

EXCITACIÓN DE PLASMONES POR ELECTRONES REFLEJADOS EN UNA SUPERFICIE METÁLICA

C. Denton, N. Arista, R. O. Barrachina*

Instituto Balseiro, Comisión Nacional de Energía Atómica y Universidad Nacional de Cuyo y Centro Atómico Bariloche, (8400) S. C. de Bariloche, Argentina.

En este trabajo se analizan en detalle los procesos de excitación de plasmones de volumen y superficie por una partícula cargada que se refleja dentro de un sólido. Se calculan el número promedio de plasmones excitados en función de la profundidad de reflexión y la probabilidad de excitar múltiples plasmones en función de la velocidad del proyectil, para distintos ángulos de incidencia del proyectil.

The excitation of surface and bulk plasmons by a charged particle reflected inside a solid is studied in this paper. We derive expressions for the plasmon energy loss, the average number of plasmons as a function of the penetration distance and the probability for the creation of multiple plasmons, taking into account the angular dependence of these quantities.

I. INTRODUCCIÓN

La excitación de modos colectivos de oscilación de los electrones de un material, ya sean éstos de volumen o de superficie, constituye uno de los aspectos más interesantes de la interacción de partículas cargadas con superficies sólidas.

El estudio de la creación de plasmones tiene importancia para la interpretación de diversas técnicas espectroscópicas que utilizan partículas cargadas como proyectiles. En particular nos interesa en este caso la técnica REEL (Reflection Electron Energy Loss) que estudia los electrones que se reflejan dentro del sólido.

La creación de plasmones puede ser analizada con el formalismo dieléctrico, describiendo la interacción de la carga con la superficie a través del modelo de reflexión especular desarrollado por Ritchie y Marusak¹⁻²⁻³. Este permite describir los efectos de superficie en función de las propiedades dieléctricas del material.

Consideremos, como se aprecia en la Fig. 1, un electrón que se refleja a $t = 0$ a una distancia z de la superficie de un metal, descrito por la función dieléctrica $\epsilon(k, \omega)$. Asumimos que el proyectil sigue una trayectoria uniforme $\vec{r} = (v_z|t| - z)\hat{z} + (v_x t)\hat{x}$ que no es perturbada por la excitación de plasmones. Esta condición se da cuando la energía del proyectil es mucho mayor que la de los modos colectivos ($\hbar\omega_p \approx 15\text{eV}$).

II. FRENAMIENTO DEBIDO A EXCITACIÓN DE PLASMONES

Reemplazando $\epsilon(k, \omega)$ por la función dieléctrica clásica $\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}$ se describe la contribución al frenamiento de la partícula debida sólo los modos colectivos. Usando lo anterior se puede calcular la energía perdida por el proyectil por unidad de tiempo como²⁻³:

$$\frac{dW}{dt} = -e \frac{\partial \phi_{ind}}{\partial t} \Big|_{\vec{r} = (v_z|t| - z)\hat{z} + (v_x t)\hat{x}} \quad (1)$$

donde ϕ_{ind} es el potencial inducido por la carga externa. De la fórmula anterior se obtienen dos térmi-

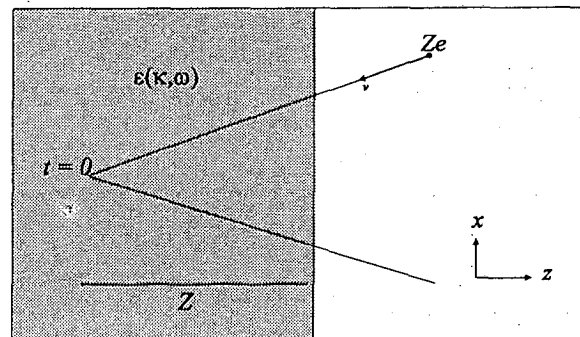


Fig. 1: Descripción del problema analizado.

