

METODO DE RECUPERACION DE ESPECTROS EXPERIMENTALES EN RADIODIAGNOSTICO

por

G. Depaola¹, M. Rubio¹, R. Pani² y R. Pelegrini²

ABSTRACT – En este trabajo se describe un método de recuperación de espectros experimentales producidos por un tubo radiógeno en el intervalo de energías típico de la Radiología Diagnóstica. El procedimiento es aplicado a detectores de Si y de Ge y su particularidad es el tratamiento analítico de la dispersión Compton de los fotones que escapan del detector. En este caso se usa la función de Klein-Nishina para la distribución de electrones Compton en simple dispersión y una aproximación teórica para el background producto de dispersiones dobles, ambas normalizadas a la cantidad total de eventos de dispersión que fugan del detector. El factor de normalización se extrae de la curva de eficiencia del detector.

El procedimiento de sustracción del continuo Compton a la distribución experimental de altura de pulsos es convencional, simple y aplicable a diversas geometrías de detectores. El esquema experimental es el estandar para la detección directa de un haz de fotones.

Los espectros obtenidos por nuestro procedimiento pueden considerarse una referencia útil para físicos y radiólogos que trabajan en Programas de Control de Calidad para reducir la dosis al paciente, mediante la optimización de todos los procesos constitutivos de la imagen en Radiología Diagnóstica.

¹-Facultad de Matemática, Astronomía y Física (FAMAF). Universidad Nacional de Córdoba. Laprida 854 - Córdoba (ARGENTINA).

²-Sezione di Fisica Medica e Sanitaria. Dipartimento di Medicina Sperimentale. Università "LA SAPIENZA". Roma (ITALIA).

INTRODUCCION

Un exacto conocimiento del espectro de radiación de tubos radiológicos es siempre necesario para estudiar los diversos pasos en la producción de una imagen radiológica, con el propósito de buscar métodos siempre más eficientes para la reducción de la dosis en el paciente, mediante la optimización de todos los procesos que conducen a la formación de la imagen radiológica.

Un espectro óptimo en diagnóstico, debe no ser demasiado ancho en energía, con elevado contenido en bajas energías (contribuyendo a la dosis), o en altas energías (contribuyendo a la radiación difusa). La búsqueda de la mejor relación dosis al paciente-calidad de la imagen radiológica requiere del conocimiento de:

- a) El espectro emergente de la máquina radiológica.
- b) Las características de absorción en el paciente.
- c) Las características del sistema de formación de la imagen.

El punto a) es el que particularmente nos interesará en este trabajo. La composición del espectro de Bremsstrahlung ha sido estudiada por muchos autores desde hace largo tiempo. La principal dificultad de los llamados métodos directos es el elevado flujo de fotones emergentes de los aparatos convencionales. Es por ello que han surgido trabajos donde se recurre a procesos indirectos (Archer 1982, Rubio 1984-1987, Mainardi 1989) para filtrar el haz de alguna manera. Existen además reconstrucciones espectrales matemáticas sobre la base de la ley de Kramer (Silberstein 1933, Soole 1972-1976, Stanton 1979, Sundararaman 1973, Unswort 1970) hasta la aplicación de los modernos métodos de simulación Monte Carlo (Morin 1982). El trabajo teórico más interesante, en el cálculo de espectros de bremsstrahlung, ha sido desarrollado por Birch y Marshall (Birch 1979-1982). El método directo de medición de espectros mediante detectores de radiación resulta actualmente el más satisfactorio por la consideración de reales condiciones de una máquina de rayos-x. Los detectores de Ge actuales permiten medir tales espectros con muy buena precisión, reduciendo la intensidad del haz. Por otro lado, el advenimiento de los detectores de Si de barrera superficial y electrónica asociada de alto desarrollo y compatibilidad, permitió mediciones directas de alto flujo con buena exactitud y con una enorme simplificación del montaje experimental, en particular por el reducido volumen de estos detectores y por no requerir de sobrefriamiento. En este trabajo se presentan algunos ejemplos de medición de espectros con ambos detectores, junto con un procedimiento de tratamiento analítico de los electrones Compton que se producen en el detector y que distorsionan la distribución de altura de pulsos adquirida en el analizador multicanal.

