

# Estructura del Pico de Electrones Blandos en Colisiones Ión-Helio

F. D. COLAVECCHIA, W. R. CRAVERO y C. R. GARIBOTTI

CENTRO ATÓMICO BARILOCHE Y CONSEJO NACIONAL DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS Y TÉCNICAS  
AV. BUSTILLO KM. 9.5 - (8400) SAN CARLOS DE BARILOCHE - RÍO NEGRO - ARGENTINA  
*e-mail: flavioc@cab.cnea.edu.ar*

## Resumen

En este trabajo se estudian las características de asimetría de la emisión electrónica de baja velocidad en colisiones ion átomo. Estos electrones forman el llamado pico de electrones blandos en la sección eficaz doble diferencial (SEDD). A partir de datos experimentales de Schiwietz[1] y Pedersen[2] para colisiones ion-helio, se expandieron las SEDD como una serie en términos de polinomios de Legendre cuyos coeficientes parametrizan la asimetría. Se encontró una ley de escalas para el parámetro de orden cero, que es proporcional a las sección eficaz simple diferencial (SESD).

In this work we study the asymmetry characteristics of low-energy electrons emitted in ion-atom collisions. These electrons constitute the soft-electron-peak in the double differential cross section (DDCS). We obtain the asymmetry parameters as coefficients of a series expansion in terms of Legendre polynomials of experimental DDCS obtained by Schiwietz[1] and Pedersen[2]. We have found a scaling law for the parameter of lowest order, proportional to the simple differential cross section.

## Introducción

En las secciones eficaces doblemente diferenciales (SEDD) para colisiones ion-atomo en el rango de energías intermedias y altas pueden distinguirse tres características bien definidas: la esfera binaria, el pico de captura al continuo (CC) y el pico de electrones blandos (EB). La primera es una estructura donde electrones libres inicialmente en reposo serian emitidos en una colisión binaria que conserva energía y momento.

El pico de captura a continuo esta centrado en la velocidad del proyectil  $V$ , y está formado por los electrones transferidos al continuo del potencial coulombiano del proyectil. El pico de electrones blandos esta formado por los electrones emitidos con baja velocidad  $v$  respecto del blanco. Desde un punto de vista teórico, tanto CC y EB se entienden como la prolongación analítica de la sección eficaz para la excitación de un electrón a estados Rydberg a

través del umbral de ionización, dando como resultado el comportamiento divergente de los estados del continuo en el limite de velocidad cero. La divergencia  $1/v$  de la sección eficaz de ionización en este limite considerada en el sistema de referencia blanco-electrón o proyectil-electrón resulta en los picos de SE y CC, respectivamente. La asimetría del pico de CC en la dirección de incidencia del proyectil ha sido comprobada teórica y experimentalmente. Sin embargo, debido a la dificultad de medir electrones de baja velocidad, no se le ha prestado la debida atención a la emisión de electrones blandos.

El año pasado, Suarez y otros[3] reportaron la primer evidencia de la asimetría del pico de electrones blandos, para la colisión de protones y  $\text{He}^{2+}$  de 106 keV/amu contra helio. Asimismo Cravero y Garibotti [4] estudiaron desde un punto de vista teórico estas asimetrías, comparando los datos experimentales de Petersen y otros para colisiones ion-helio con las

SEDD obtenidas en las aproximaciones de Born y en CDW-EIS.

## La expansión en polinomios de Legendre

La expansión de la sección eficaz doble diferencial en términos de polinomios de Legendre fue utilizada por Meckbach y otros [5] para estudiar la asimetría en el pico de captura al continuo. Como se mencionó antes, los picos de CC y de EB tienen un origen común, la divergencia  $1/v$  asociada al potencial coulombiano, con lo cual la expansión para el caso del pico de EB es:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \sum_{l=0}^{\infty} \beta_l(v, V, i) P_l(\cos\theta) \quad (1)$$

o, extrayendo  $\beta_0$  de la suma:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \beta_0 \left( 1 + \sum_{l=1}^{\infty} \alpha_l(v, V, i) P_l(\cos\theta) \right) \quad (2)$$

donde  $\alpha_l = \beta_l/\beta_0$  son los parámetros de asimetría, mientras que el factor  $\beta_0$  es proporcional a la SEDD, como puede verse integrando la expansión (2):

$$\frac{d\sigma}{dE} = 4\pi\beta_0 \quad (3)$$

Si bien un número infinito de términos deben ser tenidos en cuenta debido a las características del potencial coulombiano, para poder ajustar los datos experimentales, la serie infinita (1) debe ser reemplazada por una suma finita:

