

SOLUCIÓN DEL PROBLEMA DIRECTO DE INCLUSIONES EN MEDIOS TURBIOS USANDO SIMULACIONES DE MONTE CARLO IMPLEMENTADAS EN GPU

MARIA VICTORIA WAKS-SERRA, NICOLÁS CARBONE, HECTOR GARCIA, PAMELA PARDINI, H. O. DI ROCCO, D. I. IRIARTE, J. A. POMARICO Y H. F. RANEA-SANDOVAL

Instituto de Física "Arroyo Seco", Facultad de Ciencias Exactas, U.N.C.P.B.A., Tandil, Argentina y CONICET.

La propagación de luz infrarroja (IR) en medios turbios es de gran interés en óptica por sus aplicaciones biomédicas. Esta técnica es capaz de dar información tanto de la localización de lesiones, como también de su composición. El objetivo final es poder hallar la distribución de inhomogeneidades (lesiones) en tejidos a partir de múltiples imágenes obtenidas en forma no invasiva. Este problema, denominado inverso, es de extrema complejidad debido a que la difusión de la luz en los tejidos elimina casi en su totalidad la información espacial. Si bien existen algunas propuestas de solución, es siempre necesario poder comparar los resultados con situaciones conocidas (problema directo). Por su parte los modelos teóricos para medios no homogéneos, más allá de algunos casos particulares, no han sido desarrollados. Este trabajo presenta una variante de cálculo de Monte Carlo (MC) por medio de Unidades de Procesamiento Gráfico (GPU) utilizadas como aceleradoras gráficas 3D, concebidas y desarrolladas para el procesamiento paralelo de datos. Debido a que las simulaciones de MC para el problema planteado son altamente paralelizables (cada fotón es independiente de todos los otros), es posible reducir los tiempos de cálculo en varios órdenes de magnitud. De este modo es posible usar un gran número de estas simulaciones para comparar sus resultados con los experimentos, y obtener así el conjunto de parámetros ópticos que mejor ajusta al experimento, en una suerte de método inverso. Presentamos el ejemplo de un cilindro de Resina Plástica inmerso en un medio turbio con propiedades ópticas similares a las de los tejidos biológicos

Palabras Claves: medios turbios, infrarrojo cercano, tejidos, Monte Carlo

The study of Infrared Light propagation in turbid media is of great interest because of its biomedical applications. This technique can provide information about both, lesions location and composition. The final goal is to find the distribution of inhomogeneities in tissues starting from a set of images obtained non - invasively. This is known as the inverse problem and it is extremely complex, since Light diffusion in tissues eliminates the spatial information. Even though it exist some proposals to solve the inverse problem, it is always necessary to compare results with known situations (direct problem). Additionally, apart from some special case, theoretical models have not been developed yet. This work presents a new approach of Monte Carlo calculations based in Graphics Processing Units (GPU), which are used in video games cards and which have been developed and optimized for parallel processing. Since in MC simulations each photon is independent of all others launched, they can be parallelized, and thus, using GPU's can reduce calculation times in several orders of magnitude. In this way, it is possible to generate many simulations with different optical parameters in a reasonable time and to compare them to experiments. The set of parameters that best fit the experiments is thus the desired one. We present, as an example, the case of a plastic resin cylinder immersed in a turbid medium with optical properties similar to biological tissue.

Key Words: turbid media, near infrared, tissue, Monte Carlo

I. INTRODUCCIÓN

Actualmente algunas investigaciones sobre diagnóstico médico están orientadas a la obtención de imágenes con radiación en el rojo y en el infrarrojo cercano (NIR)^(1,2,3). La propagación de luz NIR a través de los tejidos biológicos es muy compleja y es la principal dificultad para utilizar este tipo de radiación como una herramienta de diagnóstico no invasivo en la detección de tumores y otras anomalías inmersas en tejidos. Particularmente, el intenso scattering que sufre la luz al atravesar los tejidos produce una imagen con calidad muy deteriorada y pobres detalles estructurales. Si bien existen técnicas que podrían mejorar el contraste y la resolución espacial de las imágenes obtenidas, siguen siendo las imágenes de rayos X los que poseen mejor resolución espacial. Sin embargo, la ventaja de las técnicas ópticas es que permiten obtener información funcional de los tejidos (composición, oxigenación, vascularización, etc.) que complementa a las imágenes obtenidas con otras modalidades.