Las mediciones fueron realizadas por el Dr. Roberto Pani de la Università di Roma "La Sapienza". Este trabajo se realiza dentro del marco de colaboración que mantiene el Grupo

METODO

El proceso directo de detección de fotones consiste básicamente en exponer un cristal semiconductor polarizado a un haz suficientemente colimado y filtrado. Ahora bien, en la interacción de estos fotones con los átomos del volumen activo del detector ocurren efectos espurios que distorsionan la forma del espectro real. Estos efectos son los siguientes: Escape de fotones K característicos y de fotones Compton simple y doblemente dispersados en el volumen activo del detector, escape de electrones y efectos de colimación. Estos efectos llegan a ser más pronunciados cuando la energía de los fotones incidentes se incrementa.

Para obtener una exacta determinación del espectro incidente a partir de la distribución experimental de altura de pulsos, es necesario corregir esta última mediante un procedimiento de "Stripping" basado en un detallado análisis de la respuesta en energía del detector.

Un simple procedimiento de "Stripping" para espectros de rayos-x de hasta 300 kV fue descrito por Seelentag et al (1978) para detectores planares de Ge. La corrección usada por estos autores se basó en un modelo del background Compton muy simple (este se produce cuando un fotón Compton simple o múltiple escapa del detector depositando sólo la energía de los electrones de retroceso). Para estos autores el fondo continuo que debe ser sustraído de la distribución de altura de pulsos es considerado rectangular para el Compton simple y triangular para el múltiple. Obviamente es una aproximación muy simplificada.

En otros trabajos (Di Castro 1984, Pani 1987-1989), se usa el método de simulación Monte Carlo y se determina la distribución en energía de los electrones Compton para diversas geometrías de detección y energías incidentes. Este procedimiento es sin duda exacto y puede considerarse de referencia. No obstante presenta la complejidad de requerir un programa computacional de seguimiento análogo de las interacciones de fotones y electrones para cada tipo de detector.

El método aquí presentado se basa en las expresiones de Klein-Nishina para el continuo de eventos simples y en una aproximación probabilística para los eventos dobles.

EXPRESIONES PARA SUSTRAR EL CONTINUO COMPTON.

La distribución en energía de electrones Compton que se produce en el detector por el escape del fotón dispersado, puede tratarse con la expresión diferencial de Klein-Nishina en energía, normalizada al número de cuentas a la energía E del electrón por fotón incidente. Esta es la siguiente:

$$h_c(E, E_0) = \frac{A}{\sigma} \frac{3}{8} \frac{\sigma_t}{\alpha E_0} \left[2 - \frac{2E}{\alpha(E_0 - E)} + \frac{E^2}{\alpha^2(E_0 - E)^2} + \frac{E^2}{E_0(E_0 - E)} \right] \quad (1)$$

donde h_c es la sección eficaz Compton total, A es el factor de normalización, E es la energía incidente, σ es la sección eficaz Thompson y $\alpha = E_0(\text{keV})/511$.

La distribución en energía debida a electrones que se producen dentro del detector por el escape del fotón que experimenta una segunda dispersión, puede representarse por la siguiente expresión, que da la distribución de probabilidad de que el fotón entregue una energía E_1 en la primera colisión y una energía E_2 en la segunda, depositando en total una energía $E = E_1 + E_2$, normalizada a cuentas a la energía E por cantidad de fotones incidente:

$$h_m(E, E_0) = \frac{B}{I} \sum_{E=E_1+E_2} \frac{d\sigma}{dE_1} e^{-\mu(E_0-E_1)x} \frac{d\sigma}{dE_2} \quad (2)$$

donde x representa el camino que recorre el fotón entre la primera colisión y la segunda, B es el factor de normalización, I es la integral de la expresión dentro de la sumatoria extendida a todo el rango de energía de E_1 y E_2 y la sumatoria representa el hecho de que para obtener la distribución total hay que sumar todas las combinaciones posible de $E_1 + E_2 = E$.

En la expresión 2 aparece el factor geométrico $e^{-\mu x}$ que hace muy dificultoso el cálculo de la integral sobre el volumen geométrico del detector. En este trabajo se obtuvo empíricamente, a través de comparaciones con simulaciones Monte Carlo, un buen ajuste de la expresión suponiendo x constante e igual al espesor del detector. Esto se verificó para varias geometrías y energías.

