

FUNCION DE RESPUESTA DIELECTRICA ESTADICA EN SISTEMAS SEMICONDUCTORES CUASI-UNI-DIMENSIONALES

J. Tutor y P. Pajón, Grupo de Ciencias de los Materiales, Facultad de Física, ISP "E. J. Varona"
F. Comas, Departamento de Física Teórica, Facultad de Física, Universidad de La Habana

RESUMEN

En el presente artículo se muestran los resultados de los cálculos de la Función de Respuesta Dieléctrica Estática ($\omega = 0$) y la Polarización a $T = 0K$ y a $T > 0K$. Se corroboran algunos resultados obtenidos por otros autores a $T = 0K$, y se analiza el efecto que provoca el aumento de la Temperatura en estas magnitudes.

ABSTRACT

This paper shows the results of calculating the Static Dielectric Response Function ($\omega = 0$) and the Polarization at $T=0K$, and $T>0K$. Results obtained by some other authors at $T=0K$ are confirmed and it is analyzed the effect that raising temperature produces in these magnitudes.

I. TEORIA

Para el desarrollo de nuestros cálculos hemos necesitado realizar las siguientes suposiciones:

1. Para el cálculo de la Función de Respuesta Dieléctrica Estática (FRDE) hemos seguido un tratamiento cercano al modelo de Lindhard para materiales volumicos, el cual fue comparado con el realizado por Bastard /1/ para $T = 0K$.
2. El gas electrónico cuasi-uni-dimensional (Q1D) es considerado como no interactuante entre sí, lo que elimina la inclusión de términos de intercambio y correlación en el cálculo de la FRDE.
3. Se obvian las transiciones electrónicas inter-sub-bandas.
4. Los procesos de dispersión electrónicos son elásticos o cuasi-elásticos.
5. Se suponen alambres cuánticos de sección rectangular y circular.

Las expresiones de (los estados electrónicos requeridos para los cálculos pueden ser encontradas para alambres de sección rectangular en /2-5/ y para alambres de sección circular en /6,7/, suponiendo en ambos casos barreras de potencial infinitas en las fronteras del alambre.

La expresión de la FRDE en un gas electrónico Q1D viene dada por:

$$\epsilon(E_K) = 1 - A_1(E_K) \cdot T_1(E_K) \quad (1)$$

donde E_K es la energía del movimiento cuasi-libre del electrón en la dirección del eje del alambre cuántico. $T_1(E_K)$ es el factor de forma de apantallamiento y $A_1(E_K)$ es la función de Polarizabilidad. Detalles sobre la deducción y análisis de $T_1(E_K)$ y $A_1(E_K)$ pueden verse en /8/. Por la importancia que tiene la función de Polarizabilidad $A_1(E_K)$ en el presente trabajo, debemos decir que la misma puede expresarse como:

$$A_1(E_K) = -\rho_1(E_K) \cdot \Pi_1(E_K, T) \quad (2)$$

donde $\rho_1(E_K)$ es la densidad de estado electrónica de la primera sub-banda para un gas electrónico Q1D. $\Pi_1(E_K, T)$ es una función cuyos detalles se dan en (ver /8/). A partir de (2) puede definirse la función $A_1(E_K, T)$, como:

$$A_1(E_K, T) = \frac{\Pi_1(E_K, T)}{E_K^{1/2}} \quad (3)$$

que llamaremos Polarización, y que caracterizará el comportamiento apantallado del gas electrónico Q1D para dispersiones elásticas o cuasi-elásticas ante campos electrostáticos internos. En nuestros cálculos hemos considerado tres casos para la polarización y la FRDE:

- a) $A_1(E_k, 0)$ y $\varepsilon(E_k)$ Aproximación $T = 0$ K.
 b) $A_1(E_k, T)$ y $\varepsilon(E_k)$ Aproximación de Maldague
 c) $A_1(E_k, T)$ y $\varepsilon(E_k)$ Cálculo exacto.

La llamada aproximación de Maldague ($T > 0$ K) es una extensión Q1D de la aproximación de Maldague hecha para gases electrónicos cuasi-bidimensionales [9].

II. DISCUSION

En la Figura 1 se muestra el comportamiento de A_1 vs. E_k . Como puede verse A_1 reproduce la singularidad de Peierls a $T = 0$ K para el conocido valor $q = 2 k_F$, que en términos de energía toma el valor $E_k = F - E_0$ (típico de procesos de transición energética intra-sub-banda debido a dispersiones

elásticas o cuasi-elásticas; F es la energía de Fermi del gas Q1D y E_0 el nivel básico de energía de confinamiento electrónico. También puede verse como esta singularidad es suavizada para $T = 1$ K, observándose una mejor representación del fenómeno estudiado en el cálculo exacto respecto a la aproximación de Maldague. En la Figura 2 se incluyen los resultados para $T = 4.2$ K como ilustración de la rápida desaparición de la singularidad de la Polarización con el aumento de T . En la Figura 3 se muestra el comportamiento de la FRDE vs. E_k ; nuestros cálculos reproducen satisfactoriamente los realizados en [1, 10] a $T = 0$ K. Para $T > 0$ K se observa que los efectos de apantallamiento desaparecen rápidamente para $T \geq 4.2$ K.

