreta y se realiza la lectura polarimétrica en una cubeta fotométrica de 2 mL de capacidad. El segundo (figura 2) está compuesto por dos columnas conectadas entre sí, con selector de paso, el cual permite realizar la limpieza de sistema o el paso de la muestra al interior de las columnas.

A la salida de la segunda columna se coloca una cubeta de flujo desarrollada por los autores de 0,3 mL y a continuación, un medidor de volumen. La medición de la fracción fluida se realiza cada segundo y la velocidad se encuentra entre 5 y 10 mL/min, en dependencia del control de salida del fluido.

Las mediciones realizadas en el sistema de flujo continuo se compararon con las lecturas discretas. Con este propósito se midieron separadamente muestras de glucosa, fructosa, sacarosa 5 y una mezcla de glucosa, sacarosa y dextrana (figuras 3 a 6).

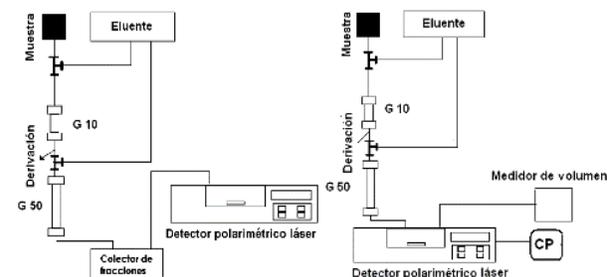
Las mediciones fueron realizadas en la escala sacariométrica del instrumento correspondiente a una concentración de 6,5 g/dL en un tubo polarimétrico de 50 mm. Esto permite disponer de una alta sensibilidad para bajas concentraciones de sustancias.

Como parte del sistema concebido se diseñó un tubo polarimétrico de flujo que permitiera la automatización del régimen de mediciones. Se modeló el flujo de líquidos⁵ dentro del tubo polarimétrico con el propósito de obtener las características del mismo y optimizar su diseño y construcción. Para caracterizar el movimiento de

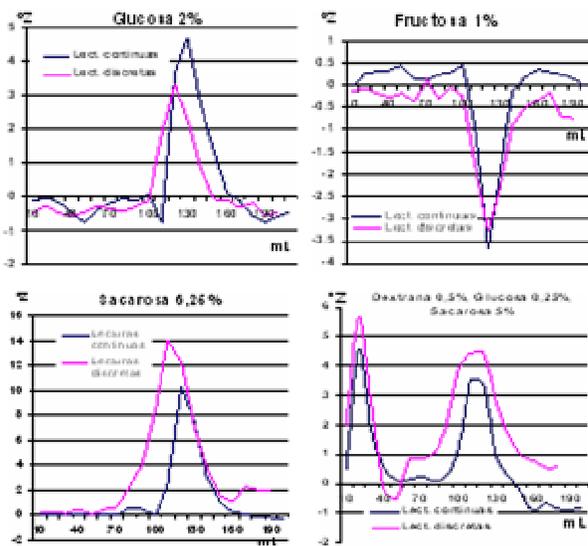
los fluidos, se emplea el número adimensional de Reynolds. Este número se calcula mediante la fórmula

$$Re = \frac{v \cdot d}{\mu} \rho$$

donde: ρ , es la densidad del fluido; v es la velocidad característica del fluido; d es el diámetro de la sección transversal analizada a través de la cual circula el fluido y μ la viscosidad del fluido.



Figuras 1 y 2. Esquema del sistema discreto (izq) y continuo (der).



Figuras 3 a 6. (Arr.) Cromatogramas de la glucosa (izq), fructosa (der); (Ab.) sacarosa (izq) y una mezcla (der).

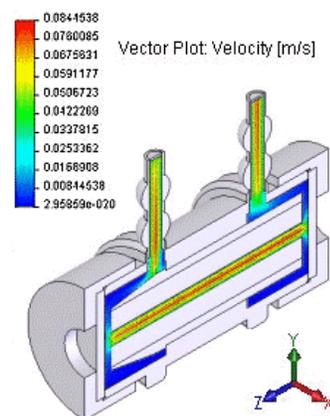


Figura 7. Corte de sección transversal del tubo polarimétrico, mostrando las isolíneas de velocidad para un flujo de 10 mL/min de agua con densidad de 996,09 Kg/m³, viscosidad cinemática 0,000806

Como parámetros normalizados se impusieron para el diseño:

- Recorrido total de $50 \pm 0,005$ mm por dentro del fluido, medido en el eje central del tubo polarimétrico.
- Diámetro del capilar interior, 3 mm.
- Diámetro medio del haz láser de He-Ne, menor que 1 mm.
- Velocidad del flujo, 10 mL/min.
- Variación de ρ y μ .

.Tipo de modelación: flujo por el interior de una frontera definida por la geometría del tubo polarimétrico de la figura 7.

Parámetros de diseño. Según la modelación, se obtiene una velocidad media para el movimiento del fluido por el interior del capilar central de 0,0251 m/s y para la misma el número de Reynolds calculado es de:

$$Re_{II} = \frac{v \cdot d}{\mu} \rho = \frac{0,0251 \cdot 0,002}{0,000806} 996,09 = 62,04$$

lo cual indica un flujo del tipo lámina. En la figura 7 se muestra como se obtiene un flujo considerablemente uniforme y homogéneo sin que se produzcan regímenes de turbulencia de consideración. El diseño del tubo polarimétrico garantizó el funcionamiento del sistema de flujo con las velocidades requeridas para la cromatografía de geles.

3 Análisis cuantitativo con patrones de referencia con vistas a evaluar sus posibilidades como herramienta analítica

Para evaluar la linealidad del sistema se emplearon patrones de dextrana y glucosa en distintas concentraciones indicadas en las figuras 8 a 10 y se midieron las áreas de los distintos picos empleando el programa Microcal Origin 7.

El rango de las concentraciones de dextrana estuvo comprendido entre 0.125 y 2 g/dL y en el caso de la glucosa de 0.5 hasta 8 g/dL. Los patrones fueron elaborados empleando reactivos de calidad farmacéutica que fueron pesados en balanza analítica. Se observa como los picos de dextrana y glucosa se ubican correctamente y la existencia de una linealidad satisfactoria para los rangos de concentraciones evaluados.

4 Aplicaciones

La evaluación de jugos de caña de azúcar afectados por escaldadura foliar es un ejemplo de las posibilidades que ofrece el sistema descrito. La escaldadura foliar es una enfermedad de origen bacteriano que afecta la caña de azúcar bloqueando los vasos xilemáticos debido a la generación de un material de tipo xantano^{6,7}.

Muestras de cañas sanas y enfermas afectadas por escaldadura foliar, variedades My5514 y C88 382 de 9 meses de crecimiento, fueron obtenidas del mismo lugar con el propósito de obtener sus cromatogramas (figuras 11 y 12).

Se muestran modificaciones que incluyen 3 fracciones

principales de este tipo de separación cromatográfica; en las fracciones de las plantas enfermas el contenido de polímeros dextrorrotatorios es incrementado afectando los correspondientes a los de baja masa molecular.

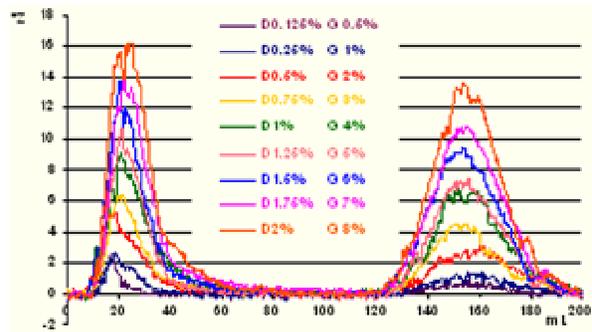
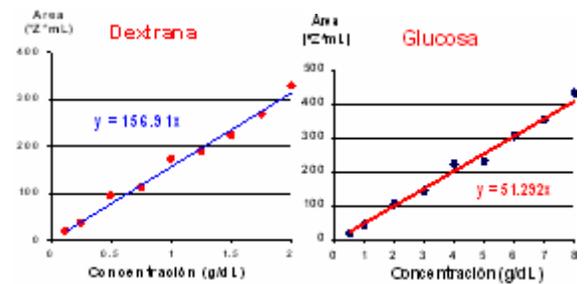


Figura 8. Cromatograma de mezclas de dextrana y glucosa en distintas concentraciones



Figuras 9 y 10. Respuesta lineal de las concentraciones de dextrana (izq) y glucosa (der).