El proceso del transporte de luz en tejidos puede ser descrito a partir de las ecuaciones de Maxwell o de la teoría de transporte. En el primer caso es muy difícil y complicado obtener la información sobre la interacción de la luz teniendo en cuenta las propiedades dieléctricas fluctuantes del medio. Por lo tanto, es la teoría de transporte la que permite estudiar la propagación de la luz en estos medios altamente difusivos. Sin embargo, hay pocos casos especiales en los cuales esta ecuación tiene soluciones analíticas. La aproximación difusiva es la más ampliamente usada en el campo de la bio-óptica; supone que los procesos de scattering dominan sobre los procesos de absorción y modela la propagación de la luz con una ecuación difusiva. Esta constituye la base teórica de la mayoría de los estudios sobre la migración de fotones e imágenes en tejidos ópticamente gruesos. En este contexto, un medio dispersivo de este tipo está caracterizado por tres constantes, el coeficiente de

absorción, μ_a , el coeficiente reducido de scattering, μ'_s , y el índice de refracción, n .

Existen diferentes técnicas para medir las propiedades ópticas de estos medios, a saber: resueltas en tiempo, moduladas en frecuencia y en estado estacionario u onda continua (CW). La técnica resuelta en tiempo se basa en el efecto que sufre un pulso de luz ultracorto proveniente de una fuente isótropa cuando atraviesa un medio dispersivo como ser un tejido biológico. Dicho pulso, que representa la distribución de tiempo de vuelo de los fotones, resulta deformado temporalmente. A partir del análisis del cambio en la forma del pulso temporal es posible obtener información sobre las características ópticas del tejido.

Las mediciones pueden realizarse tanto en reflectancia difusa (excitación y detección sobre la misma cara del medio difusivo) como en transmitancia (detección sobre la cara opuesta). Para el caso de la reflectancia difusa, a medida que la separación entre fuente y detector aumenta, los pulsos detectados se ensanchan porque han penetrado más profundamente en el medio a estudiar. Los caminos más probables de los fotones definen volúmenes dentro del medio, conocidos en la literatura como "photon hitting density" o "banana", de acuerdo a su forma. Para el caso de la transmitancia, las trayectorias más probables forman un huso que conecta la fuente con el detector.

Por otro lado, las simulaciones de Monte Carlo (MC), en las cuales los fotones son rastreados mientras se propagan en el interior de un medio difusivo, son establecidas como herramientas básicas para validar los modelos simples en los problemas de difusión. Estas permiten simular los procesos en cualquier geometría de experimentos, variando los parámetros y estudiando situaciones complejas sin usar ninguna aproximación. La mayores desventajas de los cálculos de MC son dos: sólo permiten explorar el problema directo y, principalmente, insumen mucho tiempo de cálculo.

Este trabajo presenta los resultados de un algoritmo muy rápido para simular la propagación de fotones en medios turbios que contienen inhomogeneidades, utilizando una unidad de procesamiento gráfico (GPU) en lugar de una CPU y está basado en CUDA (Computer Unified Device Architecture).⁽⁴⁾ De este modo es posible usar un gran número de estas simulaciones para comparar sus resultados con los experimentos, y obtener así el conjunto de parámetros ópticos que mejor ajusta al experimento, en una suerte de método inverso.

II. Modelo Teórico para Sistemas Homogéneos

La aproximación por difusión (DA) de la ecuación de transferencia radiativa (RTE) es un modelo ampliamente usado para describir la migración de fotones en medios altamente difusivos⁽⁵⁾. En particular, para una fuente

isotrópica y para $\mu'_s \gg \mu_a$ la DA independiente del tiempo es

$$D\nabla^2 U(r) + \mu_a U(r) = E(r), \quad (1)$$

siendo $U(r)$ la intensidad difusa promedio, $E(r)$ el término de la fuente y $D = 1/(3\mu'_s)$ el coeficiente de difusión.