NORMALIZACION

Los factores de normalización de las expresiones (1) y (2) se obtienen de las siguientes ecuaciones: a) A partir de la diferencia de la curva de eficiencia intrínseca y la eficiencia de fotopico experimental se obtiene el porcentaje de escape total Compton, esto es:

$$P_c = A + B = (1 - e^{-\mu x}) - \epsilon_f \quad (3)$$

b) La otra ecuación que se usó fue el cociente de estos parámetros (A/B), que se obtuvo de simulaciones de Monte Carlo en donde se puede apreciar que el factor B representa aproximadamente un 10% del porcentaje de escape total en Ge. Esto se verificó para energías comprendidas entre 80 y 300 keV y para varias geometrías.

EXPRESION FINAL.

La expresión final para la recuperación de espectros queda entonces:

$$N_i(E) = \left\{ N_d(E) - \left[r_k(E + E_k) N_i(E + E_k) \right] - \left[\sum_{E_o=E_{c,o}}^{E_{max}} h_o(E, E_o) N_i(E, E_o) \right] - \left[\sum_{E_o=E}^{E_{c,o}} h_m(E, E_o) N_i(E_o) \right] - \left[\sum_{E_o=E}^{E_{max}} R N_i(E_o) \right] \right\} \epsilon_f(E)^{-1} \quad (4)$$

donde N_i = Número de cuentas corregidas y N_d = Número de cuentas detectado.

El primer término de la corrección representa el escape del fotón característico, el segundo y tercero el escape del fotón Compton y el último es la corrección por colección incompleta de carga. Este último término se desprecia para ambos detectores ya que los mismos son de alta pureza.

Para los detectores de silicio el primer y tercer término son despreciables. Esta es una de las simplificaciones del uso de estos detectores.

RESULTADOS Y CONCLUSIONES

La figura 1 muestra la distribución de energía de electrones Compton producidos por fotones incidentes de 200 keV en un detector planar de Ge de 25 mm² de área por 5 mm de espesor, como consecuencia del escape de fotones Compton simple y doblemente dispersados. Se comparan los resultados de una simulación Monte Carlo para la geometría mencionada (cruces) con valores de la expresión 1+2 hasta el borde Compton (línea continua) y de la expresión 2 (línea continua superpuesta) para casos de doble dispersión en energías superiores

al borde en total acuerdo entre si. Ambas distribuciones se normalizaron al área total, esto es la cantidad total de eventos de escape. Obsérvese la contribución a la distribución final de energía de los eventos de doble dispersión antes del borde Compton y el total acuerdo de la expresión (2) con los resultados de Monte Carlo.

Las figuras 2 y 3 muestran la distribución experimental de altura de pulsos medidas con un detector de Germanio PGT de 25 mm x 5 mm para kilovoltajes de 170 y 300 kV respectivamente. Simultaneamente se muestra el espectro verdadero luego de sustraer canal por canal las cuentas del background Compton, la contribución por fuga de fotones fluorescente K en el Ge y finalmente corregir por eficiencia de detección (ecuación 4). En figura 3 se compara el espectro final, derivado del procedimiento propuesto, con la distribución resultante de sustraer el continuo Compton calculado energía por energía mediante Monte Carlo Pani et al. (1987,1989).

En figura 4 se muestra la distribución de altura de pulsos y el espectro corregido de fotones de 135 kV captado por un detector de Si de barrera de superficie de 300 μ m de espesor. En estos detectores de Si la probabilidad de escape Compton es alta y consecuentemente disminuye la probabilidad de doble dispersión. La sustracción del background Compton se realizó considerando sólo la expresión (1) normalizada.

Las figuras muestran un adecuado proceso de recuperación espectral para Ge y Si a partir de distribuciones experimentales. El método puede considerarse adecuado para el estudio de optimización de la calidad radiológica asociada a la reducción de la dosis adquirida por el paciente.

AGRADECIMIENTOS

Los autores desean agradecer al Dr. R.F. Laitano de la ENEA (Italia) por su valiosa colaboración. Al CNR de Italia y al CONICET de Argentina, al CONICOR de la Provincia de Córdoba y a la Universidad Nacional de Córdoba por el apoyo económico a este trabajo.

