

EMISION DE RADIACION ESPONTANEA DURANTE PENETRACION
DE IONES EN SOLIDOS

J.E. MIRAGLIA y M.C. PACHER

Instituto de Astronomía y Física del espacio
Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
C.C. 67, Suc. 28, 1428, Buenos Aires, Argentina

RESUMEN

En este trabajo se resume los principales procesos radiativos de emisión continua que ocurren durante la penetración de iones en sólidos o gases. El conocimiento preciso de estos "backgrounds" es importante tanto para mejorar las técnicas espectroscópicas como para extraer información sobre la dinámica de la colisión. Sintetizamos las características de los espectros correspondientes a bremsstrahlung de electrones secundarios (SEB), bremsstrahlung atómico (AB) e internuclear bremsstrahlung (INB). Finalmente, exponemos brevemente los últimos avances sobre el efecto de la canalización de iones en sólidos cristalinos sobre los espectros radiativos espontáneos.

1-INTRODUCCION

Cuando iones atraviesan la materia en sus diferentes estados (gas o sólido), se observa emisión de radiación espontánea. Esta se divide en dos clases: radiación característica y continua. La primera se caracteriza por tener picos agudos y es consecuencia de los decaimientos de los estados excitados o capturados por el proyectil. La segunda tiene que ver con la dinámica de la colisión y tiene como perturbación la interacción materia radiación. Sus espectros son generalmente suaves y en su mayoría

se los interpreta en terminos del bremsstrahlung o recombinación de dos partículas. El objeto de este artículo es resumir brevemente el estado de desarrollo del area de emisión continua, y en particular comentar nuestra actividad en el area. El tema resulta de gran importancia ya que cualquier linea característica se monta sobre un o unos espectros continuos (backgrounds). Solo por citar una aplicación, podemos mencionar la técnica PIXE (particle induced X-ray emission), donde es posible determinar trazas de hasta 1 en 10^7 partes. En este caso el estudio detallado del background permite una mejor utilización de tal técnica.

Para una dada traza, la optimización de las mediciones de las lineas características se logra reduciendo al mínimo posible la radiación continua de base. Debemos entonces encontrar la 'mejor' carga (Zp) y velocidad (v) del proyectil, para satisfacer tal requerimiento. Mas aún, ya que la radiación X característica es generalmente isotrópica y la continua no lo es, tenemos una nueva variable: el ángulo del detector en relacion a la direccion del haz (θ_w). Esto es, podemos encontrar el 'mejor' ángulo para que la relación de la señal de interés a la radiación de base sea la mas alta posible. Esto implica necesariamente introducir el efecto de retardación, que como es bien conocido, cambia sustancialmente las distribuciones angulares.

De cualquier manera nosotros, como colisionistas, encontramos en esta radiación de base jugosas informaciones sobre la dinámica de la colisión. Mecanismos, nucleos compuestos, estados intermedios, etc, dejan sus huellas en el espectro fotónicos, transformandose asi en una herramienta poderosa para entender la física involucrada.

En las siguientes secciones, clasificamos los procesos en orden de complejidad, o número de partículas intervinientes. Utilizaremos unidades atómicas a menos que se diga lo contrario.

2- BREMSSTRAHLUNG INTERNUCLEAR(INB)

Este es un proceso de bremsstrahlung de dos partículas en el que intervienen el proyectil y el núcleo blanco^[1,2]. Ocurre en blancos tanto sólidos como gaseosos y domina el espectro de alta energía fotónica. En la mayoría de los experimentos INB se presenta como el mecanismo más importante a partir de, digamos, algunos Kevs. De lo que se deduce que el proceso toma aquí lugar a pequeñas distancias internucleares.

Nosotros hemos calculado INB con emisión de un fotón en forma exacta, con retardación^[3]. En particular hemos puesto énfasis en las distribuciones angulares. Para un experimento típico de PIXE, como es protones sobre láminas de aluminio a 1 MeV, hemos calculado el INB. En la Figura 1 mostramos distribuciones angulares para diferentes energías del fotón. Estas muestran una depresión a 90 grados, mientras que la inclusión de retardación refuerza marcadamente la dirección 'hacia adelante', esto es en la dirección y sentido del haz. Determinando que la 'mejor' posición del detector resulta ser a ángulos mayores de 90 grados.