Consideremos una tajada (slab) de espesor s de un medio difusivo homogéneo sin inclusiones o inhomogeneidades inmersas, con dimensiones laterales mucho mayores que el espesor para minimizar los efectos del contorno. En este esquema se supone un estrecho pulso de luz colimado que incide normalmente a la superficie del slab difusivo de espesor s ; el pulso puede ser descrito por una función delta de Dirac centrada en $x = y = 0$, $z = 1/\mu'_s$ en el tiempo $t = 0$.

El origen del sistema de coordenadas es elegido en el punto en el cual la luz entra en el medio, y el eje z a lo largo de la dirección de propagación del haz colimado. En las superficies planas del slab ($z=0$ y $z=s$) la distancia desde un punto cualquiera desde el eje z se indica con $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Las expresiones generales para la transmitancia difusa $T(s, \rho, t)$ y la reflectancia $R(s, \rho, t)$ fueron obtenidas anteriormente por Contini et al⁽⁶⁾. Ambas expresiones son muy similares, entonces, suponiendo un slab con un coeficiente de scattering reducido μ'_s y coeficiente de absorción μ_a resulta, para cada fotón incidente, expresado en $\text{s}^{-1}\text{m}^{-2}$

$$T(s, \rho, t) = \frac{\exp(-\mu_a vt - \frac{\rho^2}{4Dvt})}{2(4\pi Dvt)^{3/2} t^{3/2}} \times \quad (2)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} [z_{1m} \exp(-\frac{z_{1m}^2}{4Dvt}) - z_{2m} \exp(-\frac{z_{2m}^2}{4Dvt})]$$

y

$$R(s, \rho, t) = -\frac{\exp(-\mu_a vt - \frac{\rho^2}{4Dvt})}{2(4\pi Dvt)^{3/2} t^{3/2}} \times \quad (3)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} [z_{3m} \exp(-\frac{z_{3m}^2}{4Dvt}) - z_{4m} \exp(-\frac{z_{4m}^2}{4Dvt})],$$

siendo $v = c/n$ la velocidad de la luz en el interior del medio difusivo con índice de refracción n . Además,

$$z_0 = 1/\mu'_s,$$

$$z_{1m} = s(1 - 2m) - 4mz_e - z_0,$$

$$z_{2m} = s(1 - 2m) - (4m - 2)z_e + z_0,$$

$$z_{3m} = -2ms - 4mz_e - z_0,$$

$$z_{4m} = -2ms - (4m - 2)z_e + z_0$$

y z_e la distancia extrapolada desde la superficie de incidencia para la cual se anula la intensidad difusa, $U(r)$.

III. Experimentos y Métodos de Análisis de Datos

Determinación de las propiedades ópticas

Las propiedades ópticas μ_a y μ'_s fueron derivadas del ajuste de las distribuciones de tiempos de vuelo de los fotones (DTOF) obtenidas por conteo de fotones (TCSPC). Estas fueron ajustadas de acuerdo a la ecuación (2) por el método de Levenberg - Marquardt luego de ser convolucionadas con la función instrumento.

Como primer paso se preparó un fantoma líquido (medio "huésped") con una mezcla (3:1) agua y leche entera homogeneizada con tinta china diluida en agua destilada (concentración 1×10^{-5}) como absorbente. Esta mezcla se colocó en una cubeta de vidrio (altura = 24 cm, ancho = 24 cm, profundidad = 3 cm).

El sistema experimental se muestra en la Figura 1. Se usó una fuente láser de diodos de picosegundos (BHL700, Becker & Hickl GmbH, Germany) que emite pulsos en $\lambda = 786$ nm de duración de 70ps de duración a 50 MHz. Un tubo fotomultiplicador (PMC-100, Becker & Hickl GmbH, Germany) se utilizó para detectar fotones. La distribución de tiempo de vuelo de los fotones (DTOF) fue registrada con una placa de conteo de fotones (SPC130, Becker & Hickl GmbH, Germany).