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \beta_0 \left( 1 + \sum_{l=1}^N \alpha_l(v, V, i) P_l(\cos\theta) \right) \quad (4)$$

El número de parámetros de asimetría que se puede calcular confiablemente depende del error experimental de los datos y del número de datos angulares que se se hayan obtenido. Para  $n$  mediciones angulares, el ajuste tiene sentido si  $N \leq n-2$ . Además, en el límite  $v \rightarrow 0$  la primera aproximación de Born predice que sólo  $\alpha_0$  y  $\alpha_2$  son no nulos, de donde debe ser  $2 < N \leq n-2$ .

Utilizando un programa de mínimos cuadrados se determinaron los  $\alpha_l$  y  $\beta_l$  ajustando los valores experimentales de SEDD. Con el objeto de alcanzar la estabilidad numérica, para

cada valor de la carga del proyectil  $Z_P$  se ajustaron los datos experimentales para un rango amplio de valores de  $N$ , dentro de los límites mencionados anteriormente. Schiwietz y colaboradores [1] midieron secciones eficaces de  $C^{6+}$ ,  $O^{8+}$  y  $Ne^{10+}$  con He, con energía incidente de 5 MeV/amu. El rango angular para estas mediciones fue  $0^\circ$  a  $160^\circ$ , cada  $10^\circ$ . Para el ajuste se utilizaron los datos en un rango de energías del electrón emitido entre 1.66 eV y 100 eV (0.34 y 2 u.a. de velocidad). El valor óptimo obtenido para el ajuste fue  $N \approx 7$ . Para valores mayores de  $N$ , los coeficientes de orden más bajo  $l < 5$  no varían, mientras que los errores numéricos encontrados en los parámetros de orden  $l > 4$  fueron mayores que la variación de los mismos con la velocidad, por lo tanto no pueden ser considerados confiables.

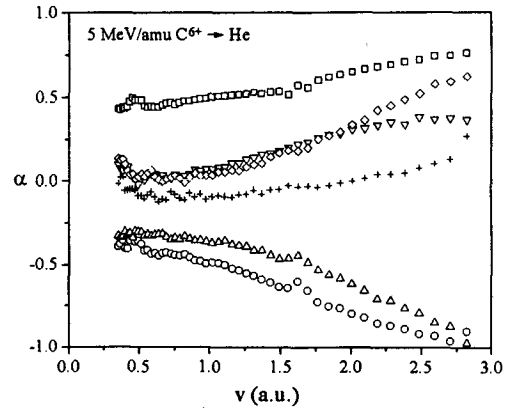


Fig. 1. Parámetros de asimetría  $\alpha_l$  calculados para la colisión 5 MeV/amu  $C^{6+} \rightarrow He$  a partir de los datos de Schiwietz y colab [1]. Resultados similares se obtuvieron para colisiones  $O^{8+} \rightarrow He$  y  $Ne^{10+} \rightarrow He$ . Los parámetros calculados se aproximan a cero para ordenes crecientes.

En la fig.1 se muestra los valores obtenidos para el  $C^{6+}$ . Resultados similares se obtuvieron para el  $O^{8+}$  y el  $Ne^{10+}$ . Puede observarse que los al de mayor orden de son cercanos a cero en todo el rango de interés. Este hecho indica la velocidad de convergencia numérica de la serie. Si bien esta convergencia no garantiza la convergencia analítica, muestra que teóricamente se debe asegurar una convergencia de la serie (3) en pocos términos.