En particular, para protones incidentes sobre blancos relativamente pesados encontramos la siguiente expresión analítica

$$\frac{d\sigma^{INB}}{d\omega d\Omega_{\omega}} = F^{INB}(\sigma, z_T, z_P, M_T, M_P) F_2^{INB}(\omega, \theta_{\omega})$$

donde F^{INB} -la función de intensidad (strength)- depende solo de

los parámetros de la colisión (velocidad, cargas y masas) y F_{2}^{INB} -la función de forma (shape function)- depende de la energía (ω) y ángulo del fotón (θ_{ω}). Detalles sobre las fórmulas se darán en la conferencia. Esta expresión universal da una idea bastante aceptable de la magnitud y forma del espectro.

3- BREMSSTRAHLUNG ATOMICO (AB)

Este proceso involucra al menos tres partículas, a saber, el blanco (T), el proyectil (P) y un electrón activo (e). El fenómeno de emisión puede ser descrito de la siguiente manera: Al pasar el proyectil, este deforma la nube electrónica (esto es el electrón se acelera) permitiendo la emisión de radiación. La característica fundamental de este proceso es que el electrón termina en el mismo estado que tenía antes de la colisión, de esta manera el proyectil termina transfiriendo energía cinética al campo de radiación. Desde el punto de vista teórico se usan funciones de scattering del tipo 'distorted wave' y se considera la interacción con el campo de radiación en primer orden. En particular, en nuestro grupo hemos estado utilizando la aproximación eikonal simétrica, por dos razones: la primera es que da excelentes resultados para determinar procesos de excitación mecánica directa [4], y en segundo lugar presenta una propiedad de ortogonalidad deseable que elimina la emisión espúrea de radiación en el límite de la aproximación dipolar[5].

En la figura 2 mostramos la distribución angular de AB para fotones de 10 KeV en la colisión de 2 MeV de protones contra aluminio con y sin retardación. Estas muestran un máximo a 90

grados, mientras que la retardación refuerza la distribución a pequeños ángulos. Esto determina que la mejor posición del detector: cuando AB es el background dominante, resulta ser a grandes ángulos. Se puede determinar que la región donde este proceso es relevante, en relación a los otros, es del orden de la energía de ligadura del electrón en cuestión.

Si se comparan los espectros de AB con los de INB de energía de fotones emitidos a un ángulo determinado, se observa que estos se cruzan. Los puntos de cruce (figura 3) dividen la región en la que AB es dominante de la de INB.

Para pequeñas cargas incidentes, el AB producido por la capa K presenta una forma universal dada por^[6]

$$\frac{d\sigma^{AB}}{d\omega d\Omega_\omega} = F^{AB}(\sigma, z_p, z_r) F_2^{AB}(\eta, \theta_\omega)$$

donde la función de intensidad F^{AB} depende de los parámetros de la colisión (cargas y velocidad) y la función de forma F_2^{AB} depende de un parámetro adimensional η y el ángulo del fotón.

$\eta = \omega^2 / 4v^2 z_r^2$, donde z_r es la carga del núcleo blanco y la velocidad y ω la energía del fotón. En la Figura 4 se comparan los resultados teóricos con los experimentales, dando lugar a una excelente ley de escala.

Un tema interesante a estudiar es el de las resonancias gigantes, introducidas por Amusia en el contexto de electrón átomo^[7]. Este proceso se explicaría de la siguiente manera: como estados excitados colisionalmente que decaen radiativamente asistidas por el proyectil, produciendo así picos muy notables en los espectros fotónicos. La fundamentación teórica escaparía al método distorted wave. Los picos se explican considerando una

apertura del propagador en segundo orden con estados intermedios determinados. Este es un tema interesante que estamos abordando.

4- SECONDARY ELECTRON BREMSSTRAHLUNG (SEB)

Este proceso resulta importante en blancos de alta densidad como es el caso de sólidos. SEB es un proceso de tres etapas: primero un electrón se ioniza por impacto del proyectil pesado, luego este electrón se frena entregando energía a la muestra a través de colisiones inelásticas (esto es stopping power), y finalmente este produce radiación de bremsstrahlung en presencia de otros átomos del medio. Folkmann y colaboradores [2] y grupos japoneses liderados por Ishii y Morita[3] han trabajado extensivamente en este tema. Los cálculos son relativamente largos y exigen integrales hasta 5-dimensionales. Puede probarse que la sección eficaz resulta relevante hasta una energía máxima de transferencia $2v^2$.