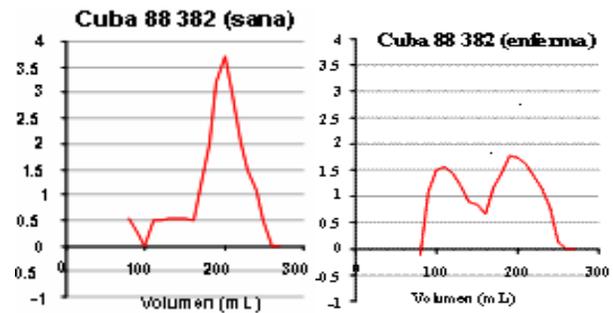


Figura 11. Cromatogramas de la variedad C 88382 sana (izq) y enferma (der).

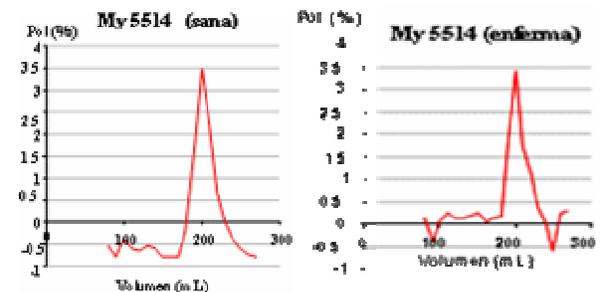


Figura 12. Cromatograma de la variedad My 5514 sana (izq) y enferma (der).

Los cromatogramas que representan las fracciones de plantas sanas y enfermas de las variedades estudiadas muestran las modificaciones de los fracciones de las plantas enfermas relativas a las sanas y de la resistente (My 5514) relativa a la susceptible (C88 382).

En la caña de azúcar resistente (My 5514) las modificaciones son evidentes en las fracciones de alta y mediana masa molecular, que fluyen primero y donde la baja presencia de xantanos no afecta significativamente la composición de la sacarosa y los reductores que constituyen la fracción mayoritaria en estos jugos, creando una modificación en los polímeros de alta y mediana masa donde los componentes dextrorrotatorios se superponen a la presencia de heterofructanos que aparecen en las cañas sanas.

En la planta susceptible C88 382, las modificaciones cubren las fracciones fundamentales de este tipo de separación cromatográfica, y en las fracciones de los jugos enfermos el contenido de polímeros se incrementa en la masa de carbohidratos de baja masa molecular. En esta variedad se distingue menos la presencia de componentes levorrotatorios relativo a la variedad My 5514.

5 Resultados y discusión

- Se observa en las figuras una buena concordancia entre los cromatogramas obtenidos de forma continua y discreta lo cual avala las posibilidades de empleo del sistema de flujo. Aparece una mejora de la resolución en el caso del sistema continuo que se atribuye entre otros aspectos a la posibilidad de realizar mediciones cada segundo y por tanto de construir con mayor fidelidad el cromatograma.
- El haber logrado velocidades de elusión hasta de 10 mL/min constituye una importante ventaja del sistema que permite realizar una corrida en 30 min. Los cromatogramas se almacenan en ficheros electrónicos.
- El diseño y modelación del tubo polarimétrico de flujo permitió obtener un flujo laminar en el sistema corroborado de forma teórica y experimental.
- Se han publicado resultados comparativos sobre cañas sanas y enfermas por electroforesis capilar que

muestran marcadas diferencias entre las mismas coincidentes con los resultados obtenidos.

6 Conclusiones

El sistema desarrollado para la evaluación de sustancias ópticamente activas tiene ventajas significativas respecto a otros métodos analíticos debido a la facilidad, rapidez y exactitud del mismo. Los resultados preliminares indican que podría utilizarse como método complementario para realizar un diagnóstico rápido de la enfermedad denominada escaldadura foliar, de caña de azúcar.

Referencias

1. Fajer V., Rodríguez C.W., González R., Cossío G., Martínez M y Bravo O.L., Laser polarimeter LP101M and its applications in liquid chromatography. Proc.SPIE. The international society for optical engineering. Vol. 2730, pg: 234, (1995).
2. López J. Fajer V., Rodríguez W., Mora L., Fernández H. y Cossío G. Sistema magneto-óptico de detección de la actividad óptica de carbohidratos utilizando cromatografía de exclusión molecular continua. Memorias del evento TECNOLASER 2003. ISSN-1607-6281, (2003).
3. De Armas R, Legaz ME, Martínez M, Medina I, Rodríguez C. W, Vicente C.,(1989) Composition of Some Soluble Carbohydrate Fractions from Sugarcane Juice. Proceedings XX Congress ISSCT; Sao Paulo, Brazil; p., 625-33, Oct 12-21, (1989).
4. Martínez M, Legaz ME, Paneque M, De Armas R, Pedrosa MM, Medina I, et al. The Origin of Soluble Fructans in Sugar Cane Juice. Int. Sugar J, 1100:155-9.B., (1990).
5. Artech J., Fernández H., Naranjo S., Cerero T, Fajer V., Rodríguez C.W. Modelación de un tubo de flujo continuo para un sistema de cromatografía líquida con detección polarimétrica. Memorias del evento TECNOLASER 2007. ISBN 959-7136-48-1 (2007).
6. Fontaniella, C. W. Rodríguez, D. Piñón, C. Vicente, M. E. Legaz. J. Chromatography B 770,275-281, (2002).
7. C. Vicente, B. Fontaniella, A. M. Millanes, C. W. Rodríguez, M. E. Legaz, Food Sci. Biotecnol. Vol.12, No 4, pp.346-350, (2003).



Abril 17-19, La Habana

Espectroscopía de plasma inducido por láser con excitación multipulso

L. Ponce[†], T. Flores, M. Arronte, ^aL. C. Hernandez, ^bG. M. Bilmes, ^bF. C. Alvira

CICATA-IPN, Altamira, Km 14,5 Carretera Tampico-Puerto Industrial, Altamira 89600, México;
lponce@ipn.mx

a) IMRE-UH, Zapata y G, Vedado 10400, C. Habana, Cuba; luiscar.laser@imre.oc.uh.cu

b) CIOp-CONICET-CIC, Camino Parque Centenario, Gonnet, La Plata, Argentina;

gabrielb@ciop.unlp.edu.ar

[†]Autor para la correspondencia

Recibido el 1/02/2008. Aprobado en versión final el 15/07/2008.

Sumario. Se presenta un nuevo equipo de bajo costo para el análisis de plasma inducido por láser (LIBS), cuya fuente de excitación es un láser de Nd:YAG en régimen de Q:Switch con tren de pulsos. Se exponen los resultados obtenidos en varios materiales, para condiciones de atmósfera abierta. Se demuestra la mejora significativa de la intensidad de emisión de plasma, incrementándose la relación de la señal respecto al fondo, debido a la excitación adicional que producen los pulsos sucesivos

Abstract. A low cost LIBS equipment with burst-mode Q:Switched Nd:YAG laser as excitation source is presented. The results of investigation on several materials using laser emission plasma excited under normal atmospheric conditions are presented. It is shown that the intensity of emission significantly enhance with the laser burst. This regime leads to increasing signal to background ratio due to subsequent plasma excitation by high power short pulses increasing intensity of atomic lines.

Palabras clave. Laser spectroscopy, 42.62.Fi, Emission spectra atoms, 32.30.-r, 32.50.+d

1 Introducción

La espectroscopia de plasmas inducida por láser (LIBS), es una técnica que se ha establecido sólidamente para la determinación rápida de la composición elemental¹. Se basa en la ablación de un material mediante un pulso láser de corta duración y con la densidad de energía suficiente como para producir un plasma. Mediante el análisis espectral de la luz emitida por el plasma, se puede determinar la composición elemental del material. Esta técnica posee importantes ventajas sobre otras técnicas analíticas convencionales²⁻⁴. Por ejemplo, la muestra no requiere preparación previa, puede estar en fase sólida, líquida o gaseosa y puede tener cualquier forma y dimensión. Además, permite un estudio en profundidad ca-

acterizando la composición de capas^{5,6}.

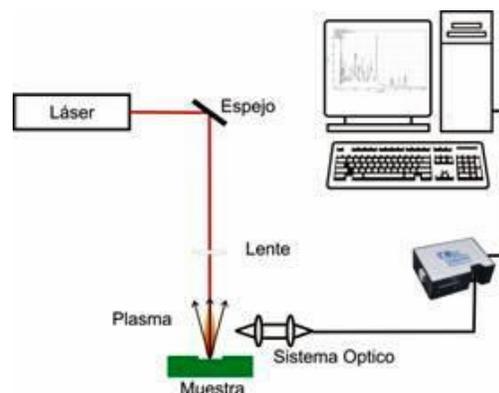


Figura 1. Esquema de la instalación experimental.

Es especialmente conveniente para trabajo de campo al ofrecer la posibilidad de análisis semicuantitativos a tiempo real utilizando equipos de elevada portabilidad.

En virtud de las ventajas mencionadas, la técnica LIBS ha experimentado un crecimiento muy fuerte, lo cual se refleja en un alto y creciente número de publicaciones.