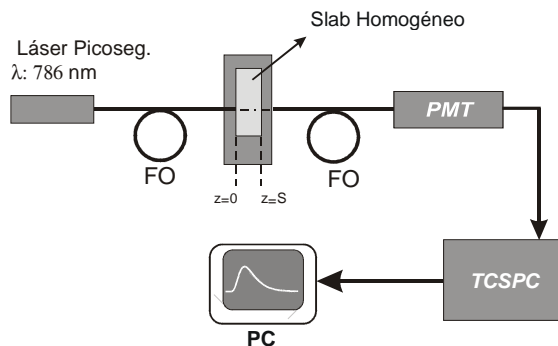


Figura 1. Dispositivo experimental para las medidas de las propiedades ópticas por detección por Conteo de Fotones Correlacionado en el Tiempo (TCSPC).

La luz emitida por la fuente láser fue acoplada a una fibra de 400 μm diámetro que se colocó en contacto con una de las caras de la cubeta y enfrentada en el mismo eje con la fibra óptica de detector de 8 mm de diámetro. De esta manera se obtuvieron los perfiles DTOF en transmitancia (Figura 2).

De la misma forma se midieron las propiedades ópticas de un bloque de resina plástica (altura = 15 cm, ancho = 12 cm, espesor = 2.5 cm). Se obtuvieron los perfiles DTOF para el caso en el que la fibra de la luz incidente y la fibra de detección están en el mismo eje y luego,

alejando la fibra del detector de dicho eje, y obtener de a diferentes distancias entre la fuente y el detector.

Para medir la función respuesta del instrumento se colocaron enfrentadas las fibras de la fuente y el detector en una caja cerrada de 6 cm de longitud de camino óptico.

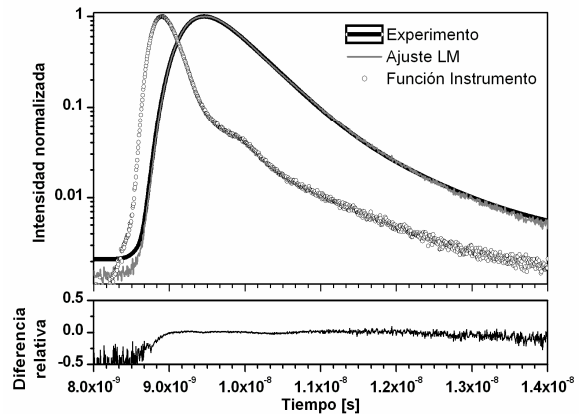


Figura 2. Perfil de DTOF para el fantoma líquido (medio "huésped"), el perfil DTOF de la función instrumento y el ajuste por Levenberg-Marquardt.

Se supuso el índice de refracción igual a 1.346 que es el del agua, teniendo en cuenta que este elemento es el mayor componente del huésped. Los valores para la dilución de leche agua y tinta utilizada como medio homogéneo resultaron $\mu'_s = 9.45 \text{ cm}^{-1}$ y $\mu_a = 0.071 \text{ cm}^{-1}$ con un error relativo porcentual del 10%.

Para el caso de la resina plástica los valores de las propiedades ópticas que se obtuvieron por este método resultaron $\mu'_s = 10.8 \text{ cm}^{-1}$ y $\mu_a = 0.032 \text{ cm}^{-1}$, con el mismo error relativo porcentual.