En forma similar, hemos encontrado la siguiente ley de escala[4]:

$$\frac{d\sigma^{SEB}}{d\omega d\Omega_\omega} = F^{SEB}(\sigma, z_T, z_P) F_2^{SEB}(\eta, \epsilon, \theta_\omega)$$

donde la función de intensidad F^{SEB} depende de los parámetros de la colisión y la función de forma depende de η , ϵ y el ángulo del fotón, dados por:

$$\eta = \frac{\omega + I_1}{T_m + I_1}, \quad \epsilon = 4 \sqrt{\frac{T_m}{c^2/2}}, \quad T_m = 2v^2$$

siendo I_1 la energía de excitación media $I_1 = \frac{1}{z_T} \sum_{j=1}^{z_T} \epsilon_j$. ϵ

tiene en cuenta la retardación (en aproximación dipolar se pone $\mathcal{E}=0$).

En la figura 5, mostramos secciones eficaces experimentales en escala con la teoría. Usando el mismo concepto, podemos hacer una escala con la sección eficaz simple diferencial:

$$\frac{d\sigma^{\text{SEB}}}{d\omega} = F^{\text{SEB}}(\sigma, z_T, z_F) F_1^{\text{SEB}}(\eta)$$

y una comparación con otros experimentos se muestran en la figura 6. Resulta sorprendente que una expresión analítica relativamente sencilla pueda describir tan bien un proceso tan complicado, como es SEB, que involucra tres secciones eficaces (ionización, stopping power y bremsstrahlung).

5- PROCESOS RADIATIVOS EN CANALIZACION (CHANNELING)

Cuando un haz de iones atraviesa un blanco sólido o gaseoso, se modifica su estado de carga debido a procesos de ionización y captura. Dos mecanismos son responsables del intercambio de carga: la captura electrónica mecánica y radiativa (MEC y REC). Este último es un proceso en el que un electrón del átomo blanco (o del gas de electrones del sólido) es capturado por el proyectil con emisión de radiación propia de la recombinación [10]. Su perfil asociado puede verse fácilmente en el espectro fotónico, y está relacionado con la distribución de velocidades del electrón en el átomo blanco. Sin embargo MEC es un proceso de mayor importancia. Su sección eficaz es generalmente mayor que la de REC (a veces en algunos ordenes de magnitud) dependiendo del rango energético de impacto. En el rango de energías altas e intermedias, MEC tiene lugar a muy bajos parámetros de impactos,

mientras que REC presenta un mayor rango.

Hay una situación especial cuando MEC es fuertemente inhibida: cuando los iones son canalizados a través de un cristal. En un sólido amorfo, la distribución de parámetros de impacto son al azar, mientras que en un canal del cristal resulta una exclusión de bajos parámetros de impacto.

En canalización, definimos la sección eficaz de la siguiente manera

$$\frac{d\sigma^{REC}}{d\omega d\Omega_\omega} = \int d\vec{p} |a_{fi}^{REC}(\vec{p})|^2 C(p, \theta)$$

donde $C(p, \theta)$ representa la distribución (probabilidad) de parámetros de impacto que presenta un haz de partículas incidentes en el canal del cristal con un ángulo θ . Como es usual el módulo al cuadrado representa la probabilidad de emisión de un fotón con energía ω y ángulo θ_ω respecto de la dirección del haz. En un sólido amorfo o gas tenemos $C(p, \theta) = 1$. Existen diferentes teorías respecto al cálculo de $C(p, \theta)$ dependiendo si las condiciones experimentales de canalización es axial o planar.

En colaboración con grupos franceses^[11] hemos investigado la emisión fotónica asociada a REC de iones O^{8+} canalizados en cristales de plata (Ag) paralelos a la dirección [011], con energía de impacto de 27 MeV. Las experiencias fueron llevadas a cabo en Oak Ridge por Appleton y colaboradores ^[12]. Los resultados experimentales se muestran en la Figura 7.

En línea de trazo mostramos la captura radiativa de un gas ideal de electrones. Para este cálculo hemos supuesto que el electrón de valencia de la Ag se cede a la colectividad y forma un gas perfecto con una distribución uniforme dentro de la esfera de

Fermi. Los electrones del gas ideal no estan localizados y por lo tanto no es necesario realizar un formalismo de canalización. La sección eficaz total en este caso es 64 barns.