Se puede comprobar también que la metodología propuesta ajusta correctamente los

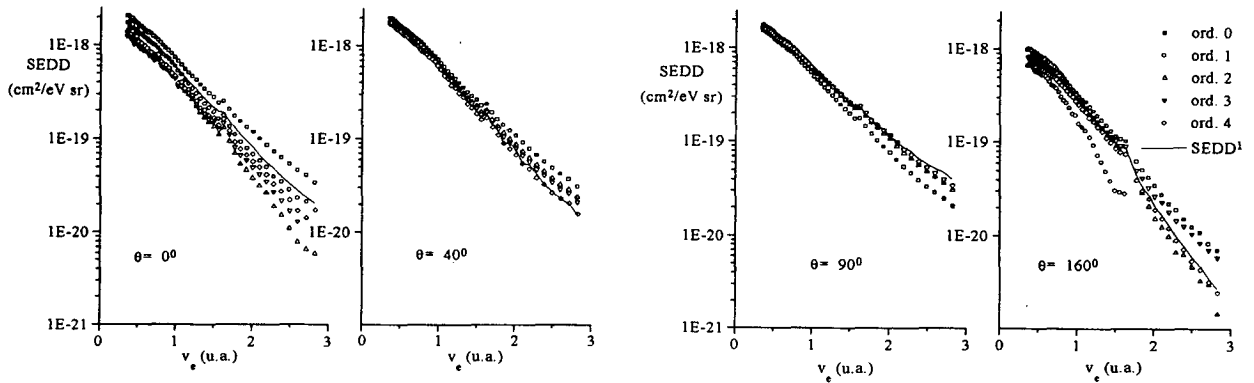


Fig. 2. Secciones eficaces doble diferenciales para la colisión 5 MeV/amu  $O^{8+} \rightarrow He$  comparadas con la aproximación a distintos ordenes de la expansión en polinomios de Legendre, para distintos ángulos de emisión del electrón.

datos experimentales de las SEDD. En la figura 2 se encuentran graficados las SEDD medidas para cuatro ángulos distintos ( $20^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $160^\circ$ ) y las distintas aproximaciones utilizando diferentes sumas parciales de la serie (4). Asimismo, en la figura 3 se observa el gran acuerdo entre la SEDD medida por Schiwietz y la sección eficaz obtenida según la ecuación (3) a partir del  $\beta_0$  calculado. El error con que la SEDD es calculado con el ajuste es menor al 5% para todos los valores de  $Z_p$  y velocidades del electrón. Este método induce un alto grado de confianza en los resultados del procedimiento de ajuste de las SEDD.

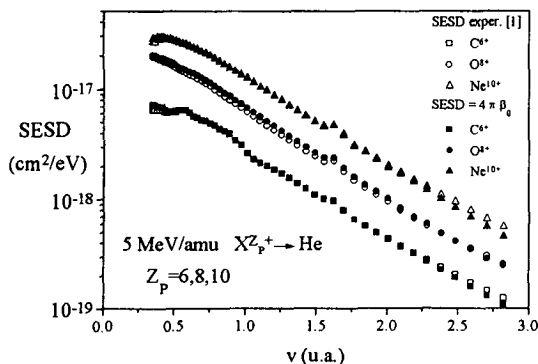


Fig. 3. Sección eficaz simple diferencial medida y obtenida a partir del ajuste de los datos de SEDD. En todos los casos el error es menor al 5%.

### Ley de escalas para las SEDD

A partir de los datos experimentales se encontró un ley de escalas para las SEDD en el

rango de bajas energías del electrón emitido, similar a la encontrada por Gillespie[6] para la sección eficaz total (SET) en colisiones ión-Helio. Gillespie encontró que para un amplio rango de energías incidentes (75 KeV/amu a 5 MeV/amu) y cargas del proyectil ( $Z_p = 1$  a 13) la SET puede escribirse como:

$$\sigma_i = Z_p^2 f(Z_p / V^2) \sigma_B(V) \quad (5)$$

donde  $V$  es la velocidad de incidencia del ion (en unidades atómicas), mientras que  $f$  viene dada por:

$$f(Z_p / V^2) = \exp(-\lambda Z_p / V^2) \quad (6)$$

con  $\lambda = 2$  y

$$\sigma_B = \frac{4 \pi a_0^2}{v^2} \left( M_i^2 \ln v^2 + C_i + \frac{\gamma_i}{v^2} \right) \quad (7)$$

es la expresión asintótica de Bethe para la sección eficaz de ionización[7]. Los valores de los parámetros en la ec. (7) son los hallados por Kim e Inokuti[8].