Transmitancia en Onda Continua con Inclusión

Los experimentos de transmitancia en onda continua se realizaron en la cubeta con el medio huésped ya caracterizado al que se le introdujo una varilla cilíndrica de una resina plástica de 6 mm de diámetro y 20 cm de largo. El medio huésped, conjuntamente con la inclusión, conforman el fantoma en sí. La iluminación fue provista por un láser de onda continua de 10 mW operando en una longitud de onda $\lambda = 830$ nm y las imágenes fueron registradas por una cámara CCD de 14 bits y 768 x 512 (horizontal x vertical) pixeles y acumuladas en una PC. Una lente zoom fue usada para alcanzar la magnificación deseada. La Figura 3 muestra un esquema experimental de la situación y en la Figura 4 se muestra una imagen típica de la transmitancia para un medio difusivo.

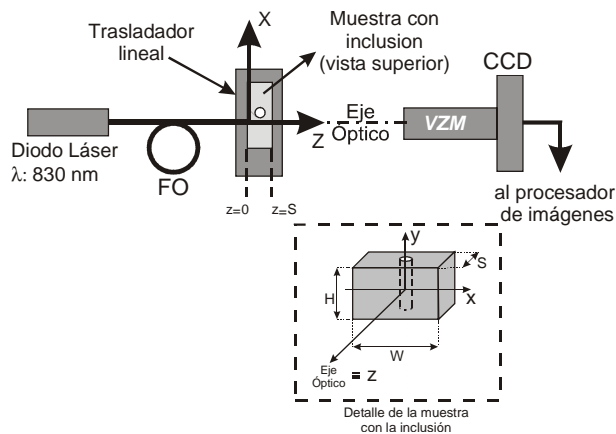


Figura 3. Dispositivo experimental para los experimentos en Transmancia, en el recuadro inferior derecho de la figura se esquematiza en detalle la muestra del slab con la inclusión.



Figura 4. Imagen típica que resulta del registro con la CCD en los experimentos de transmancia en CW.

Método de análisis de los resultados

Para seleccionar el mejor conjunto de parámetros ópticos, y basados en la velocidad de cálculo de MC implementado en GPU, se realizaron diversas simulaciones y se compararon los resultados con los experimentos.

Al tratar de comparar las imágenes de transmancia obtenidas experimentalmente con las imágenes producidas por MC píxel a píxel se presentan algunas complicaciones relacionadas con el tamaño de las imágenes, con los diferentes grados de iluminación en el registro experimental y con su profundidad en bits. Esto surge de la diferencia en el rango dinámico entre las imágenes MC, con rango dinámico infinito, y las imágenes experimentales, que tienen rango dinámico finito. Para salvar estas dificultades se propuso utilizar los perfiles espaciales (cortes diametrales) de las imágenes de transmancia y compararlos con los perfiles equivalentes obtenidos de las simulaciones de MC. Para ello, y basados en el hecho de que la presencia de una inhomogeneidad deforma la imagen simétrica obtenida para un medio homogéneo (ver Figura 4), se define el siguiente parámetro de forma o excentricidad:

$$e = \frac{\left| \frac{\sigma_x}{\sigma_y} \right|_{MC}}{\left| \frac{\sigma_x}{\sigma_y} \right|_{EXP}}, \quad (4)$$

siendo σ_x y σ_y los FWHM de los perfiles de intensidad en dirección horizontal y vertical respectivamente. Para un perfil de transmancia sin inclusión (medio homogéneo) es de esperar que se cumpla $\sigma_x = \sigma_y$. Por otro lado, cuando hay una inclusión inmersa en el medio esta simetría desaparece y $\sigma_x / \sigma_y \neq 1$. Entonces, comparando los cocientes de los anchos experimentales y de MC es posible encontrar el conjunto de parámetros ópticos de la inclusión que satisface la relación $e \approx 1$. Por lo tanto, se realizaron cálculos de MC haciendo variar el coeficiente de absorción μ_a entre 0.005 cm^{-1} y 0.05 cm^{-1} y el coeficiente de scattering reducido μ'_s entre 4 cm^{-1} y 24 cm^{-1} y se determinaron los valores para los cuales el parámetro e se aproximaba a 1. En la Figura 5 se muestran las variaciones de e en función de μ_a con μ'_s como parámetro; se observa que el rango del coeficiente reducido de scattering y el del coeficiente de absorción en los que el parámetro de forma aproxima más a 1, corresponden a $0.02 \text{ cm}^{-1} \leq \mu_a \leq 0.025 \text{ cm}^{-1}$ y $\mu'_s = (16 \pm 2) \text{ cm}^{-1}$.