Los equipos existentes en el mercado, emplean de manera predominante láseres de estado sólido de Nd:YAG u otros cristales. Esto se debe a que este tipo de láseres, además de las ventajas de robustez y compactidad; permiten la obtención de pulsos muy cortos con elevada potencia. Con el fin de garantizar los parámetros idóneos, se trabaja en el llamado régimen de Q:Switch. En este modo de operación, se introduce en la cavidad láser un obturador de luz basado en un cristal cuya transmitancia se conmuta eléctricamente, permitiendo la obtención de monopolos de varios nanosegundos de duración e intensidades muy altas.

Recientemente, varios trabajos han reportado la mejora de la intensidad del plasma, y en consecuencia de los límites y calidad de la detección, utilizando sistemas que generan dos pulsos consecutivos. Para obtener este tipo de emisión, se utilizan dos láseres sincronizados o se logra la emisión de dos pulsos consecutivos generados por un mismo láser⁷.

Inconvenientes de los sistemas de Q:Switch electrónicos, ya sea de monopolos, doble pulso o de dos láseres sincronizados, son el elevado costo y las dificultades experimentales de la sincronización. Por otra parte se trata de sistemas complejos que dificultan la portabilidad para el análisis de campo.

Recientemente, se ha reportado el empleo de un sistema con doble modulador pasivo en base a dos cristales de LiF.⁹ Si bien, este sistema logra mejorar la relación señal-ruido y la intensidad de la emisión del plasma, presenta el inconveniente relacionado con la degradación paulatina de estos cristales¹⁰.

En nuestro trabajo proponemos un nuevo sistema de LIBS de bajo costo relativo, que emplea como fuente un láser de Nd:YAG con Q:Switch pasivo en régimen de multipulso en base a un cristal de YAG:Cr. Este diseño permite obtener una mayor intensidad de plasma utilizando un láser muy compacto y económico, cuyo elemento de conmutación es extremadamente simple y duradero.

2 Desarrollo experimental

En la figura 1 se observa un esquema de la instalación experimental. Un láser de Nd:YAG que emite en 1064 nm, produce pulsos cuya energía es regulable hasta un máximo de 0.9 J. El elemento activo es una barra de Nd:YAG de 6 x 60 mm bombeado por una lámpara de xenón. Se utiliza un Q:Switch que consiste en un cristal de YAG:Cr de 6 mm de diámetro y 4 mm de espesor.

La luz emitida por el láser se enfoca mediante una

lente de 50 mm de distancia focal. La distancia entre la lente y la superficie de la muestra fue de 8.5 cm para lograr un área de 0.19 cm². Para las condiciones experimentales utilizadas esto significa una fluencia de 4.7 J/cm².

La muestra se coloca en un soporte que permite una sujeción rígida, asegurando que la superficie de la muestra se encuentre en el punto focal de la lente. Mediante un sistema óptico acoplado a la entrada de una fibra óptica de cuarzo, cuya entrada puede desplazarse respecto a la superficie de la muestra, se captura la emisión proveniente de una zona específica del plasma.

Todos los elementos del sistema se encuentran montados sobre una mesa óptica de pequeñas dimensiones, la cual a su vez se inserta de forma rígida en una maleta de plástico. De esta forma se logra un equipo portátil, con dimensiones de 40 x 20 x 15 cm y peso de 5 Kg. En la figura 3 se observa una fotografía del equipo, denominada MicroLIBS.

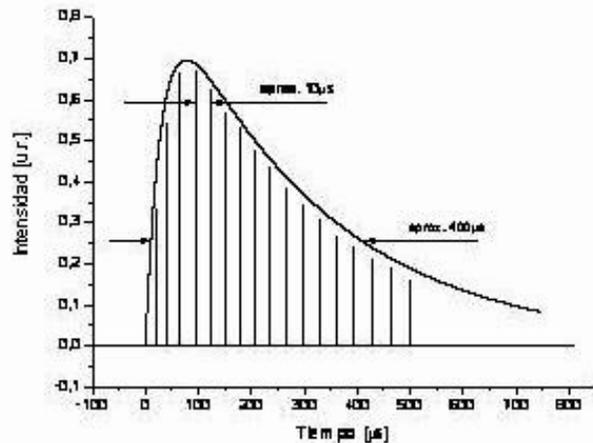


Figura 2. Esquema del tren de pulsos en régimen de Q:Switch pasivo.

Figura 3. Fotografía del sistema MicroLIBS. ▶



3 Resultados y discusión

Con el fin de establecer una comparación, el láser que se observa en el esquema experimental de la figura 1, se sustituye en un esquema análogo por un láser, también de Nd:YAG con Q:Switch electroóptico. En este caso, el pulso láser de energía de 0.14 J se focalizó en un área de 1 mm de diámetro, lográndose una fluencia de 4.6 J/cm², similar a la empleada en el esquema anterior, pero con una duración del pulso único de 20 ns.

En la figura 4, se observan los espectros capturados en ambos casos. Los espectros escogidos para ilustrar la

comparación, fueron obtenidos en muestras de espinas de Tuna, el fruto del Nopal. Como se puede apreciar, se identifican claramente varios picos asociados a la emisión de Calcio II, Oxígeno I e incluso una banda asociada a CN. Estos picos, al igual que el resto del espectro, tienen una señal más intensa y definida para el caso del sistema que aplica el tren de pulsos.

Estos resultados pueden explicarse a través de un proceso de varios pasos⁸. Inicialmente, se produce la absorción del primer pulso láser en la superficie de la muestra, con el consecuente sobrecalentamiento por encima del punto de fusión. Esto provoca la ablación explosiva de material, su ruptura y el rápido calentamiento de la atmósfera circundante, acompañado de una fuerte emisión electrónica. El flujo de vapor se expande y produce una onda de choque, la cual en su movimiento, arrastra tras de sí una zona de baja presión. La presión inicial se restablece unos 100 μ s después, según estimados experimentales⁹.

Al incidir los pulsos subsiguientes, separados entre sí por algunas decenas de microsegundos, las condiciones de interacción para estos son iguales a las del primero excepto por la presencia de la mencionada zona de baja presión y una emisión electrónica (ruido), mucho menor, pues en ese tiempo el flujo de electrones ha desaparecido. Por otra parte, la intensidad más elevada de las líneas, se explica por la excitación adicional que los pulsos subsiguientes producen en el vapor de material eyectado inicialmente. De esta forma, el empleo de trenes de pulso mediante un Q:Switch pasivo, permiten obtener intensidades de emisión más elevadas y una mejor relación señal ruido.

4 Conclusiones

Se desarrolló un equipo de LIBS compacto, portátil y de bajo costo relativo. El uso de un modulador pasivo de YAG:Cr como Q:Switch, permite simplificar el diseño y disminuir costos en comparación con Q:Switch electrónicos, siendo por otra parte un elemento más duradero que el LiF. La emisión de trenes de pulsos como medio excitador, contribuye a lograr una intensidad más elevada en la emisión de plasma y una mejora sustancial de la relación señal-ruido en comparación con sistemas de

monopulso.

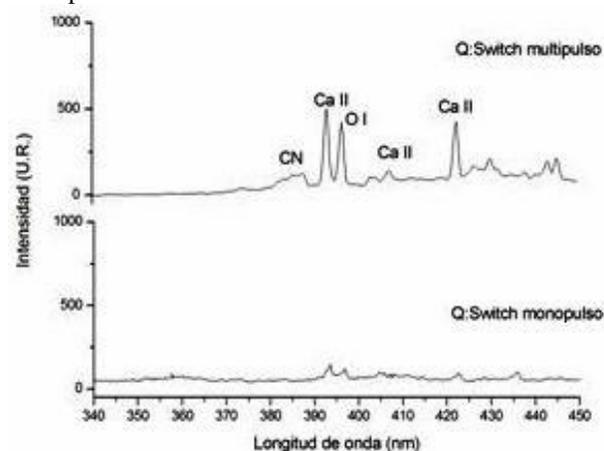


Figura 4. Espectros LIBS capturados en un sistema con láser de Q:Switch multipulso (arriba) y monopulso (abajo).

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por CONACYT.