* Miembro del Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

nos claramente distinguibles correspondientes a la energía perdida por creación de plasmones de superficie y volumen respectivamente. En la Fig. 2 se observa $\frac{dW}{dt}|_s$ y $\frac{dW}{dt}|_v$ en función del tiempo para dos profundidades de reflexión características, en el caso de incidencia normal. Se aprecia que $\frac{dW}{dt}|_v = 0$ cuando la carga se encuentra fuera del material. Dentro del medio, en cambio, incluye el típico frenamiento de un ión en un sólido infinito ($-\hbar\omega_p v / \lambda_p$), un término oscilatorio debido a la repentina reflexión en $t = 0$ y términos de "Begrenzung" que cancelan exactamente el valor de $\frac{dW}{dt}|_v$ cuando el ión cruza la superficie. Por su parte $\frac{dW}{dt}|_s$ presenta un pico cuando la carga penetra en el material y otro pico de absorción o pérdida de energía cuando sale del metal, dependiendo de la profundidad a la cual se produce la reflexión de la partícula.

En la Fig. 3 se muestra el número promedio de plasmones de volumen o superficie en función de z , dada por:

$$Q_v(z) = -\frac{1}{\hbar\omega_v} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dW}{dt}|_v dt \quad (2)$$

donde $v = v$ o s respectivamente.

En ambos casos aparece un fuerte comportamiento oscilatorio con longitudes de onda características $\frac{2\pi v}{\omega_p}$ y $\frac{2\pi v}{\omega_s}$ respectivamente. En Q_v predomina un término lineal relacionado con el camino libre medio para excitación de plasmones de volumen. Pero sin duda el hecho más interesante radica en el comportamiento de Q_s . Se observa que si la partícula se refleja a ciertas distancias características sale del material sin haber perdido energía por la creación de plasmones de superficie. Este mismo comportamiento oscilatorio fue notado por Yubero y Tougaard⁴ e independientemente por Gervasoni *et al.*⁵ para el caso de incidencia normal. El objetivo de este trabajo es dar una explicación más detallada de como esta interferencia se desarrolla en el tiempo y estudiar la dependencia angular de este efecto. Cabe destacar que a los mismos resultados se llega a través del método ideado por Lucas y colaboradores⁶. Esta recuperación de la energía se debe a que si el ión que se refleja a ciertas distancias, cruza la superficie "en fase" con el modo colectivo creado, será acelerado en su camino hacia el exterior del sólido. Puesto que en nuestro análisis las oscilaciones de plasma ocurren en una pequeña zona alrededor del punto de penetración, es lógico pensar que este tipo de interferencia va a ser más efectivo en incidencia normal. Se han calculado Q_s y Q_v también para el caso de incidencia oblicua y los resul-

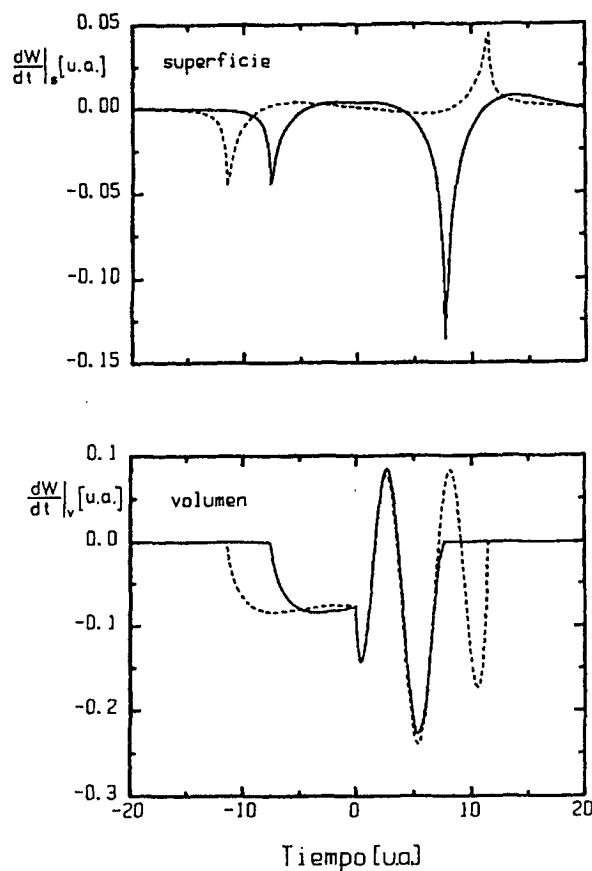


Fig. 2: Pérdidas de energía por unidad de tiempo en función del tiempo, para un electrón de $v=10$ ua y con incidencia normal a la superficie, que es reflejado a $t=0$ a profundidades $z = \frac{3\pi v}{2\omega_s}$ (---) y $z = \frac{\pi v}{\omega_s}$ (—). Las contribuciones de volumen (V) y superficie (S) son mostradas separadamente.

