

DEPENDENCIA ANGULAR DEL FRENAMIENTO DE PROTONES EN LAMINAS SOLIDAS

H. Ascolani, M.M. Jakas y N. Arista

Centro Atómico Bariloche

En los últimos años se han realizado experimentos [1,3] de transeisión de iones a través de láminas delgadas que muestran la existencia de una dependencia angular para el stopping power. Es decir, se ha observado que un ión que atraviesa una lámina delgada sufre una pérdida de energía media mayor si emerge a un ángulo distinto de la dirección de incidencia. La pérdida de energía media que sufre un protón que emerge en la dirección θ puede expresarse de la siguiente manera [4]:

$$\Delta E(\theta) = N t \int d\sigma(\phi) Q(\phi) G_{MS}(t, \theta, \phi) / F_{MS}(t, \theta) \quad (1)$$

con

$$G_{MS} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha F_{MS}(t, \vec{\theta} - \vec{\phi})$$

donde α es el ángulo entre los vectores $\vec{\phi}$ y $\vec{\theta}$, t es el espesor de la lámina, N su densidad atómica, $d\sigma$ la sección eficaz de scattering diferencial, F_{MS} es la distribución angular de partículas debido al múltiple scattering y Q es la pérdida de energía media correspondiente a una colisión simple con ángulo de desviación ϕ .

Para analizar brevemente la ecuación (1) observemos que el factor G_{MS}/F_{MS} tiene un máximo en $\phi = \theta$ cuyo valor aumenta monotonamente con θ , tiende a uno cuando $\phi \ll \theta$ y es mucho menor que uno si $\phi \gg \theta$. Surge entonces que hay una gran contribución de ángulos pequeños que es prácticamente independiente de θ y una contribución de ángulos $\phi \sim \theta$ que crecientemente con θ .

Para calcular ΔE necesitamos un modelo para la pérdida de energía Q . Para la parte inelástica hemos propuesto modelo [5] basado en aplicar al caso atómico las expresiones de Lindhard para la pérdida de energía en un gas de electrones; consideramos una descripción en términos de la densidad electrónica local $\rho(r)$ del átomo. De acuerdo a lo anterior

la pérdida de energía inelástica en una colisión con parámetro de impacto b se expresa:

$$Q(b) = \frac{8\pi}{v^2} \int_0^{\infty} dz \, \rho(r) L(\rho(r), v) \quad (2)$$

donde $r^2 = z^2 + b^2$, v es la velocidad del proyectil y L es una función conocida para el frenamiento de protones en un gas de electrones [6].

El modelo atómico utilizado para estos cálculos es el de Thomas-Fermi cortado. Es decir, hemos resuelto la ecuación de Thomas-Fermi para un átomo neutro con un radio finito r_a que se define como $\frac{4}{3}\pi r_a^3 = \frac{1}{N}$. De este modo tenemos en cuenta el hecho de que los átomos del blanco forman un sólido.

La función $Q(b)$ obtenida de este modo presenta un máximo en $b=0$ y decrece monotonamente cuando b crece. De acuerdo a esto y a las consideraciones hechas sobre la ecuación (1) el frenamiento debe ser mayor para ángulos de observación crecientes.

En las figuras 1, 2 y 3 se muestran los cálculos realizados del frenamiento de protones de 100 Kev y 200 Kev en aluminio, cobre y plata. Allí también se presentan datos experimentales obtenidos en este laboratorio por Eckardt, Capuj y Lantschner. Teniendo en cuenta la sencillez de los modelos utilizados, el hecho de que con excepción de r_a no hay parámetros ajustables y la dispersión de los datos experimentales, decimos que la concordancia es aceptable.

Por otra parte, según se ha discutido en el trabajo presentado en esta misma reunión por Jakas et al., la pérdida de energía media ΔE como función de la energía del proyectil presenta un máximo en un valor que llamamos ϵ_p .