Referencias

1. T. R. Loree, L. J. Radziemski and D.A. Cremers, "Laser Plasmas for Chemical Analysis", *Electro-Opt. Sys. Des.*, 18, 35, (1982).
2. D. A. Rusak, B.C. Castle, B.W. Smith, and J.D. Winefordner. *Crit. Rev. Anal. Chem.*, 27, 257, (1997).
3. K. Song, Y.I. Lee, and J. Sneddon, *Appl. Spectrosc. Rev.* 32, 183, (1997).
4. E. Tognoni, V. Palleschi, M. Corsi, and G. Cristoforetti, *Spectrochim. Acta, Part B* 57, 1115, (2002).
5. D. R. Anderson, C. W. McLeod, T. English, A. Trevos Smith. *Appl. Spectrosc.*, 49, 691, (1995).
6. D.J.O. Orzi, G.M. Bilmes. *Appl. Spectrosc.*, 58, 1475, (2004).
7. G. Galbacs, V. Budavari, Z. Geretovszky, *J. Anal. At. Spectrom.*, V 20, 974, (2005).
8. E. Zabello, V. Syaber, A. Khizhnyak, *Proc. SPIE*, V 5024, 220, (2003).
9. V. I. Konov, P. I. Nickitin, A. M. Prohorov, *Pisma v ZETF*, 39, 11, 837, (1992).



Abril 17-19, La Habana

Perforador de piel con detector de foco por barrera de luz

L. Ponce[†], M. Arronte, J. L. Cabrera^a, B. Lambert^a, T. Flores

CICATA-IPN, Altamira, Km 14,5 Carretera Tampico-Puerto Industrial; Altamira 89600, Mexico, guira_98@yahoo.com

a) IMRE-UH., Zapata y G, Vedado 10400, C. Habana, Cuba; chawy@imre.oc.uh.cu

[†]Autor para la correspondencia

Recibido el 1/02/2008. Aprobado en versión final el 14/07/2008.

Sumario. Se presenta un nuevo diseño de detector de foco para un perforador de piel con láser. Este equipo, diseñado para la toma de muestras de sangre sin contacto mecánico, consta de un láser de erbio pulsado y de un sistema de enfoque que debe garantizar el posicionamiento preciso de la superficie de la piel sobre el punto focal. El nuevo diseño está realizado mediante una barrera de luz cuya interrupción activa el disparo del láser para la obtención de la muestra.

Abstract. The new design of laser skin perforator with focal point detection by light wall is presented. The device permits the capture of blood samples without mechanical contact. Its include a pulse Er:YAG laser and a device to focalize the laser light on the skin surface. The new design contents a light wall with interruption by sample activate the laser shoot.

Palabras clave. Laser radiation biological effects of, 87.50.Hj, Laser-produced plasma, 52.50.Jm

1 Introducción

Recientemente, los autores han desarrollado una lanceta láser para la toma de muestras de sangre¹. Este equipo permite sustituir ventajosamente las lancetas metálicas, al disminuir el dolor y los riesgos de contagio durante la toma de muestras. En este caso, la sangre se obtiene utilizando un pulso láser, el cual logra limpiamente una perforación de varias decenas de micras, suficiente para que la sangre fluya al exterior sin necesidad de introducir cuerpos extraños que además de dolor pueden causar contaminación.

Un aspecto muy importante en la lanceta láser es la correcta determinación del punto focal. Si esta determinación es adecuada, se logra una perforación simétrica, se disminuye el dolor y se puede adquirir rápidamente la cantidad necesaria de sangre.

A diferencia de otros equipos similares donde el punto focal es determinado mediante dispositivos mecánicos²,

en nuestro diseño este proceso se realiza mediante un dispositivo óptico, lo cual permite garantizar una elevada esterilidad al eliminar todo contacto mecánico.

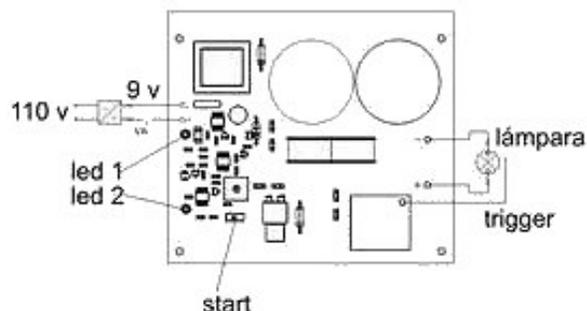


Figura 1. Esquema de conexión.

Este aspecto es de gran importancia en el análisis de sangre, tomando en cuenta la actual demanda de cuida-

dos extremos en impedir la propagación de enfermedades contagiosas durante los análisis. Por otra parte, el detector de punto focal como elemento de la lanceta debe cumplimentar requisitos como compacticidad y bajo costo, acoplándose de forma conveniente al diseño general.

Si bien el diseño presentado en trabajo anterior³, cumplimenta el requisito de la esterilidad, en cambio no siempre logra una perforación adecuada debido a la imprecisión en el posicionamiento de la superficie de la piel respecto al punto focal.

En el presente trabajo, mostramos un nuevo diseño de dispositivo para determinar el punto focal, que logra resolver el posicionamiento con la precisión requerida.

2. Desarrollo

La lanceta láser utiliza un láser de Er:YAG, que emite luz con longitud de onda de $2,94 \mu\text{m}$, en forma de pulsos de hasta 500 mJ de energía. Estos pulsos, convenientemente enfocados, son capaces de realizar una perforación en la piel humana con el objeto de obtener muestras de sangre.

La cavidad óptica del equipo se ha desarrollado utilizando un medio activo en forma de barra de Er:YAG de $5 \times 50 \text{ mm}$. Sobre las caras de esta barra, pulidas manteniendo el paralelismo entre ellas, se depositaron los espejos del resonador. Uno de ellos, de alta reflectancia, fue elaborado en forma de un recubrimiento de cobre. El segundo es el acoplador de salida, fue elaborado mediante capas de materiales dieléctricos y tiene una reflectancia del 50 %.

La integración de los espejos directamente sobre el medio activo, permiten obtener el máximo de compacticidad, mantener la alineación definitivamente, prescindir de soportes regulables caros e inestables a largo plazo y abatir los costos en una producción masiva.

El bombeo del medio activo se realiza mediante una lámpara de pulsos de xenón, cuya luz se concentra sobre la barra gracias a un reflector de cuarzo monolítico, recubierto externamente con una capa de plata.

En un extremo de la cavidad, se encuentra una lente de CaF_2 , material que transmite la longitud de onda de este láser con el mínimo de pérdidas.

Por su parte, la fuente de alimentación se desarrolló en forma de un circuito muy sencillo y compacto ($4 \times 6 \text{ cm}$). En esencia es una fuente conmutada que carga un capacitor de $500 \mu\text{F}$.

En la figura 1 se observa el diagrama de conexión que permite explicar el funcionamiento de la lanceta.

El equipo se monta en una caja de $60 \times 150 \times 150 \text{ mm}$. La conexión a red de 110 V se realiza mediante un acoplador que suministra los 9 V requeridos por la fuente. La conexión de la fuente con la lámpara, permite la descarga del capacitor y la generación del pulso de luz de excitación. Un interruptor (START), debe ser presionado para iniciar la carga del capacitor. La energía de carga, y en correspondencia la energía del pulso láser, se pueden controlar de forma continua mediante un poten-

ciómetro. La descarga se produce al oprimir nuevamente el interruptor START, que en este caso activa la descarga del trigger o pulso de ionización de alto voltaje.

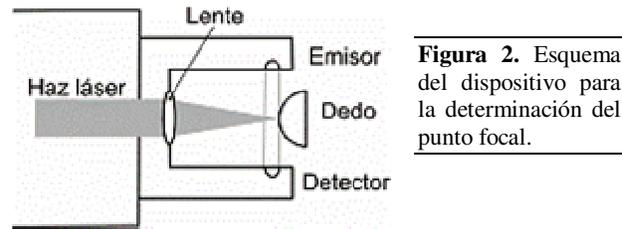
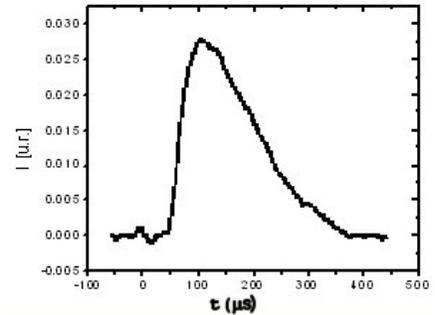


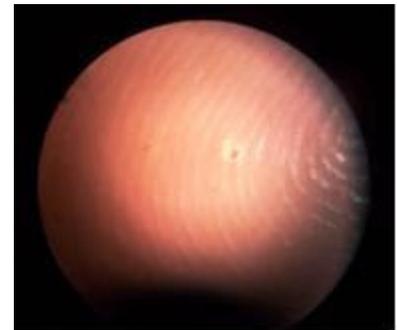
Figura 2. Esquema del dispositivo para la determinación del punto focal.

Figura 3. Oscilograma del pulso láser. ►



La necesidad de variar la energía de pulso surge a partir de la existencia de diferentes tipos y grosores de piel humana. De esta forma, en base a su experiencia, el analista podrá escoger la energía apropiada para cada caso. El rango de control de energía es de 270 a 500 mJ.