$$M_i = 0.489$$

$$C_i = 0.714$$

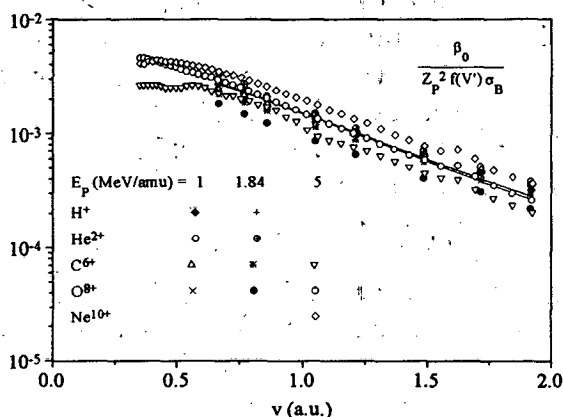
$$g_i = -1.209$$

Generalizando este resultado, para la SEDD (equivalentemente  $\beta_0$ ) proponemos la siguiente dependencia:

$$\frac{d\sigma}{dE} = Z_p^2 f(Z_p / V^2) \sigma_B(V) U(v) \quad (8)$$

donde  $U(v)$  es una función universal de la velocidad del electrón emitido. La misma ley de

escalas es válida para  $\beta_0$  pues es proporcional a la SESD. En la figura 4 se graficó  $\beta_0/Z_P^2 f(Z_P/V^2)$   $\sigma_B$  en función de la velocidad del electrón emitido, utilizando los valores obtenidos en este trabajo para  $\beta_0$  y aquellos calculados por Cravero y Garibotti, para las colisiones a 1 MeV y 1.84 MeV de  $H^+$ ,  $He^{2+}$ ,  $C^{6+}$  y  $O^{8+}$  con He. El valor de  $l$  para el cual las curvas tienden a converger en una única curva es  $\lambda=2.5$ , superior al valor obtenido por Gillespie en un 25%. Para este caso las curvas muestran un acuerdo en todos los casos menor al error experimental, con valores máximos para el error del 20% en el caso de las velocidades del electrón más bajas medidas (1.66 a 5 eV). Para estas velocidades, el error experimental asciende al 50%.



4. Ley de escalas calculada para los  $\beta_0$  calculados a partir de los datos de Schiwietz[1] y Petersen[2]. El mayor error se presenta en las bajas velocidades de emisión del electrón, con errores máximos del 20%.

## Conclusiones

Se calcularon los parámetros de asimetría para colisiones ion-helio a energías de incidencia de 5 MeV/amu, para tres tipos de proyectiles,  $C^{6+}$ ,  $O^{8+}$  y  $Ne^{10+}$ , a partir de datos experimentales. Los resultados confirman la asimetría del pico de electrones blandos. Los parámetros de asimetría tienen un comportamiento similar (al menos cualitativamente) a los calculados por Cravero para otras energías y cargas del proyectil.

Se encontró una ley de escalas que permite predecir la SESD a bajas energías de emisión del electrón a partir de la carga y energía del

proyectil, dentro del rango del error experimental.

En este sentido, se está trabajando actualmente para encontrar leyes de escala para los parámetros de asimetría  $\alpha_l$ .

## Referencias

1. Schiwietz, H. Platten, D Schneider, T Schneider, W. Zeitz, K Musiol, R Kowallik, N. Stoltzföh; Hahn Meitner Institut pre print HMI-B 447, Octubre 1987.
2. J. Pedersen, P. Hvelplund, A. Petersen y P.D. Fainstein, J. Phys. B 24 (1991) 4001.
3. S. Suárez, C.R. Garibotti, W. Meckbach y G. Bernardi, Phys. Rev. Lett. 10 (1993) 418.
4. W. Cravero y C.R. Garibotti, Phys. Rev. A 48 (1993) 2012
5. W. Meckbach, I. Nemirosky y C.R. Garibotti, Phys. Rev. A 24 (1981) 1793.
6. G.H. Gillespie, Phys. Lett. 93A (1983) 327.
7. H. Bethe, Ann. Physik 5 (1930) 325.
8. Y.K. Kim y M. Inokuti, Phys. Rev. A 3 (1971) 665.