En la siguiente tabla se comparan los resultados obtenidos numéricamente con datos experimentales. Se observa que los cálculos numéricos reproducen muy bien los corrimientos de los máximos medidos experimentalmente, lo que

indica que la pérdida de energía Q tiene un buen comportamiento como función de la energía del proyectil.

	espesor (Angstr.)	$\theta \neq 0$ (grados)	$E_p(0)$ (Kev) TEORICO	$E_p(0)$ (Kev) EXPERIM.	$E_p(\theta)$ (Kev) TEORICO	$E_p(\theta)$ (Kev) EXPERIM.
Al	210	1.42	76	73	81	80
Cu	170	1.5	123	117	132	134
Ag	140	1.5	108	103	122	122

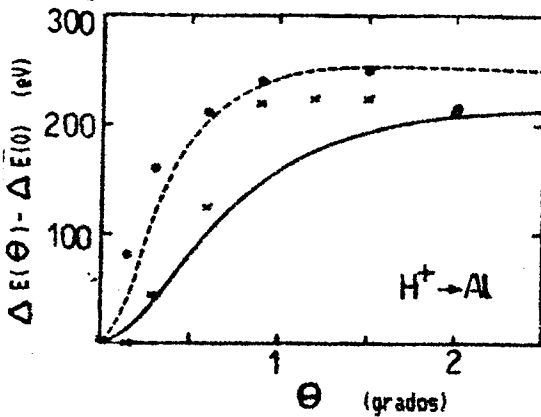


Figura 1

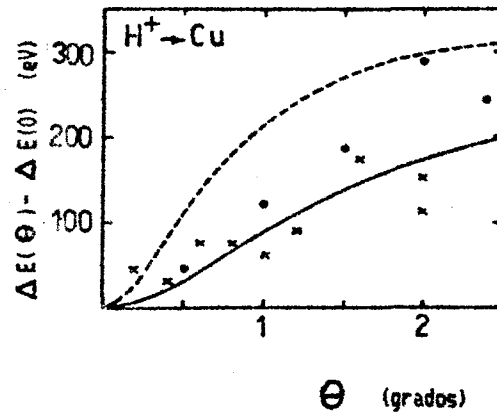


Figura 2

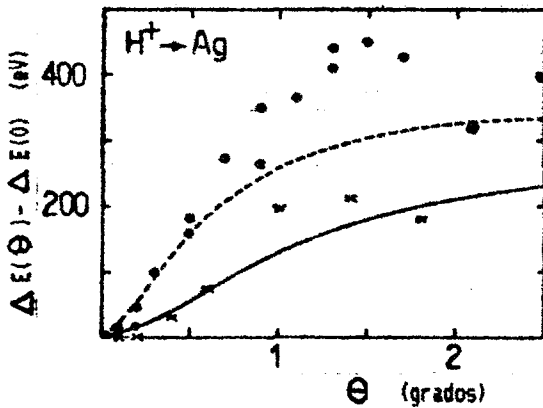


Figura 3

- mediciones a 200 Kev
- cálculos a 200 Kev
- x mediciones a 100 Kev
- cálculos a 100 Kev

Los espesores de las láminas corresponden a los que figuran en la tabla.

- [1] R. Ishiwari, M. Shiomi and H. Sakamoto, Phys. Rev. A 25,2524(1982).
- [2] G.A. Iferov, Yu.N. Zhukova, Phys. status solisi (b) 110,653(1982).
- [3] J.C. Eckardt, B.H. Lantechner, M.M. Jakos and V.H. Ponce, Nucl. Instrum. Methods B 2,168(1984).
- [4] M.M. Jakos, B.H. Lantechner, J.C. Eckardt and V.H. Ponce, Phys. Rev. A 29,1838(1984).
- [5] H. Ascolani and M.R. Arista, Phys. Rev. A 33,2352(1986).
- [6] J. Lindhard and A. Winter, K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd. 34, No. 4 (1964).