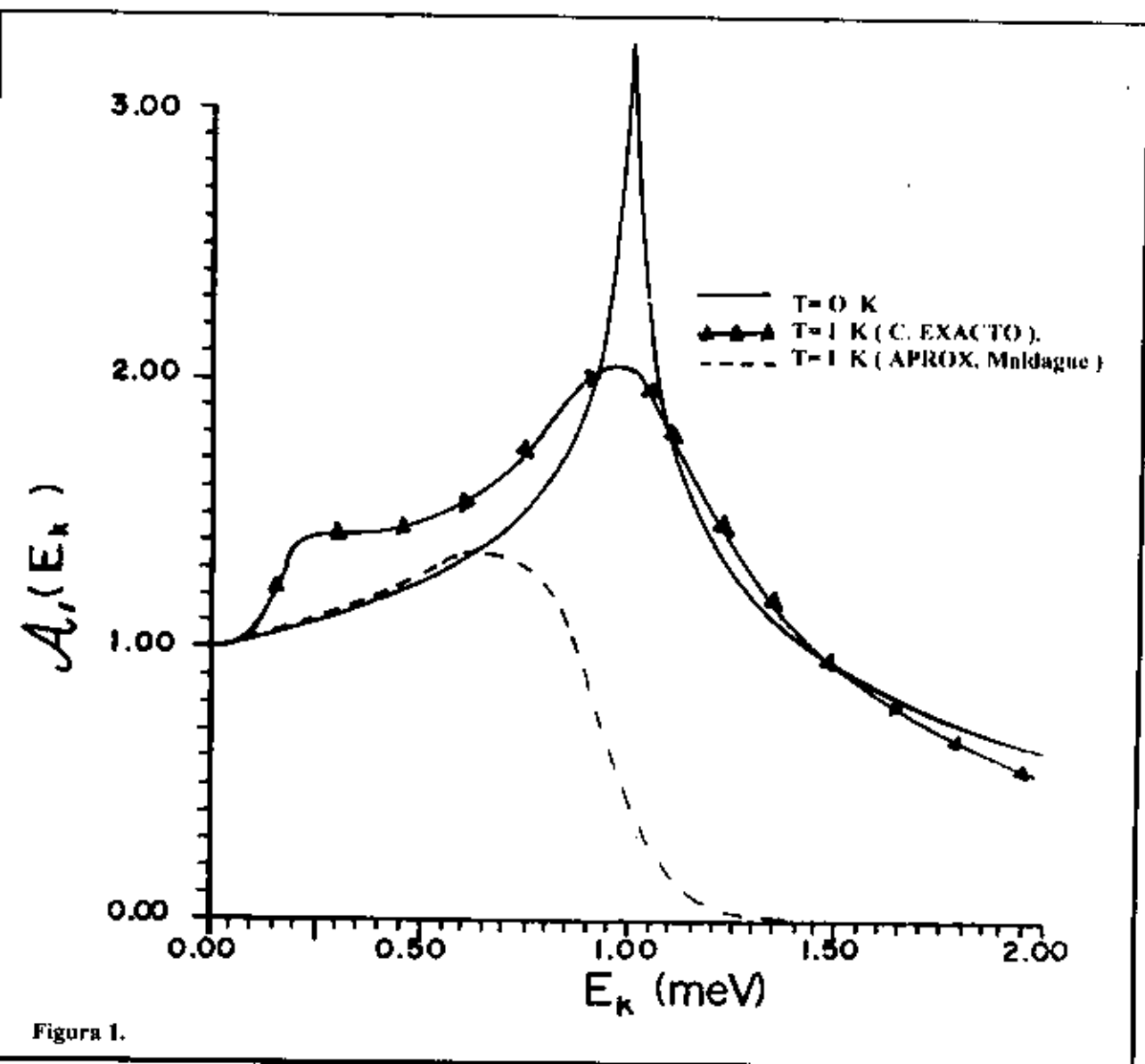


Figura 1.

