

## DEPENDENCIA ANGULAR DEL FRENAMIENTO DE PROTONES EN SOLIDOS

M.M.Jakas, J.C.Eckardt, N.E.Capuj y G.H.Lantschner

Centro Atómico Bariloche

En este lugar hablaremos de una de las manifestaciones de la dependencia angular del frenamiento inelástico de partículas cargadas a su paso por materia condensada. Se trata del corrimiento de la energía de proyectil  $E_m$  a la que se produce la máxima pérdida de energía por unidad de camino, con el ángulo de salida  $\theta$  de los iones respecto a la dirección original del haz.

En tiempos mas recientes se ha tenido evidencias de que no sólo el frenamiento elástico sino también el inelástico depende del ángulo de observación de los iones después de su paso por láminas delgadas de sólidos [1-3]. Las variaciones observadas superan claramente a lo que cabe esperar por el efecto puramente geométrico de alargamiento del camino en  $1/\cos\theta$ . La razón de ello es que un proyectil observado a un ángulo  $\theta \neq 0$  sufrió, en promedio, colisiones de parámetro de impacto menores que aquellos observados a  $\theta = 0$ , por lo que varía la pérdida de energía media por colisión.

Es sabido que el frenamiento de iones en materia presenta un máximo si se lo grafica en función de la energía del proyectil. La posición de éste máximo  $E_m$  ha sido objeto de varias consideraciones teóricas, relacionandolo con las propiedades electrónicas del material blanco.

En esta presentación ligaremos las dos cosas estudiando la dependencia angular de  $E_m$  para protones que atraviesan láminas delgadas de Al, Cu y Ag.

Nuestras mediciones indican que los  $E_m$  correspondientes exhiben variaciones angulares que superan las incertezas experimentales.

Para explicar el fenómeno presentaremos primero algunos conceptos y elementos matemáticos asociados a la teoría del máximo del poder de frenamiento.

La energía que perdió una carga unitaria que se mueve en un gas de electrones de densidad variable a escala atómica, después de atravesar una distancia  $x$  es:

$$\Delta E = -\Delta x \cdot N \frac{4\pi e^2}{m v^2} L(v) \quad (1)$$

donde  $e$  y  $m$  son la carga y masa electrónicas,  $N$  es la densidad atómica del blanco,  $v$  es la velocidad del proyectil y

$$L(v) = \int_{2mv^2 > \hbar\omega} \rho(r) d\vec{r} \ln\left(\frac{2mv^2}{\hbar\omega}\right) \quad (2)$$

donde  $\omega = [4\pi e^2 \rho / m]^{1/2}$  es la frecuencia de plasma del gas de electrones.

Se puede hallar una ecuación implícita para  $E_m$  buscando el máximo de la ecuación (2). No seguiremos ese camino sino que haremos una discusión cualitativa acerca del origen del máximo de la pérdida de energía.

En primer lugar notemos que  $L$  es aproximadamente proporcional al número de electrones contenidos en la región espacial en la que se cumple  $2mv^2 > \hbar\omega$ . Por ello cuando  $v$  tiende a cero disminuye la cantidad de electrones capaces de absorber energía del ion, causando la caída a cero de  $L$  tan pronto  $v$  sea inferior a un cierto valor límite. Por otro lado para altas velocidades, cuando todos los electrones se hicieron activos,  $L$  tiende al conocido valor límite  $z_2 \ln(2mv^2/I)$ , donde  $z_2$  es el número atómico del blanco e  $I$  es el potencial de excitación promedio.

Por otro lado la velocidad al cuadrado del denominador de (1) causaría un ilimitado crecimiento del frenamiento con  $v \rightarrow 0$  salvo que la caída de  $L$  pueda compensar esa divergencia, como efectivamente ocurre, haciendo que (1) pase por un máximo.

Un aspecto que se puede ver de esto es la relación entre  $E_m$  y la velocidad de los electrones mas externos del átomo. En el modelo de la ecuación (1),  $L$  va a cero tan pronto  $v$  sea menor que la velocidad  $v_m$  de los electrones mas externos. Debido al fuerte decrecimiento de  $v^{-2}$  el máximo resulta en algún lugar próximo a  $v_m$ .