En linea sólida mostramos nuestros resultados obtenidos con el método mencionado usando el potencial standard de Lindhard para estimar la distribución de parámetros de impacto en canalización axial. Hemos tenido en cuenta además las condiciones experimentales (temperatura, ancho del haz, ángulo de incidencia, etc). El acuerdo con los experimentos es casi perfecto, mostrando que el pico de REC es debido a la captura de electrones del átomo de plata (principalmente de la capa N, esto es la mas externa). Un estudio mas detallado para el caso de iones de Xe canalizados en cristales de Silicio, realizados en GANIL, Francia, seran discutido en la Conferencia.

REFERENCIAS

- [1] K. Alder et al, Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956)
- [2] F. Folkmann et al, Nucl. Instrum. Methods 116, 487 (1974);
ibid 119, 117 (1974); ibid B 3, 11 (1984)
- [3] M.C. Pacher y J.E. Miraglia (1988), enviado a publicar.
- [4] C.O. Reinhold and J.E. Miraglia, J. Phys B 20, 1069 (1987)
- [5] A.D. Gonzalez, J.E. Miraglia y C.R. Garibotti, Phys. Rev. A
34, 2834 (1986), ver tambien ibid 37, 4974 (1988)
- [6] M.C. Pacher y J.E. Miraglia, en preparacion (1988)
- [7] M. Ya. Anusia, Comments At. mol. Phys. 11, 123 (1982)
ver tambien un trabajo experimental asociado, E.T.
Verkhovtseva et al, J. Phys. B 16, L613 (1983)

- [8] K. Ishii, S. Morita et al, Phys Rev A 13, 131 (1976)
(1987). Ibid A 15, 2126 (1977); Nucl. Instrum Methods B
22, 68
- [9] J.E. Miraglia (1988) enviado a publicar
- [10] H.A. Bethe y E.E. Salpeter, 'Quantum Mechanic of One and Two
Electron Atoms' (Academic Press, New York N.Y., 1957) p.323
- [11] J.E. Miraglia, R. Gayet y A. Salin, Europhys. Lett. 6,
397 (1988)
- [12] B.R. Appleton et al, Phys. Rev. B, 19, 4347 (1979)