Figura 4. Fotografía de la perforación. ►



Una vez alcanzado el valor programado de energía de carga, si se oprime nuevamente el interruptor se produce un pulso láser, siempre que se cumpla la condición de punto focal. Esta condición se establece cuando la piel del paciente apenas interrumpa la barrera de luz que se establece entre un emisor (LED) y un receptor (Fototransistor), ubicados según el diseño que se muestra en la figura 2.



Figura 5. Proceso de toma de muestra de sangre. A la izquierda se muestra como se posiciona el dedo en la zona de incidencia. A la derecha el operario oprime el interruptor de disparo. El pulso láser será emitido en el momento en que la superficie del dedo interrumpa la barrera de luz en el punto focal.

Un aspecto importante tiene que ver con la seguridad del equipo. El láser va a disparar para obtener la perforación, únicamente en el momento en que la barrera de luz es interrumpida, en este caso por la piel del paciente. De esta forma se evita el riesgo de que la luz láser sea emitida accidentalmente al exterior.

El equipo permite obtener perforaciones de 40-60 μm de diámetro cuando se logra un adecuado posicionamiento de la piel respecto al punto focal. En la figura 3 se aprecian vistas del equipo durante el proceso de toma de muestras de sangre.

Como parte de la caracterización del equipo, fueron realizadas mediciones de energía y duración de pulso. La medición de energía fue realizada utilizando un medidor de energía LM-09 con detector piroeléctrico, suministrado por el CEADEN. La medición de duración de pulso se llevó a cabo con un osciloscopio TDS 1010 utilizando un fotodiodo PIN de Thorlabs modelo 201/579-7227. Para el máximo valor de energía de bombeo se logró una eficiencia del 3.1 %. El equipo permite disparar un máximo de dos pulsos por minuto.

En la figura 4 se observa el oscilograma de un pulso obtenido al máximo de energía de pulso. Se aprecia un ancho de pulso a media altura de aproximadamente 180 μs .

En la figura 5 se observa la fotografía de una perforación. Se aprecia la ausencia de desgarramiento y la no existencia de salida de sangre, resultado de una rápida cauterización de los vasos. Este proceso se produce en un término de algunas decenas de segundos después de realizada la perforación y constituye una ventaja adicio-

nal con respecto a la perforación que realiza una lanceta mecánica. El diámetro de la perforación que aparece en la fotografía es de 40 μm .

3 Conclusiones

La lanceta láser permite realizar la toma de muestras de sangre disminuyendo el dolor y los riesgos de contagio. El dispositivo para la determinación del punto focal mediante barrera de luz, permite una mayor seguridad en la operación, logra la toma de muestras eliminando completamente el contacto mecánico y permite la obtención de una perforación más limpia y menos dolorosa.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por el Fondo Mixto CONACYT-ISSTE.

Referencias

1. M. R. Burge, D. J. Costello, S. J. Peacock, y N. M. Friedman, *Diabetes Care* 21, 5, 871-873, (1998).
2. J. Welch, M. Motamedi, S. Rastegar, G. L. LeCarpentier y D. Jansen, *Photochemistry and Photobiology*, 53, 815-853, (1991).
3. "Laser Skin Perforator With Focal Point Detection", L. Ponce, M. Arronte, J. L. Cabrera, T. Flores, SPIE-Int. Soc. Opt. Eng. Proceedings of Spie – The International Society for Optical Engineering, V 6046, 604604, (2006).



Abril 17-19, La Habana

Láser de Nd:YAG con ancho de pulso variable para la remoción superficial de contaminantes

M. Arronte[†], L. Ponce, J. L. Cabrera^a, B. Lambert^a, T. Flores.

CICATA-IPN, Altamira, Km 14,5 Carretera Tampico-Puerto Industrial, Altamira 89600, Mexico, arronte@yahoo.com

a) IMRE-UH, Zapata y G, Vedado 10400, C. Habana, Cuba, bra10z@imre.oc.uh.cu

[†]Autor para la correspondencia

Recibido el 1/02/2008. Aprobado en versión final el 14/07/2008.

Sumario. Se presenta el prototipo de un láser de Nd:YAG con ancho de pulso variable en el rango 50 – 500 μ s. El equipo consta de una cavidad portátil para facilitar su aplicación industrial y una fuente de alimentación compacta de 3kW de potencia media. La regulación de ancho de pulso se realiza electrónicamente y permite optimizar la eficiencia en la eliminación de contaminantes superficiales.

Abstract. The prototype of a new Nd:YAG laser with variable pulse duration in 50-500 μ s range is presented. The device has a portable laser cavity in order to facilitate the manual application. The power supply is quite compact for a 3kW power unit. The pulse width regulation is performed electronically, allowing the optimization of contaminants ablation efficiency.

Palabras clave. laser impact on surfaces, 79.20.Ds, Lasers applications of, 42.62.-b

1 Introducción

Desde los primeros trabajos de Asmus¹, la limpieza de superficies con láser mostró importantes ventajas sobre las técnicas convencionales de remoción de contaminantes. Entre ellas podemos mencionar la preservación del relieve superficial del sustrato, la eliminación de reactivos químicos y medios abrasivos con sus consecuencias a largo plazo, la disminución de la carga contaminante y el consumo energético y finalmente la calidad y precisión del método².

En los trabajos desarrollados durante estos años, se demostró la conveniencia del empleo de pulsos muy cortos e intensos, que permiten la remoción de contaminantes mediante mecanismos de ablación bien establecidos. El láser de Nd:YAG en régimen de Q-Switch, se consolidó como el más utilizado por la elevada potencia y corta duración de los pulsos².

Aspectos negativos, que durante un número de años

limitaron la extensión de las aplicaciones; fueron la baja productividad y el elevado costo de los equipos. Por esos motivos, hasta fecha muy reciente el uso comercial se redujo a la limpieza de obras de arte, donde por razones obvias, se justificaba utilizar una técnica costosa y de baja productividad.

Recientemente, con la aparición de equipos de mayor potencia, fueron viables comercialmente las aplicaciones industriales³. Comenzó una rápida expansión en áreas como la limpieza de moldes, reactores, partes automotrices, dispositivos electrónicos y otras de carácter muy específico donde la preservación del relieve era un factor crucial. Algunas empresas comercializan equipos de uso específico con una productividad que permite la aplicación a escala comercial. Sin embargo, el costo de los equipos sigue siendo muy elevado lo cual limita seriamente el campo de aplicaciones que podrían alcanzarse.

Actualmente, los fabricantes de máquinas de limpieza láser utilizan láseres de uso general. Esto significa que

las fuentes de emisión láser que se utilizan son equipos desarrollados con un perfil amplio desarrollados por fabricantes de láseres. Para la máquinas de limpieza hasta el momento sólo se han utilizado equipos que operan en régimen de Q:Switch, que entregan pulsos cortos con duraciones entre 5 y 30 nanosegundos y energía entre 300 y 900mJ o sea potencia de pulso (de algunos MegaWatts) suficiente para conseguir la remoción de virtualmente cualquier material por ablación.

En general el criterio más utilizado para la remoción de capas contaminantes con este tipo de pulsos establece que a mayor espesor de la capa contaminante mayor energía o simplemente mayor número de pulsos. Algunos trabajos han mostrado que en efecto la ablación de los contaminantes puede ocurrir por la acción directa del pulso láser (a bajas energías de pulso) o asistida por la acción de la pluma generada a altas presiones y temperaturas (a altas energías de pulso)⁴.

Un enfoque diferente del proceso de interacción ha sido propuesto en trabajos recientes⁵. La duración del pulso láser se muestra como un parámetro crucial en la interacción, si construyéramos una gráfica de la densidad de energía umbral para remover un espesor dado de material contaminante v.s. duración del pulso láser encontraríamos un mínimo para la duración del pulso adecuada para la remoción de este espesor. En otras palabras podríamos decir que se trata de una interacción “resonante” entre el estímulo del pulso láser y el oscilador que sería la capa contaminante, con una masa proporcional a su espesor y densidad y una constante elástica proporcional a la densidad de energía umbral para la ablación. O sea, no necesariamente para eliminar un mayor espesor de contaminante basta con elevar la densidad de energía para conseguir una remoción eficiente, la ablación se hace más eficiente para pulsos mejor “acoplados” al sistema por su duración temporal y “velocidad” o razón de entrega de energía.

Esto implica la necesidad de desarrollar un sistema láser con ancho de pulso variable en un rango amplio de duraciones de pulso, sistema inexistente en el mercado.

En nuestro trabajo, hemos desarrollado un equipo para limpieza por medio de láser de Nd:YAG, con duración y frecuencia de pulsos variables, apropiado para la remoción de contaminantes de composición y espesor diversos.