tados aparecen en las Figs. 4 y 5. A medida que la incidencia se hace más rasante ambas cantidades aumentan. En el caso de Q_s esto se debe a que la carga está más tiempo cerca de la superficie, teniendo un comportamiento para ángulos chicos como: $Q_s \sim \frac{1}{\sin(\theta)}$. Q_v también aumenta al disminuir el ángulo pues crece el camino recorrido por el proyectil dentro del sólido. En ambos casos los efectos de interferencias antes mencionados desaparecen gradualmente al disminuir el ángulo de incidencia. Este resultado era esperable por cuanto a incidencia rasante el punto de penetración y el de salida del electrón se encuentran alejados entre sí y la interferencia pierde eficacia.

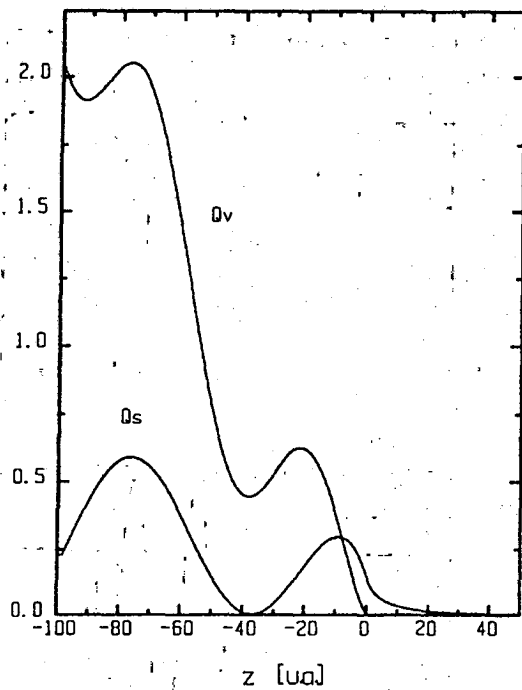


Fig. 3: Número promedio de plasmones de volumen y superficie excitados por un electrón que incide normalmente con velocidad $v=10$ ua en función de la distancia a la superficie a la cual es reflejado.

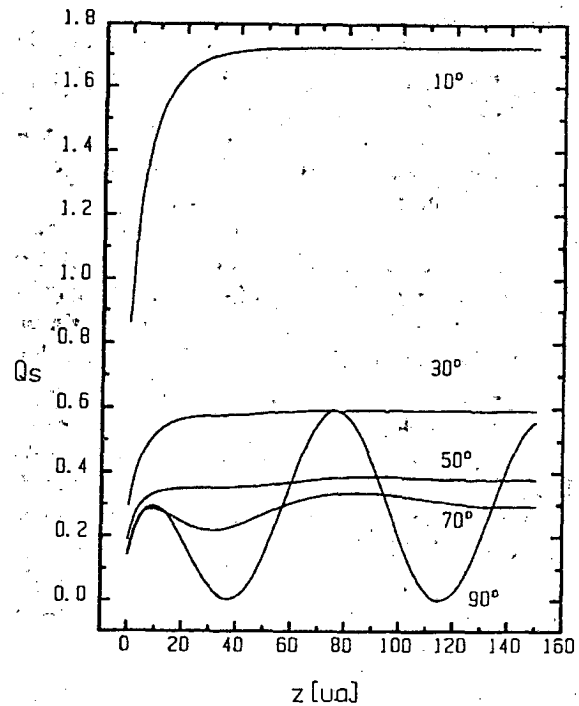


Fig. 4: Número promedio de plasmones de superficie excitados por un electrón de $v=10$ ua que incide con distintos ángulos respecto de la superficie, en función de la profundidad de reflexión.