REFERENCIAS

- ARCHER B. R. and WAGNER L. K. (1982) *Med. Phys.* 9 844-7.
BIRCH R., MARSHALL M., PEAPLE L. H. J. (1982) *Phys. Med. Biol.* 27, 1119-1129.
BIRCH R., MARSHALL M. (1979) *Phys. Med. Biol.* 24, 505-507.
BIRCH R., MARSHALL M. and ARDRAN G. M. (1979) *Catalogue of Spectral Data for Diagnostic X-rays SRS 30* (Hospital Physicist's Association, 47 Belgrave Square, London SW1X 8QX).
DI CASTRO E., PANI R., PELLEGRINI R., BACCI C. (1984) *Phys. Med. Biol.* 29 1117-1131.

- MAINARDI R.T. and BARREA R.A. (1989) *Nuc. Instr. and Methods* A280 387.
- MORIN R. L., RAESIDE D. E. (1982), *Phys. Med. Biol.* 27 223-228.
- PANI R., LAITANO R. F., PELLEGRINI R. (1987) *Phys. Med. Biol.* 32 1135-1149.
- PANI R., LAITANO R. F., PELLEGRINI R. (1989) *Enviado a Phys. Med. Biol.*
- RUBIO M. and MAINARDI R. T. (1984) *Phys. Med. Biol.* 29 (11) 1371.
- RUBIO M. and MAINARDI R. T. (1987) *Nuc. Instr. and Methods* A255 403-410.
- SEELTAG W. W. and PANZER W. (1978) *Phys. Med. Biol.* 24 767.
- SILBERSTEIN L. (1933) *Phil. Mag.* 15 375.
- SOOLE B. W. J. (1972) *Phys. B. Atom. Molec. Phys.* 5, 1591-1595.
- SOOLE B. W. (1976) *Phys. Med. Biol.* 21 369-389.
- STANTON L., DAY J. L., LIGHTFOOT D. A., VILLAFANA T., RAUCH P. L. (1979) *Radiology* 130, 477-484.
- SUNDARARAMAN V., PRASAD M. A., VORA R. B. (1973) *Phys. Med. Biol.* 18 208-218.
- UNSWORT M. H., GREENING J. R. (1970) *Phys. Med. Biol.* 15, 621-630.

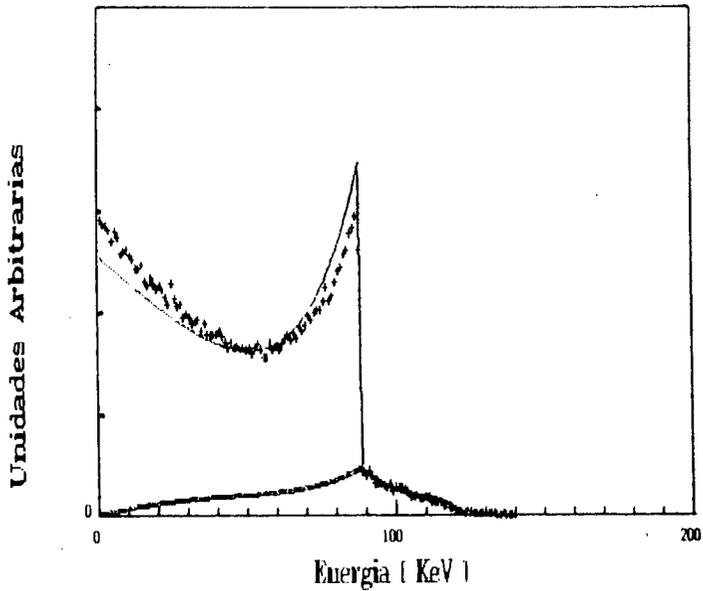


Figura 1: Continuo Compton generado por fotones de 200 keV en Ge ($25 \text{ mm}^2 \times \text{mm}$). (+) Simulación Monte Carlo (—) Este trabajo. Se muestra la contribución debida al escape de fotones en procesos de doble dispersión.