2 Desarrollo experimental

Para el láser de Nd:YAG desarrollado en este trabajo se han habilitado dos regímenes de trabajo completamente diferentes que abren el rango de variación de la duración del pulso láser desde el rango de los nanosegundos en un caso hasta de decenas a cientos de microsegundo en el otro:

El primero, en régimen de Q:Switch, sustituyendo los dispositivos electro-ópticos de uso comercial por cristales de YAG:Cr+4, conocidos como moduladores pasivos. Este tipo de moduladores permite obtener no un

pulso único como los dispositivos electro-ópticos sino “trenes” de pulsos más largos manteniendo potencias pico muy elevadas. En este modo de trabajo, el ancho total del tren de pulsos es de aproximadamente 150 μ s, siendo el pulso formado por una serie de pulsos más pequeños de entre 10 y 30ns de duración. En este caso es crucial la conjugación entre la excitación, el por ciento de absorción del Q:Switch y el por ciento del espejo de salida del resonador óptico.

El segundo, consiste en trabajar en régimen de generación libre, donde la duración del pulso láser está acoplada temporalmente a la del pulso de la lámpara de bombeo. En este caso las duraciones de pulso típicas son de varios cientos de microsegundos. En los láseres comerciales, esta duración es fija, pues se determina por la descarga de una batería de condensadores a través de la lámpara. Para nuestro equipo, se desarrolló una fuente de alimentación con diseño original, que permite suministrar a la lámpara de bombeo pulsos de ancho controlable en un rango entre 50 y 500 μ s en pasos de 10 μ s. En correspondencia, esto permite que los pulsos de emisión láser puedan variar su duración en el mismo rango, opción que no poseen los láseres existentes en el mercado. Detalles del diseño de la fuente serán expuestos en próximo trabajo.

2.1 Emisor láser portátil. En la figura 1 se observa una fotografía del emisor láser. Esta parte del equipo fue diseñada buscando la mayor compacticidad y robustez posibles, que permitiesen su uso portátil por un operario.



Figuras 1 y 2. (Izq.) Cavity portátil del láser de limpieza; (der.) vista general del equipo.

En el emisor se encuentran los elementos ópticos que producen la emisión láser. Al centro de la figura se observa la cavidad donde se encuentran el elemento activo, formado por una barra de Nd:YAG:Ce de 5 x 100mm, la lámpara de bombeo de xenón y el reflector especular de cuarzo monolítico dopado con Cerio para absorber la componente ultravioleta de la emisión de la lámpara. La cavidad se enfría mediante circulación de por agua destilada proveniente del sistema de enfriamiento.

A la derecha de la cavidad se observa un bloque de aluminio que contiene el cristal de YAG:Cr+4 que se utiliza como Q:Switch. Este bloque permite conmutar el Q:Switch rotando la ubicación del mismo respecto a la posición del medio activo. El bloque se encuentra en contacto térmico con la cavidad para mantener el Q:Switch a la temperatura apropiada. Los espejos del re-

sonador se encuentran en los extremos del emisor, ubicados sobre soportes regulables. A la extrema izquierda se ubica una lente de enfoque a continuación de la cual se conecta un aditamento para la extracción de los gases que se generan durante el proceso de limpieza. A la extrema derecha se observa un aditamento plástico que permite sostener el emisor y donde se encuentra un interruptor para disparar el láser. Por la tapa inferior entra un conducto a través del cual llegan los cables de alimentación y las mangueras de enfriamiento.

2.2 Fuente de alimentación. El equipo consta de una fuente de alimentación conmutada formada por dos bloques: convertor CA/CD y unidad de disparo.

El convertor en esencia consiste en un circuito PFC (acrónimo en inglés para Power Factor Correction) utilizando un “driver” “L4981A” que controla una llave MOSFET. Este bloque está además dotado de un circuito para proteger el sistema y la línea cuando el bloque se conecta y los condensadores están completamente descargados. El convertor se encarga de mantener cargada una batería de condensadores de 6mF, al voltaje seleccionado por el microcontrolador (entre 300 y 500V).

La unidad de disparo contiene el circuito para el “trigger”, el “simmer” y el disparo de la lámpara. El circuito de “trigger” primeramente establece un potencial de aproximadamente 900 V en los bornes de la lámpara y a través de un transformador de ferrita conectado en serie con la lámpara, ioniza la lámpara mediante pulsos de alto voltaje. El “simmer” consiste en un circuito que establece una corriente continua a través de la lámpara de bombeo con el fin de llevarla a estado de conducción y permitir el trabajo a altas frecuencias de repetición de pulsos. La corriente del “simmer” se controla con una llave MOSFET y una inductancia en serie con la lámpara. Los pulsos de disparo en la lámpara en la lámpara se

controlan con 6 llaves IGBT en paralelo. Esto permite formar pulso de corriente en la lámpara con absoluto control. Las llaves IGBT se manejan desde el bloque de control.

2.3 Bloque de control. Este bloque permite realizar la programación de los parámetros y el control de las funciones del equipo. Está elaborado en base a un microprocesador y permite manejar las siguientes funciones: La energía del pulso a través del voltaje del Convertor, la frecuencia de los pulsos y su duración que se maneja desde las llaves IGBT.

Por otra parte el bloque de control posee funciones de protección como controles de temperatura en la fuente y en la cavidad láser y sensor de control de flujo de agua. Finalmente, el bloque posee una entrada RS232 que permite la programación y la modificación de los parámetros desde una computadora.

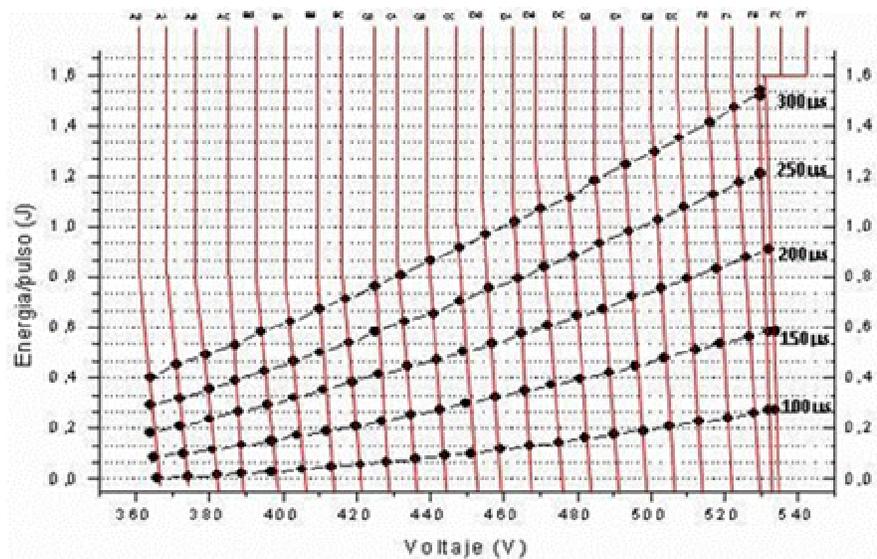
2.4 Sistema de enfriamiento. Contiene un sistema de circulación de agua destilada con filtrado y enfriamiento mediante intercambiadores de calor. A través de sensores de flujo y temperatura se mantiene informado al bloque de control del estado térmico de los diferentes módulos.

3 Caracterización

Una vez terminado el equipo se procedió a una caracterización de los parámetros de emisión.

La energía de pulso fue determinada mediante un medidor de potencia “LaserPoint” con detector piroeléctrico, mientras que la duración de pulso se midió utilizando un detector DET10C de Thorlabs conectado a un osciloscopio TDS 1010.

Figura 3. Dependencia de la energía de pulso respecto al voltaje de la batería de condensadores.



La energía de pulso se determinó para diferentes anchos de pulso y frecuencias de disparo. En la figura 3, se observa una gráfica donde se expone la dependencia de

la energía de pulso en función del voltaje a la salida del convertor CA/CD, para cinco duraciones del pulso láser entre 100 y 300μs. La pendiente de la curva para cada

duración del pulso láser no sigue un comportamiento cuadrático puesto que los pulsos de excitación no son perfectamente cuadrados y por otro lado el espectro de emisión de la lámpara es dependiente de la densidad de corriente en la descarga.

A partir de los resultados experimentales dicha eficiencia fue calculada, resultando de 2 y 2.6% correspondiendo los valores más altos de eficiencia a voltajes por encima de 480V, lo cual corresponde con valores reportados anteriormente para equipos similares.

En resumen el láser desarrollado posee los siguientes parámetros técnicos:

- Método de limpieza: Pulsos láser
- Potencia del láser: Regulable hasta 75W
- Ancho de pulso: Regulable entre 50 y 500 μ s
- Frecuencia de pulsos: Regulable hasta 100pps
- Volumen: 40 x 90 x 85cm
- Peso: 90kg
- Consumo eléctrico: 3.3kW (máximo, incluye sistema de enfriamiento)

4 Conclusiones

Se desarrolló un nuevo láser de Nd:YAG para limpieza de superficies con ancho de pulso variable en dos regímenes. El equipo alcanza una eficiencia del 2.6% com-

parable a equipos similares, habiéndose desarrollado a un costo muy inferior.