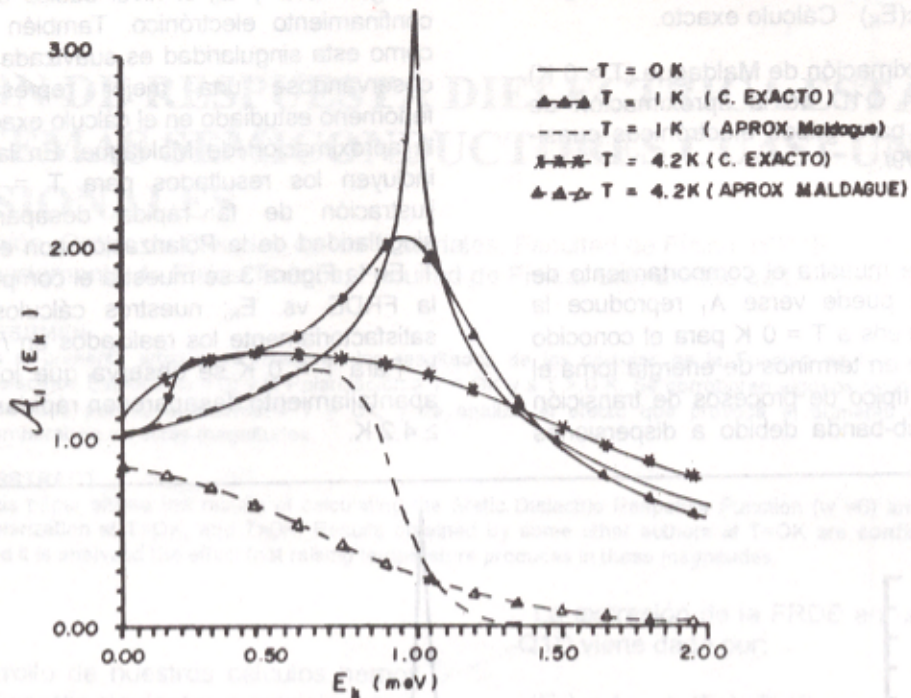


Figura 2.

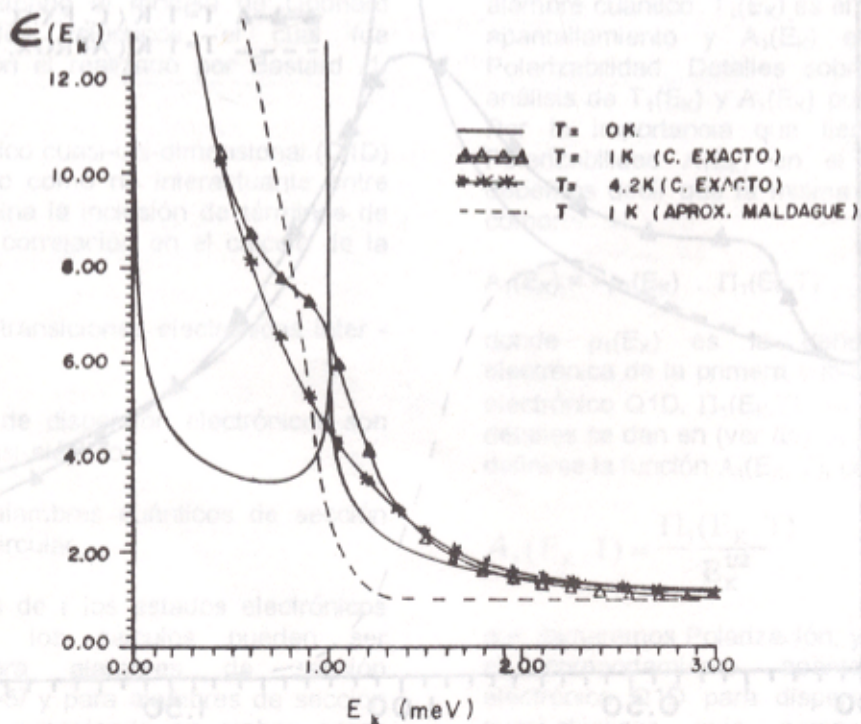


Figura 3.

REFERENCIAS

1. BASTARD, G. (1989): "Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures". Les Editions de Physique. France.
2. COMAS, F.; C. TRALLERO; J. TUTOR (1987): Phys. Stat. Sol (b) 139, 433.
3. COMAS, F. C.; C. TRALLERO; H. LEON; J. TUTOR (1988): Physica B 152 p. 352-366.
4. COMAS, F.; C. TRALLERO; J. TUTOR; H. LEON (1991): Revista Cubana de Física XI(2-3) (119).
5. COMAS, F.; C. TRALLERO; H. LEON; J. TUTOR (1992): Revista Cubana de Física XII(1).
6. ARORA, V.K. (1981): Phys. Stat. Sol (b) 105, 707.
7. ARORA, V.K.; M. PRASAD (1983): Phys. Stat. Sol. (b) 117, 127.
8. TUTOR, J.; P. PAJON; F. COMAS: "Respuesta Dieléctrica y Polarización Electrónica Estática en alambres cuánticos semiconductores". (No publicado)
9. MALDAGUE, P. (1978): Surface Science 73, 296-302.
10. LEE, J.; H.N. SPECTOR, (January-1985): J. App. Phys. 57, (2).