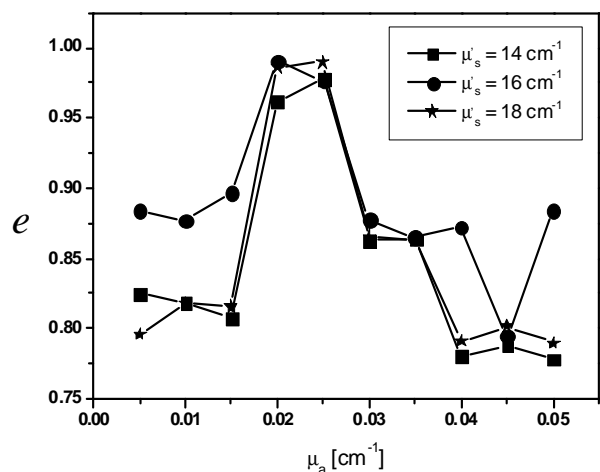


Figura 5. Parámetro de forma e en función de la variación de μ_a para distintos valores de μ'_s .

Estos valores se ajustan en un 30% (para μ_a) y en un 60% (para μ'_s) con respecto a los valores experimentales por el método TCSPC medidas para un bloque del mismo material. En la próxima sección

haremos algunas consideraciones acerca de estas discrepancias.

Resultados y Conclusiones

Se determinaron las propiedades ópticas de inclusiones en medios turbios por medio de múltiples simulaciones de MC implementadas en GPU. El análisis se realizó a partir de los perfiles obtenidos de imágenes de transmitancia en onda continua comparados con los obtenidos por las simulaciones MC. Esta es una forma directa de abordar el problema, porque los valores de las propiedades ópticas del fantoma “huésped” son obtenidos por otra técnica (en nuestro caso TCSPC) y los valores de los parámetros de la inclusión se obtienen de las simulaciones MC probando con una serie de valores que mejor ajustaron al experimento. La forma de comparar las imágenes fue a partir de un parámetro o factor de forma ρ , que permitió el ajuste teniendo en cuenta los anchos FWHM de los perfiles. Los ajustes de los valores de las propiedades ópticas de la inclusión, obtenidos por las simulaciones de MC, y comparados con las imágenes experimentales están dentro de un 60%, como se mencionara anteriormente. Las razones de este no tan buen acuerdo, pueden ser: la alteración del material por maquinado, y/o los errores de posicionamiento. Es importante aclarar que los valores de los coeficientes obtenidos a partir del ajuste de los pulsos temporales corresponden a otra longitud de onda y que esto puede influir en la estimación de los parámetros que varían levemente con la longitud de onda. Actualmente se está trabajando en otros criterios para comparar en forma directa las imágenes experimentales con las respectivas salidas de MC.

Referencias

- 1 – V. V. Tuchin, Cap. 3 in “Biomedical Photonics Handbook”, Tuan Vo-Dinh (ed), CRC Press, Boca Raton (2003).
- 2 – A. G. Yodh and D. A. Boas, Cap. 21 in “Biomedical Photonics Handbook”, Tuan Vo-Dinh (ed), CRC Press, Boca Raton (2003).
- 3 – E. Hillman, “Experimental and theoretical investigations of near infrared tomographic imaging methods and clinical applications”, *thesis*, University College London, Department of Medical Physics and Bioengineering, (2002).
- 4 – E. Alerstam, T. Svensson, and S. S. Andersson – Engels. *JBO Letters*, 13 (2008) 060504-060505.
- 5 – A. Ishimaru, *Wave propagation and scattering in Random Media*, (IEEE Press, Oxford University Press, 1997).
- 6 – D. Contini, F. Martelli and G. Zaccanti, *Appl. Opt.* 36 (1997) 4587 - 4599.