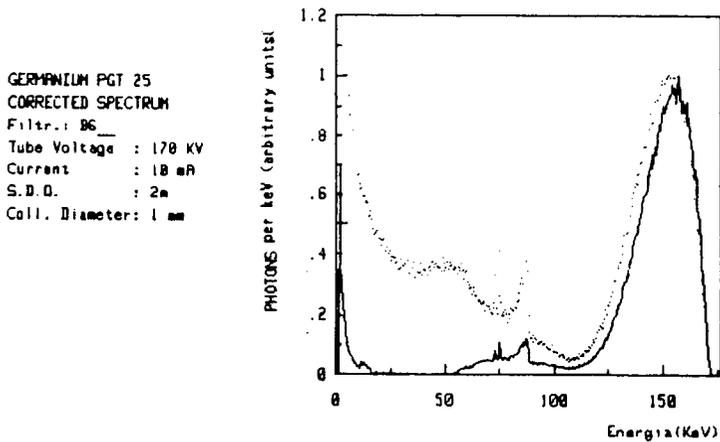


Figura 2: Espectro detectado (..) y corregido (—) a 170 kV, medido con un detector de Ge ($25 \text{ mm}^2 \times \text{mm}$).

GERMANIUM PGT 25
 CORRECTED SPECTRUM
 Filter: S9
 Tube Voltage : 300 kV
 Current : 18 mA
 S.D.D. : 2m
 Coll. Diameter: 1 mm

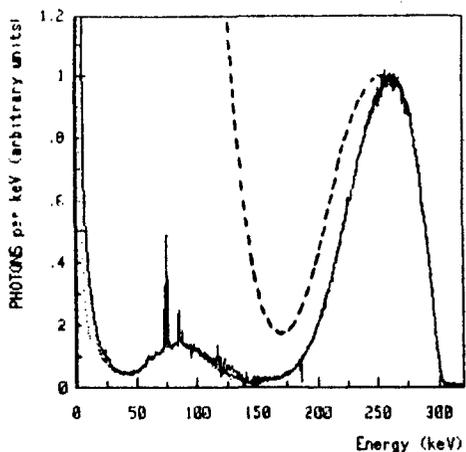


Figura 3: Espectro detectado (—) y corregido con expresión 4(..) a 300 kV con Ge (25 mm² x mm). Se muestra un espectro corregido (---) mediante el continuo Compton de Monte Carlo.

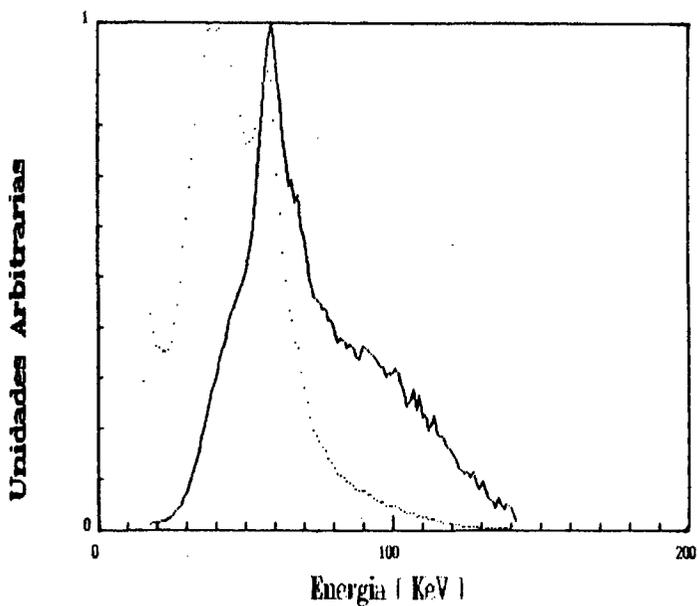


Figura 4: Espectro detectado (..) y corregido (—) a 135 kV, medido con un detector de Si (barrera superficial 300 μm).

A STRIPPING PROCEDURE OF EXPERIMENTAL SPECTRA IN RADIODIAGNOSTIC

ABSTRACT – This work presents a stripping procedure of X-RAY spectra in the energy range of diagnostic radiology. Such a method is based on a detailed treatment of single and double scattered photons leaving the detector. The Klein-Nishima cross section and a theoretical approximation for electrons, in single and double Compton escape, are used. A precise knowledge of the efficiency curve of the detector gives the possibility to normalize the sum of both functions to the total number of Compton electron background. This expression is used to subtract the continuous Compton from the experimental pulse-height distribution following the conventional procedure. The proposed procedure can be apply to different geometries of Ge and Si detectors. The experimental set-up is that standard of for direct measurement of photon beams. The spectra obtained by our procedure may be considered as a useful reference for physicists and radiologists who work on Quality Assurance in programs of reducing the dose through the optimization of all processes of image formation in diagnostic radiology.