Veamos ahora la variación angular que se observa para la pérdida de energía de iones que atraviesan láminas delgadas. De acuerdo a /4/ la pérdida de energía de iones transmitidos a un ángulo  $\theta$  bien definido esta dada por:

$$\Delta E(\vec{\theta}) = -\Delta \times N \frac{4\pi e^2}{mv^2} \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) \ln\left(\frac{2mv^2}{\hbar\omega}\right) F_{MS}(\vec{\theta}-\vec{\phi}, \Delta x) / F_{MS}(\vec{\theta}, \Delta x) \quad (3)$$

donde  $F_{MS}$  es la distribución angular de múltiple scattering y  $\phi$  es el ángulo de dispersion en colisión simple.

Nuevamente, en lugar de calcular  $E_m$  de (3) anticiparemos el comportamiento de  $E_m$  con el ángulo de observación con argumentos teóricos.

La expresión  $F_{MS}(\vec{\theta}-\vec{\phi}, \Delta x) / F_{MS}(\vec{\theta}, \Delta x)$  que interviene en (3) da cuenta de la probabilidad de detectar un ion en el ángulo  $\theta$  después de haber sido dispersado a un ángulo  $\phi$  en algún lugar del blanco /4/. En estas circunstancias se

puede definir una nueva función  $L$  como:

$$L^*(v) = \int d\vec{r} \rho(\vec{r}) \ln \left( \frac{2mv^2}{\hbar \omega} \right) \frac{F_{MS}(\vec{\theta} - \vec{r} \Delta x)}{F_{MS}(\vec{\theta} \Delta x)} \quad (4)$$

Para analizar la influencia de la expresión  $F_{MS}(\vec{\theta} - \vec{r} \Delta x) / F_{MS}(\vec{\theta} \Delta x)$  sobre la posición de  $E_m$  tengamos en mente que esta expresión tiene un máximo alrededor de  $\vec{\theta} = \vec{\phi}$ , decreciendo rápidamente a cero para  $\phi > \alpha_{1/2}$ , donde  $\alpha_{1/2}$  es el ancho a altura mitad de la distribución de multiple scattering. Esto hace que en  $L^*$  intervengan en forma acentuada los parámetros de impacto asociados al ángulo de dispersión  $\phi = \theta$ . Así por ejemplo si  $\theta = 0$  hay una fuerte supresión de ángulos de scattering grandes, ocasionando que  $L^*$  esté determinado esencialmente por las bajas densidades electrónicas que se ven a parámetros de impacto grandes. Para ángulos de observación mas grandes cabe esperar lo opuesto.

De esto y lo dicho anteriormente sobre el origen de  $E_m$  concluimos que  $E_m$  debe crecer al aumentar el ángulo de observación.

Con una técnica descrita en /3/ se han medido los frenamientos de protones en láminas delgadas de Al, Cu y Ag para  $\theta = 0$  y para  $\theta \sim 1.5$  grados observandose en los tres casos un desplazamiento de  $E_m$  hacia valores mayores para los ángulos distintos a cero. Los corrimientos observados figuran en la tabla adjunta.

|    | espesor<br>blanco<br>(Angstr) | $\theta \neq 0$<br>(grados) | $E_m(0)$<br>(keV) | $E_m(\theta)$<br>(keV) | $\Delta E_m$<br>(keV) |
|----|-------------------------------|-----------------------------|-------------------|------------------------|-----------------------|
| Al | 210                           | 1.42                        | 73                | 80                     | 7                     |
| Cu | 170                           | 1.50                        | 117               | 134                    | 17                    |
| Ag | 140                           | 1.50                        | 103               | 122                    | 19                    |

#### Referencias:

- /1/ R.Ishiwari, N.Shiomi and N.Sakamoto, Phys. Rev. A25, 2524, (1982)
- /2/ G.A.Iferof, Yu.N.Zhukova, Phys.Stat.Sol.(b) 110, 653, (1982)
- /3/ J.C.Eckardt, G.H.Lantschner, M.M.Jakas and V.H.Ponce, Nucl. Instr. & Meth. B2, 168 (1984)
- /4/ M.M.Jakas, G.H.Lantschner, J.C.Eckardt and V.H.Ponce, Phys. Rev. A29, 1838, (1984)