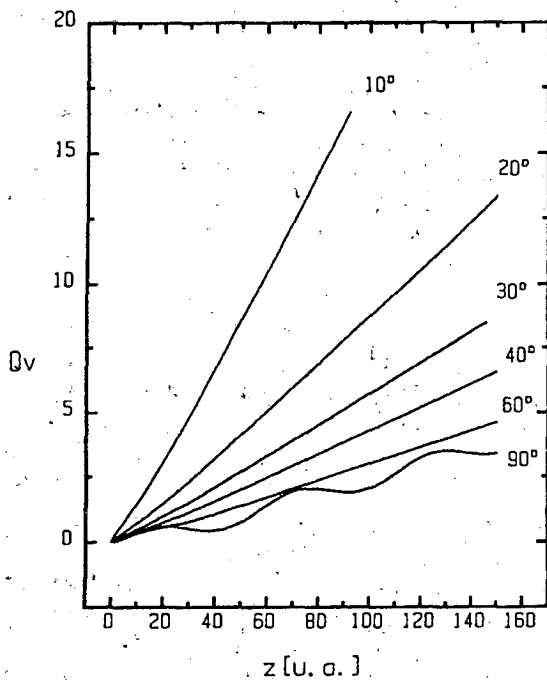


Fig. 5: Número promedio de plasmones de volumen excitados por un electrón $v=10$ ua que incide con distintos ángulos respecto de la superficie, en función de la profundidad de reflexión.

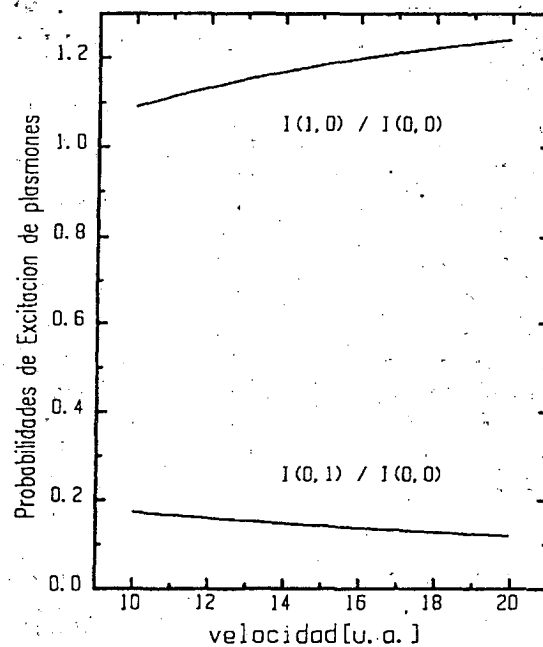


Fig. 6: Probabilidad de excitación de un plasmón de volumen o de superficie en función de la velocidad del proyectil, que incide normalmente a la superficie.

III. PROBABILIDADES DE EXCITACIÓN DE N PLASMONES

A los fines de compara con resultados experimentales es necesario calcular la probabilidad de que un electrón excite n_V plasmones de volumen y n_S plasmones de superficie durante su trayectoria. Para esto integramos en z la probabilidad de excitar n plasmones (que siguen una distribución de Poisson), junto a la probabilidad de que ocurra una reflexión a una distancia z (o sea, que ocurra una colisión elástica y ninguna inelástica en un recorrido $2z$). Esto es:

$$I(n_V, n_S) = \frac{1}{\lambda_i^2} \int_0^\infty dz 2z e^{-\frac{2z}{\lambda_i}} \left(e^{-Q_V} \frac{Q_V^{n_V}}{n_V!} \right) \left(e^{-Q_S} \frac{Q_S^{n_S}}{n_S!} \right) \quad (3)$$

donde λ_i es el camino libre medio correspondiente a procesos inelásticos. En la Fig. 6. se observan las

probabilidades reducidas $I(1,0)/I(0,0)$ y $I(0,1)/I(0,0)$ en función de la velocidad del proyectil. El aumento aparentemente anómalo con la velocidad de $I(1,0)/I(0,0)$ se debe a que λ_i crece con la velocidad, permitiendo que a mayores energías la partícula pueda reflejarse más adentro del material.

REFERENCIAS

1. Ritchie, R. H. y Marusak A. L. Surf. Sci. 4, 234 (1966).
2. Flores F. y García Moliner F. J. Phys. C: Solid State Phys. 12, 907 (1979).
3. García Moliner F. y Flores F. *Introduction to the Theory of Solid Surfaces*. Cambridge University Press (1978).
4. Yubero F. y Tougaard S. Phys. Rev. B46, 2486;(1992).
5. J. L. Gervasoni. Tesis Doctoral (Instituto Balseiro, 1991). C. Denton, J. L. Gervasoni, R. O. Barrachina y N. R. Arista. J. Phys. Condens. Matter 5, (1993).
6. Lucas A. A. 1984. Proceeding of the NATO ASI, 366.