

C.N.F.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 2	AÑO 1980

04.80.28

361

LA ANIQUILACION DE POSITRONES EN EL ESTUDIO DE MATERIALES

D. Otero, A.N. Proto

Comisión Nacional Energía Atómica. Departamento de Física.

S.A. Zambrino

Universidad Nacional del Centro. Departamento de Física.

La vida media de un positrón en materiales sólidos varía entre 0.1 y 0.5 nseg. dependiendo de la concentración local de electrones. El tiempo de frenado o 'termalización' de los positrones emitidos por fuentes de radioisótopos estandar ( $^{22}\text{Na}$ ,  $^{65}\text{Cu}$ ), es del orden de 1 pseg. Con estas condiciones se puede utilizar el proceso de aniquilación como una herramienta de estudio de la densidad de electrones y su distribución de momentos en el sólido<sup>1)</sup>. La determinación de la vida media del positrón permite estudiar la densidad de electrones aunque la interpretación teórica es difícil por la correlación de múltiples pares.

Durante la aniquilación del par electrón-positrón se emiten dos rayos gamma de 511 keV de energía a 180° uno respecto del otro en el sistema centro de masa. En el sistema del laboratorio la correlación angular entre ambos  $\gamma$  se verá levemente perturbada por el movimiento del par. Midiendo esa perturbación se obtiene información sobre la distribución de momentos de los electrones en el material. Esta técnica es muy poderosa en el estudio de distorsiones en la superficie de Fermi en metales impuros o aleaciones<sup>2)</sup>.

Otra forma de estudiar la distribución de momentos se basa en el corrimiento Doppler que sufre la radiación emitida por el par, al observarla desde el sistema laboratorio. El corrimiento de la energía viene dado por:

$$\delta E = \frac{1}{2} c p_L \quad (1)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz y  $p_L$  la proyección del momento del par en la dirección del observador. El método consiste entonces en ubicar una fuente emisora de  $\beta^+$  entre dos láminas del material a estudiar. El espesor de las láminas es algo mayor que el rango de los positrones. La línea de 511 keV observada desde un detector Ge(Li) de alta resolución (en nuestro caso 1.5 keV) presenta un ensanchamiento mayor que el correspondiente al naturalmente introducido por el detector (fig. 1). Sin embargo como el semiancho de línea y el efecto Doppler son del mismo orden la información se ve enmascarada. Para interpretar los resultados se han propuesto dos soluciones:

- 1) Deconvolución<sup>3)</sup>: Se basa en que la forma del espectro observado en 511 keV, corresponde a una ecuación de Fredholm de la especie:

$$f(x) = \int_{-\infty}^{\infty} R(x'-x) \phi(x') dx' \quad (2)$$

donde  $\phi(x)$  es la distribución real a estudiar y  $R(x'-x)$  es la función respuesta del detector. La solución de (2) puede hallarse por ejemplo desarrollando la ecuación en  $n$  ecuación lineales con  $n$  incógnitas, correspondientes a cada partición de  $f(x)$  y  $\phi(x')$ . Los resultados así obtenidos son sin embargo poco repetitivos, exigen una estadística muy alta ( $>10^7$  eventos) y un largo cálculo de computación<sup>4)</sup>.

- 2) Parámetro de forma: Se define un parámetro  $S$ :

$$S = \frac{\sum_{i=-C}^C Y_i}{\sum_{i=-B}^{-A} Y_i + \sum_{i=A}^B Y_i} \quad (3)$$

donde  $Y_i$  es el contenido de cada canal  $i$ ,  $C$  identifica un cierto número de canales centrales,  $A$  y  $B$  corresponden a un intervalo tomado en la cola de la distribución. Este parámetro ha mostrado una aceptable repetitividad, aunque no existe un criterio definido para la determinación de  $C$ ,  $A$  y  $B$  lo cual dificul-

ta la comparación de resultados de diferentes autores<sup>5)</sup>.

En ambos métodos se hace imprescindible la utilización de un estabilizador de ganancia para poder comparar resultados en distintos materiales.

El método propuesto en este trabajo se basa en calcular los momentos de la distribución observada teniendo en cuenta la ecuación (2):

$$m^i = M^i + M_0^i \quad (4)$$

donde  $i$  es el orden del momento,  $M$  es el momento de la distribución real y  $M_0$  es el momento de la función respuesta. Midiendo simultáneamente una línea correspondiente a un decaimiento nuclear (por ejemplo 662 keV perteneciente al  $^{137}\text{Cs}$ ), se puede determinar la función respuesta que será función de los posibles corrimientos en la ganancia. Calculando  $m^i$  se obtiene  $M^i$  independiente de los posibles corrimientos.