El empleo de un emisor láser compacto permite el uso como dispositivo portátil, mientras que la regulación de ancho de pulso permite una mayor versatilidad al remover diferentes espesores y tipos de contaminante.

Agradecimientos

Este trabajo fue apoyado por el Fondo Mixto CONACYT-Gobierno del Estado de Tamaulipas.

Referencias

1. Asmus J. F., Int. Science Review, V12, 171-210, (1987).
2. Watkins K. G., Proc. NATO ASI laser processing: Surface and Film Deposition, Sesimbra, Portugal, July 3-16, (1994).
3. Kochan, A., Industrial Robot, V28, 2, 112-13, (2001).
4. Lu Y. F., Song W. D., Lukyanchuk B. S., Hong M. H., Zheng W.Y., Laser-Solid Interactions for Materials Processing, Symposium, Warrendale, PA, USA, pp. J1.4.1-12.. (Materials Research Society Symposium Proceedings Vol.617) (2000).
5. Arronte M, Neves P, Vilar R, Lazaro y L S. Modelling of laser cleaning of metallic particles on silicon substrates. 2003 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe (IEEE Cat. No.03TH8666). pp. 561 (CLEO/Europe 2003).



Abril 17-19, La Habana

Determinación de la profundidad de penetración térmica en sangre

Suren Stolik^a, José A. Delgado^a, Arllene M. Pérez^b, Lorenzo Anasagasti^c.

a) Centro de Aplicaciones Tecnológicas y Desarrollo Nuclear (CEADEN); ssolik@ceaden.edu.cu

b) Universidad Popular Autónoma del Estado de Puebla. Puebla. México

c) Instituto Nacional de Oncología y Radiobiología. 29yF. Vedado CP10400, C.Habana, Cuba

Recibido el 1/2/08. Aprobado en versión final el 1/09/2008.

Sumario. La radiación óptica está siendo ampliamente aplicada en el tratamiento y diagnóstico de diversas patologías y se ha expandido a diferentes campos de la medicina. Uno de los aspectos más importantes para comprender correctamente la interacción de la luz con los tejidos, es una correcta caracterización óptica de los mismos. En los casos donde la densidad de potencia de la radiación incidente es suficientemente alta (como en la Terapia Fotodinámica), se requiere también del conocimiento de las propiedades térmicas del tejido porque el incremento de la temperatura puede ser significativo y pudiera influir en los efectos terapéuticos del tratamiento. Se ha determinado la penetración térmica de la sangre humana aplicando el modelo de difusión, aproximación de la ecuación de transferencia radiativa. Se presentan y discuten la instalación experimental y los resultados obtenidos.

Abstract. Optical radiation is increasingly applied in the treatment and diagnosis of different pathologies and it has been extended to different fields of medicine. One of the most important aspects in order to fully understand the interaction of the light with tissues is their correct optical characterization. In those cases where the power density of the incident light is sufficiently high (as in Photodynamic Therapy), it is also needed the knowledge of the thermal properties of the tissue because the temperature rise could be significant and it could play a role in the therapeutic effects of the treatment. The thermal penetration depth of human blood has been measured applying the diffusion approximation of the radiative transfer equation. The results and the experimental setup are presented and discussed.

Palabras clave. Light effects on biological systems, 87.50.W-, Light absorption and transmission, 42.25.Bs

1 Introducción

La aplicación de la radiación óptica en el tratamiento y diagnóstico de diversas patologías se ha extendido en las últimas décadas. Este hecho ha provocado el aumento del número de investigaciones para desarrollar modelos que describan de manera más precisa la interacción de la luz con el tejido biológico. La descripción matemática de esta interacción se puede realizar de dos formas, por el método analítico partiendo de las ecuaciones de Maxwell o con la teoría de transporte que se basa en transporte de la energía radiativa a través del medio¹. El método analítico resulta extremadamente complejo, por lo que la Teo-

ría de Transporte es la más utilizada para la descripción de estos procesos y dentro de la misma se han desarrollado varias aproximaciones dependiendo de las propiedades del medio.

La ley de Grotthus-Draper plantea que no habrá efecto provocado por la acción de la luz si no ocurre la absorción; o sea, solo podremos esperar un efecto fotoinducido después de la absorción del fotón por los cromóforos. Existen tres efectos básicos fotoinducidos: el foto-térmico, el fotoquímico y el fotomecánico. En general estos efectos coexisten, pero los modelos deben tomar en cuenta solo el o los efectos dominantes en el caso a estudiar².

Uno de los aspectos más importantes para comprender esta interacción es la correcta caracterización de los parámetros ópticos de los tejidos³. En aquellas aplicaciones donde la densidad de potencia es suficientemente alta, como en el caso de la Terapia Fotodinámica⁴, se necesita también el conocimiento de las propiedades térmicas de los tejidos porque el incremento local de temperatura puede ser significativo y este estado de hipertermia local pudiera tener un papel determinante en los efectos terapéuticos alcanzados en el tratamiento potenciando el efecto fotoquímico. Asimismo, existen nuevos tratamientos basados en el incremento de la temperatura inducida por la radiación óptica como son la hipertermia fotoinducida y la fotosoldadura de tejidos.

En este trabajo mostramos el resultado obtenido tras habernos propuesto determinar la profundidad de penetración térmica en sangre humana.

2 Materiales y métodos

2.1 Modelo teórico. Para obtener un modelo que represente la distribución del incremento de temperatura fotoinducido, o sea, la ecuación de conducción del calor; debemos considerar que:

El vector de flujo de calor \vec{j} está orientado en la dirección del mayor decrecimiento de la temperatura,

$$\vec{j} = -k\nabla T \quad (1)$$

y su variación está dada por la expresión,

$$\text{div} \vec{j} = -\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + q, \quad (2)$$

donde se consideraron las propiedades del medio (ρ es la densidad del tejido, c el calor específico, k es la conductividad térmica) y la densidad de fuentes de calor q .

En general, los tejidos vivos presentan determinado grado de vascularidad que transporta parte de la energía absorbida en un volumen por el flujo sanguíneo. Esto introduce un término negativo en la densidad de fuentes de calor igual a $(-\rho c Q T)$. El otro término depende de la cantidad de energía de la radiación óptica absorbida ($\beta \phi$), β es el coeficiente de absorción óptico y ϕ es la distribución espacial del ritmo de fluencia de la radiación óptica.

De las ecuaciones (1) y (2) obtenemos la ecuación de conducción del calor:

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\chi} \frac{\partial T}{\partial t} - Q \frac{\rho c}{k} T = -\frac{\beta}{k} \phi, \quad (3)$$

donde χ es la difusividad térmica ($\chi = k/\rho c$) y definiendo la profundidad de penetración térmica δ_T ,

$\delta_T^2 = k/\rho c Q = \chi/Q$, obtenemos la expresión:

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\chi} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{T}{\delta_T^2} = -\frac{\beta}{k} \phi \quad (4)$$

Para buscar la solución de la ecuación (4), debemos definir el ritmo de fluencia de la luz. La expresión que utilizaremos en este modelo se obtiene en la aproximación de difusión de la teoría de transferencia radiativa.

Para el caso unidimensional del semiplano infinito y estacionario, donde no hay variación en el tiempo de la densidad de potencia de la radiación incidente, la solución del ritmo de fluencia tiene la forma siguiente:

$$\phi = \phi_0 \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \quad (5)$$

donde δ es la profundidad de penetración óptica y ϕ_0 es el ritmo de fluencia en la superficie irradiada y que para el caso de un medio predominantemente dispersivo como la mayoría de los tejidos, se puede expresar de la siguiente forma:

$$\phi_0 = 2(1 + \Gamma_d) I_0 \quad (6)$$

donde Γ_d es el coeficiente de reflexión difusa con valor en el rango 0,2 – 0,5 e I_0 es la densidad de potencia incidente.

Si los tiempos de exposición a la radiación óptica son comparables al tiempo de relajación térmica del tejido, entonces se puede analizar un caso estacionario y la solución de la ecuación de conducción del calor (4) considerando (5) y (6) se escribirá como:

$$\Delta T = \frac{(1 - \Gamma) I_0}{\delta k \left(\frac{1}{\delta^2} - \frac{1}{\delta_T^2} \right)} \left[\frac{\delta_T}{\delta} \exp\left(-\frac{x}{\delta_T}\right) - \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \right] \quad (7)$$

donde $\Delta T(x)$ es la distribución del incremento de la temperatura en el tejido.