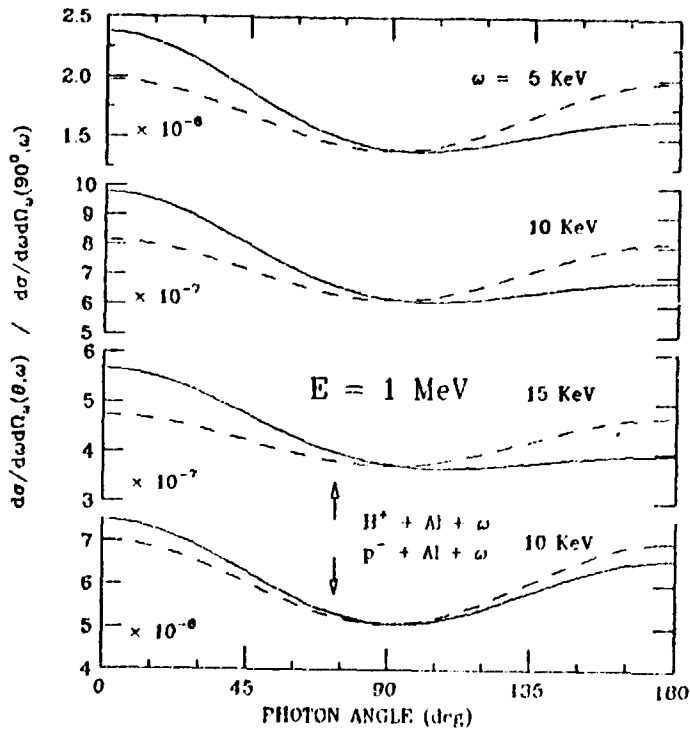


FIGURA 1

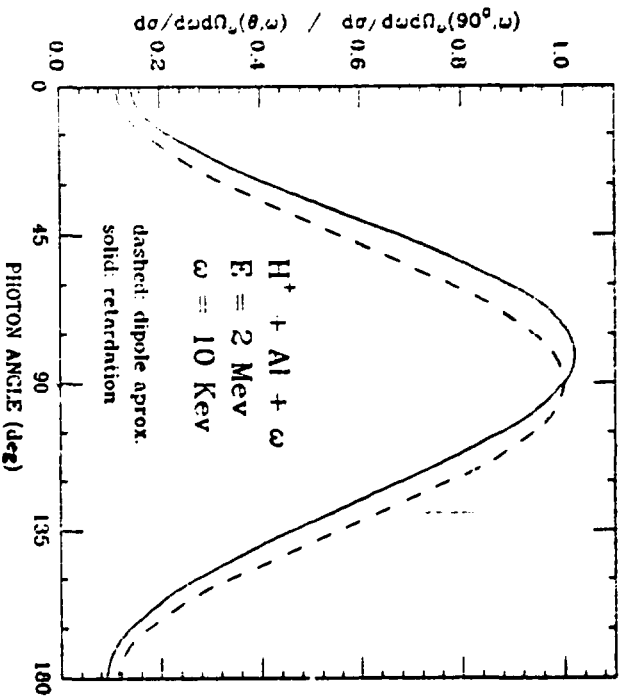


FIGURA 2

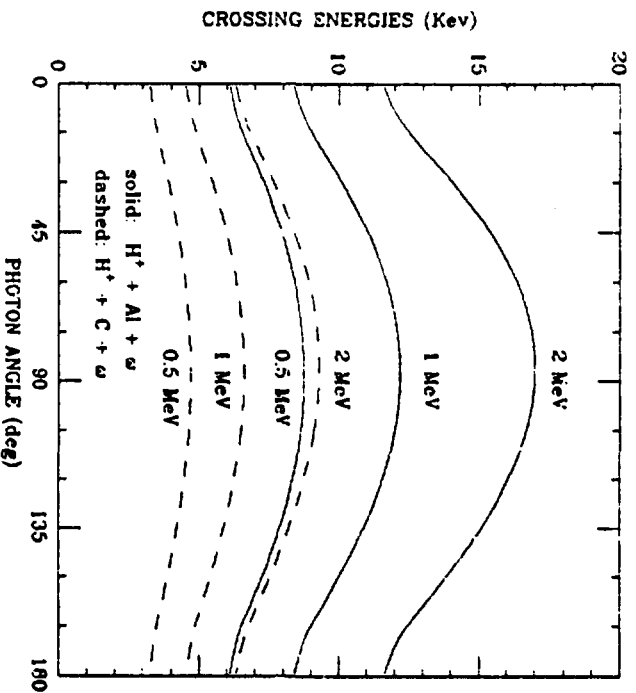


FIGURA 3

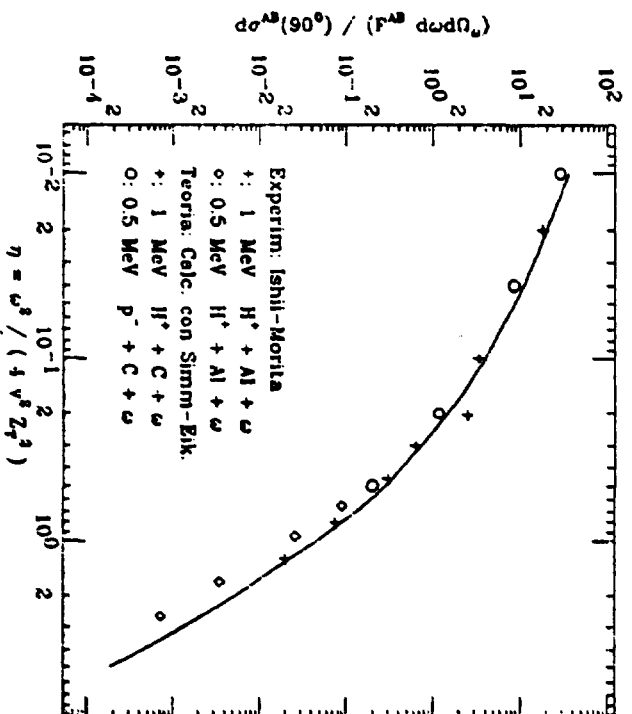