Si la aniquilación se produce luego de la thermalización de los positrones, los momentos impares deberán anularse o tomar valores relativamente pequeños frente a los pares. Esta es una condición que verifica la corrección y exactitud del método. Conviene definir parámetros auxiliares usuales que relacionen los momentos consecutivos:

$$\gamma_1 = \frac{M_3}{(M_2)^{3/2}} \quad \gamma_2 = \frac{M_4}{(M_2)^2} \quad \gamma_3 = \frac{M_5}{(M_4)^{5/4}} \quad \gamma_4 = \frac{M_6}{(M_4)^{3/2}} \quad (5)$$

Pequeñas correcciones del fondo, dentro del error estadístico, permiten minimizar  $\gamma_1$  y  $\gamma_3$  ajustando mejor los valores de  $\gamma_2$  y  $\gamma_4$ . Para uniformar criterios y evitar requerimientos de muy alta estadística, la información de ambas líneas se toma solo hasta el canal en que la altura del pico ha caído en  $10^{-1}$ . Los resultados obtenidos se resumen en la siguiente tabla:

MATERIAL	AREA $\times 10^4$	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\gamma_3$	$\gamma_4$
Lucite	2.6	-0.06	6.1	-0.17	2.7
Cobre	20.0	+0.05	7.5	-0.01	3.0
Aire	5.6	+0.66	6.3	+0.62	2.8
Berilio	2.4	+0.19	5.6	+0.15	2.6
Cadmio	25.0	+0.08	6.4	-0.06	2.8
Aluminio	4.7	+0.05	6.0	-0.08	2.7

para la línea de 511 keV tenemos típicamente:

511	27.0	-0.43	2.5	-0.83	2.2
-----	------	-------	-----	-------	-----

En la mayoría de los problemas relacionados con metales basta considerar dos componentes (electrones de valencia y electrones del núcleo). En ese caso el parámetro  $\gamma_2$  servirá para caracterizar las proporciones de ambas componentes. También  $\gamma_1$  y  $\gamma_3$  pueden tener importancia en el estudio de materiales livianos (Li, Be y C) para comprobar si realmente la termalización del positrón se realizó antes de la aniquilación. La fuerte asimetría que se observa en los valores correspondientes al aire se deben justamente al caso intermedio.

Calculando  $\gamma_2$  para el Cu y para el Al de datos sacados de correlaciones angulares se obtiene:

Cu            2.739            ,            Al            2.132

El teóricamente esperado para el Al es  $\gamma_2=2.14$  ( $10^{-1}$  de altura).

La distribución de Doppler Shift probablemente se encuentre distorsionada respecto de una parábola o una gaussiana debido al gran ángulo sólido de medida. Considerando que esa deformación es similar para el Cu y para el Al, es de esperar que la relación  $\gamma_2(\text{Cu})/\gamma_2(\text{Al})$  obtenida en la experiencia de correlaciones angulares sea igual a la obtenida en nuestro método. Los resultados son:

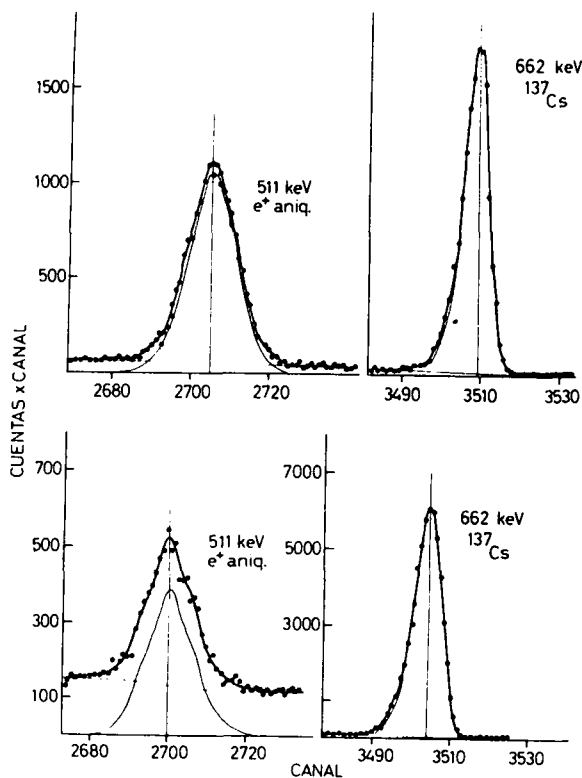
$$\frac{\gamma_2(\text{Cu})}{\gamma_2(\text{Al})} = \frac{2.74}{2.14} = 1.28$$

Corr. angular

$$\frac{\gamma_2(\text{Cu})}{\gamma_2(\text{Al})} = \frac{7.5}{6.0} = 1.25$$

Doppler Shift

La aplicación del método propuesto permitiría afinar la interpretación de los resultados correspondientes a deformaciones, vacancias y daños por irradiación.



a)

Figura 1: a) Ensanchamiento Doppler en cobre metálico medido simultáneamente con la línea perteneciente al  $^{137}\text{Cs}$ .

b) Idem en Aire.

b)

- 1) Hautajarvi P., Vehanen A., 'From idea to application ...', IAEA (S.José, Costa Rica), 151 (1978).
- 2) Dekhtyar Ya., Phys. Reports, 9c, 245 (1974).
- 3) Goldanski V.I. et al, App.Phys. 16, 413 (1978).
- 4) Tao S.J., App. Phys. 16, 409, (1978).
- 5) Singru R.M. et al, Atomic D. and Nuclear D.T., 20, 475 (1977).