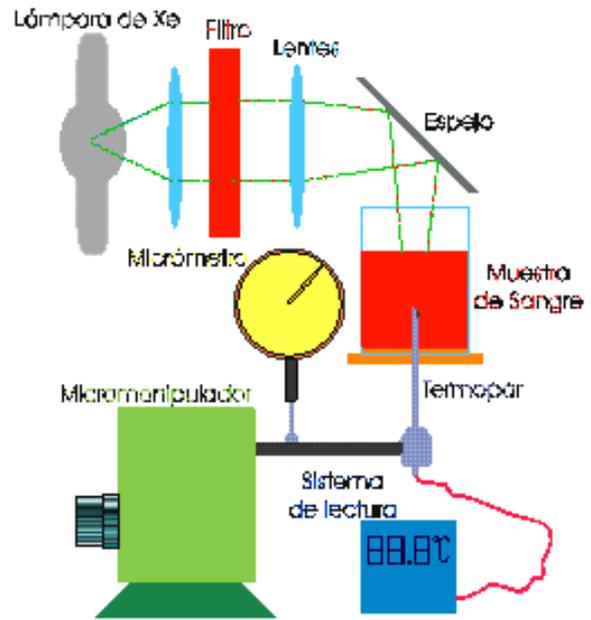


Figura 1. Instalación experimental

2.2 Instalación experimental. Para la medición experimental de la distribución de la temperatura en la sangre, a partir de la cual calcularemos la profundidad de penetración térmica, se utilizó una instalación similar a la presentada en la figura 1.

El sistema se diseñó para obtener un área de iluminación de 4 cm^2 , con un ancho de banda de 70 nm centrado en 630 nm y con una densidad de potencia incidente de 200 mW/cm^2 . Se construyó un sensor de temperatura utilizando un termopar de NiCr- NiAl (tipo K) insertado dentro de un capilar de vidrio. La lectura de la temperatura se realizó con un termómetro digital con una precisión de $0,1 \text{ K}$. El sensor se desplazó en profundidad dentro de la muestra con un micromanipulador acoplado a un reloj de carátula con precisión de $0,01 \text{ mm}$.

Las condiciones del experimento fueron escogidas de manera que siempre se cumplieran las aproximaciones del modelo escogido. Las mediciones se realizaron en la zona donde se cumple el modelo de difusión, o sea, a profundidades mayores a la profundidad de penetración óptica. Asimismo, el haz de incidencia es suficientemente ancho para que se cumpla el modelo unidimensional. Los tiempos de medición satisfacen la condición de que la distribución térmica sea un proceso estacionario.

2.3 Cálculo de la profundidad de penetración térmica de la sangre. Determinamos el valor de la profundidad de penetración térmica δ_T a partir de la ecuación de la distribución del incremento de la temperatura (7). La solución la encontramos de forma gráfica. Definimos las funciones F_1 y F_2 dependientes de δ_T :

$$F_1 = T(x)k\delta \left(\frac{1}{\delta^2} - \frac{1}{\delta_T^2} \right);$$

$$F_2 = (1-\Gamma)I_0 \left[\frac{\delta}{\delta_T} \exp\left(-\frac{x}{\delta_T}\right) - \exp\left(-\frac{x}{\delta}\right) \right]$$

Los valores de incremento de temperatura en función de la profundidad en el tejido $T(x)$ son medidos experimentalmente luego de garantizar que la temperatura alcance el estado estacionario. El valor de la profundidad de penetración óptica para la sangre para esta longitud de onda es de $0,2 \text{ mm}$ (ver [3]).

El intercepto de estas en el gráfico corresponde al valor de la profundidad de penetración térmica. Esta solución es encontrada para cada posición del sensor y después procesada estadísticamente. En la figura 2 se muestra como ejemplo la solución para una profundidad de $8,5 \text{ mm}$.

3 Resultados.

A partir de la solución (7) podemos modelar la distribución térmica en el tejido. En la figura 3 se representa dicha distribución para una densidad de potencia de $I_0=200 \text{ mW/cm}^2$, que incide sobre un tejido ideal que presenta los siguientes parámetros $\delta=2 \text{ mm}$, $\delta_T=7 \text{ mm}$, $k=0,35 \text{ W/mK}$, $\Gamma=0,5$. Estos valores fueron seleccionados alrededor de los valores medios para estos parámetros en los tejidos humanos. Podemos observar que el estado de hipertermia moderada ($>41^\circ$) se alcanza en una zona bastante extensa ($\sim 10 \text{ mm}$).

La distribución térmica obtenida experimentalmente en una de las muestras de sangre (puntos) se presenta en

la figura 4. Tras procesar los datos de las mediciones y haber obtenido el valor de la profundidad de penetración térmica en la sangre de $\delta_T = 3.7 \pm 0.2 \text{ mm}$ y sustituyendo el valor de los parámetros del tejido y de la radiación incidente en la ec. (7) obtenemos la curva del modelo propuesto que se muestra en la figura 4 (línea).

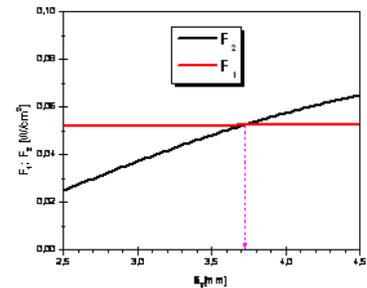


Figura 2. Solución gráfica para la profundidad de penetración térmica en sangre para $x=8,5 \text{ mm}$.

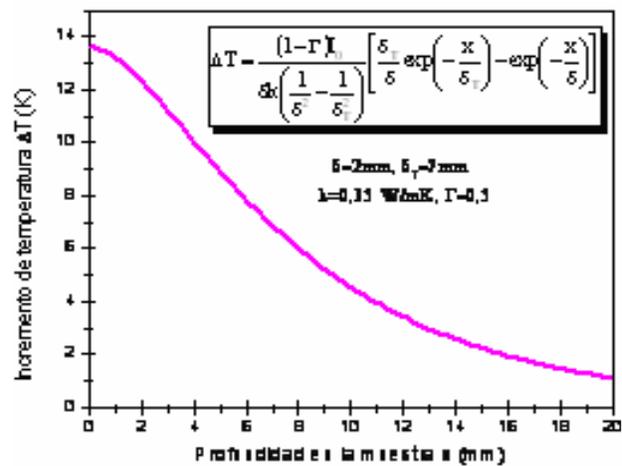


Figura 3. Modelación de la distribución del incremento de la temperatura en profundidad según el modelo propuesto.

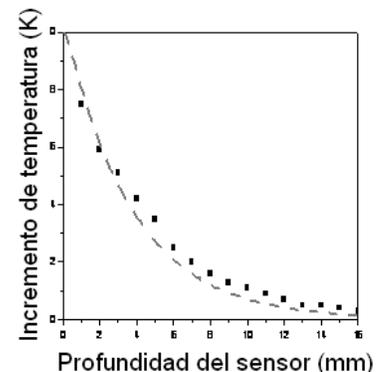


Figura 4. Distribución espacial de la temperatura. Los puntos corresponden a los datos experimentales de una de las mediciones. El modelo propuesto [ec. (7)] describe una distribución descrita por la línea.

4 Conclusiones

El método propuesto y utilizado para la medición de la profundidad de penetración térmica muestra muy buena coincidencia entre la distribución térmica teórica según el modelo y la distribución medida experimentalmente. Esto confirma la validez de la profundidad de penetración térmica reportada.

Este método puede ser extendido para la caracterización de la profundidad de penetración térmica de otros tejidos, lo que posibilitará evaluar el incremento de temperatura fotoinducido.

Obtenido el valor de la profundidad de penetración térmica de la sangre, podemos afirmar que en los casos donde la densidad de potencia y el área irradiada sean suficientemente grandes los efectos térmicos fotoinducidos se observan a profundidades mucho mayores en comparación con la profundidad de penetración de la luz ($\delta_T = 3,7\text{mm} \gg \delta = 0,2\text{mm}$)

5 Referencias

1. A. Ishimaru, Wave Propagation and Scattering in Random Media, References Academic Press, New York, (1978).
2. Biomedical Photonics Handbook. Ed. Tuan Vo-Dinh. ISBN 0-8493-1116-0. CRC Press. (2003).
3. S. Stolik, J. A. Delgado, A. Pérez and L. Anasagasti. "Measurement of the penetration depths of red and infrared light in human "ex vivo" tissues". Journal of Photochemistry and Photobiology B: Biology 57 pp.90-93. (2000).
4. Y. Niamien Konan, R. Gurny, E. Allemann, State of the art in the delivery of photosensitizers for photodynamic therapy, J. Photochem. Photobiol. B Biol. 66, 89–106, (2002)