FIGURA 4

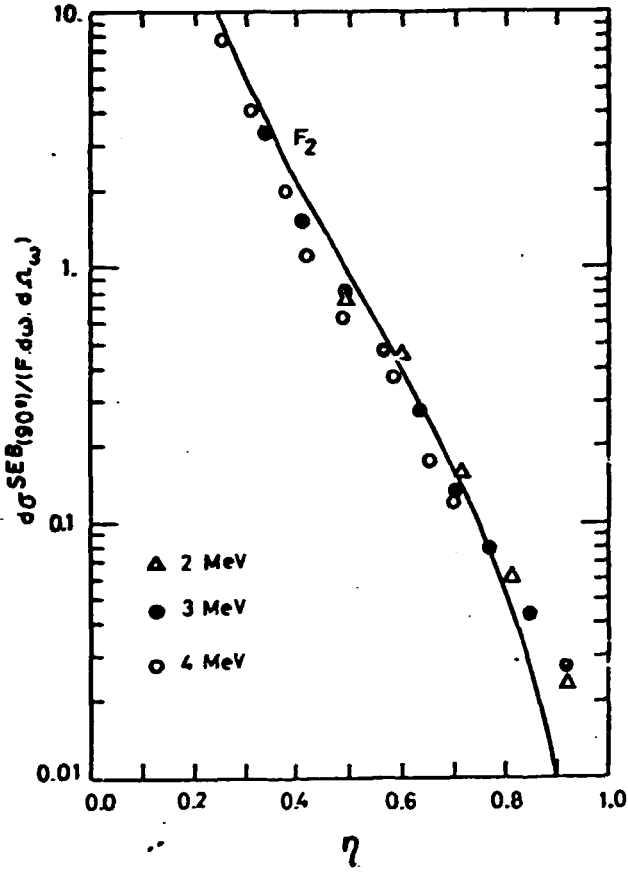


FIGURA 5

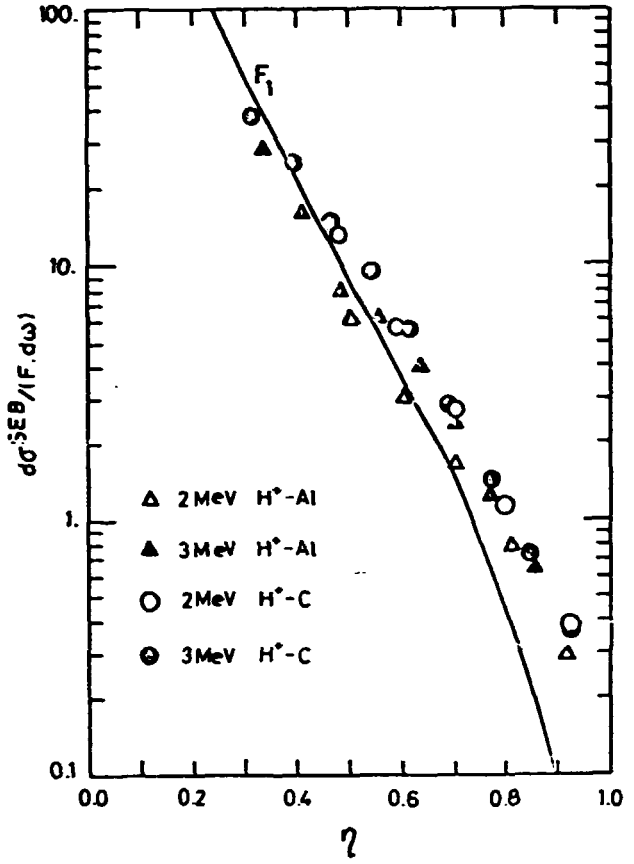


FIGURA 6

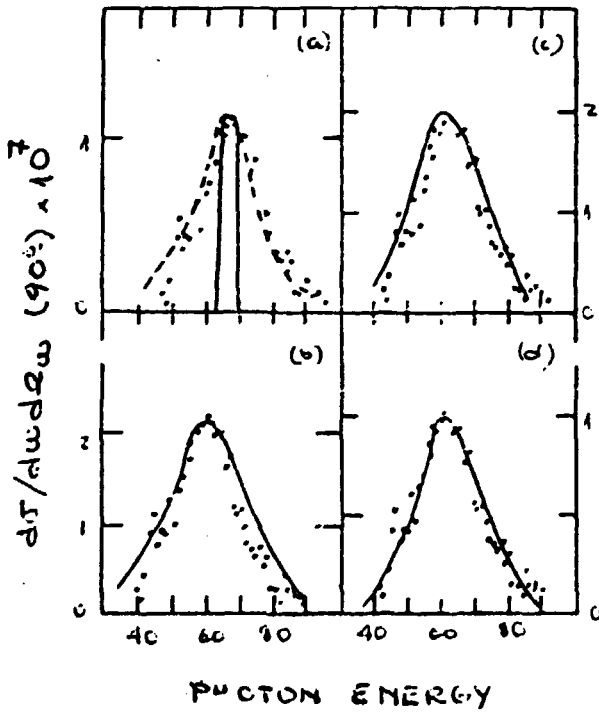


FIGURA 7