

# Masas efectivas ciclotrónicas en pozos cuánticos de GaAlAs-GaAs-GaAlAs

J. Sabin del Valle. Departamento de Física Teórica. I.S.P. Enrique José Varona

M. de Dios Leyva y J. López Gondar. Departamento de Física Teórica. Universidad de La Habana

## RESUMEN

---

Utilizando el modelo parabólico de bandas se obtienen algunas propiedades de las masas ciclotrónicas bidimensionales ( $m_{2D}$ ) en pozos cuánticos simétricos GaAlAs-GaAs-GaAlAs bajo campo magnético perpendicular a las interfases. Se demuestra analítica y numéricamente que  $m_{2D}$  se encuentra comprendida entre las masas efectivas de los materiales constituyentes.

## ABSTRACT

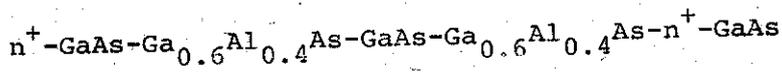
---

Using the parabolic band model, we obtain some properties of the cyclotron two-dimensional masses in symmetric GaAlAs-GaAs-GaAlAs quantum wells in the presence of a magnetic field perpendicular to the interfaces. It is shown analytically and by numerical results that the value of  $m_{2D}$  is between the effective masses of the host materials.

---

Nuestro objetivo es reportar algunas propiedades de las  $m_{2D}$  del GaAs en pozos cuánticos simétricos GaAlAs-GaAs-GaAlAs, en presencia de un campo

magnético fuerte perpendicular a las interfases. Esto está motivado por el hecho de que en recientes experimentos sobre efecto túnel magneto-resonante reportados en [1], en heteroestructuras



simétricas, se señala que dichas masas juegan un papel importante a la hora de interpretar las características I-V y  $dI/dV - V$  en esas sustancias. En [1] se plantea, específicamente, que una diferencia entre la masa tridimensional de GaAs (en el electrodo) y la  $m_{2D}$  (en el pozo) debe dar lugar a un cambio en la estructura de resistencia negativa observada en dichos sistemas. Es también interesante notar que la  $m_{2D}$  del GaAs determinado experimentalmente en [1] es  $0.063m_0$ , la cual es ligeramente inferior al valor comúnmente aceptado para el material volumétrico ( $0.066m_0$ ).

En este análisis se utiliza el formalismo de las funciones envolventes en la aproximación parabólica de bandas. Usando expresiones reportadas en [2] para superredes se puede considerar el caso particular del pozo cuántico y encontrar así, que las ecuaciones que determinan los niveles de energía en el pozo cuántico simétrico  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As} - \text{GaAs} - \text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  en presencia de un campo magnético  $\vec{H}$  perpendicular a las interfaces son:

$$\tan(ak_A/2) = \begin{cases} \frac{k_B}{r_{21}k_A} & \text{para estados pares} \\ \frac{-r_{21}k_A}{k_B} & \text{para estados impares} \end{cases} \quad (1)$$

$$\text{donde } k_A = \sqrt{(2m_A/\hbar^2) [E - (e\hbar H/m_A c) (n+1/2)]};$$

$$k_B = \sqrt{(2m_B/\hbar^2) [U_0 + (e\hbar H/m_B c) (n+1/2) - E]}; r_{21} = m_B/m_A;$$

E es la energía;  $U_0$  la altura de la barrera de potencial; a el ancho del pozo;  $m_A$  y  $m_B$  son las masas efectivas en los materiales volumétricos en el pozo y en la barrera respectivamente;  $n = 0, 1, 2, \dots$  el número cuántico de Landau; e el valor absoluto de la carga del electrón;  $\hbar$  la constante de Dirac y c la velocidad de la luz en el vacío.

Utilizando estas ecuaciones se calcularon los niveles de energía y las  $m_{2D}$  para  $x = 0.4$ ;  $m_A = 0.066m_0$ ;  $m_B = 0.101m_0$  y  $U_0$  igual a 0.417eV, 0.319eV, 0.280eV usando las reglas de Dingle [3], Wang [4] y Miller [5] respectivamente. En la tabla 1 se dan los resultados del cálculo para  $\vec{H} = \vec{0}$  y y diferentes anchos del pozo.

Tabla 1  
Energías en eV

a (Å)	Dingle	Wang	Miller
20	0.230	0.193	0.177
30	0.162	0.140	0.131
40	0.119	0.106	0.099
60	0.072	0.065	0.062
60	0.279	0.250	0.235

Para una misma regla y para a y n dados, se encontró que los niveles de energía crecían de forma prácticamente lineal con H. Esto implica que las  $m_{2D}$  que definiremos por la relación

$$m_{2D} = \frac{(n + \frac{1}{2}) \hbar e H}{c [E_{ni}(H) - E_i(0)]} \quad (2)$$

son aproximadamente independientes de H. Donde  $E_{ni}(H)$  y  $E_i(0)$  son los niveles de energía con y sin campo magnético, respectivamente. También se notó que las  $m_{2D}$  no dependen prácticamente de n (usualmente en la literatura la masa ciclotrónica se obtiene por el valor de la diferencia energética  $\hbar\omega_c$  entre dos niveles de Landau vecinos, donde  $\omega_c$  es la frecuencia ciclotrónica). En la tabla 2 se dan los valores de las  $m_{2D}$  para diferentes anchos del pozo utilizando las diferentes reglas. Nótese que para a dado las diferentes reglas dan aproximadamente el mismo valor para  $m_{2D}$ . Además,  $m_A < m_{2D} < m_B$  y aumentan (disminuyen) a medida que a disminuye (aumenta) para niveles correspondientes (estado básico), y el primer estado excitado para  $a=60$  Å tiene mayor masa ciclotrónica que el básico.

Tabla 2

Valores de la Relación $m_{2D}/m_0$			
a (Å)	Dingle	Wang	Miller
20	0.075	0.077	0.078
30	0.071	0.072	0.073
40	0.069	0.070	0.070
60	0.067	0.068	0.068
60	0.072	0.075	0.077

Por otro lado, si se hace uso de que  $m_{2D}$  no depende prácticamente de  $H$  y se utiliza la definición

$$m_{2D} = \frac{\hbar(n+1/2)e}{c} \left( \frac{\partial E}{\partial H} \right)^{-1} \quad (3)$$

de (1) se obtiene la siguiente expresión

$$\frac{m_{2D}}{m_A} = \frac{(k_B/k_A)^2 + (ak_B/2)r_{21}[1+r_{12}^2(k_B/k_A)^2] + r_{21}}{(k_B/k_A)^2 + (ak_B/2)r_{21}[1+r_{12}^2(k_B/k_A)^2] + 1} \quad (4)$$

donde  $r_{12} = r_{21}^{-1}$ .

Esta relación es válida para ambas ecuaciones de (1). De (4) siguen las siguientes conclusiones: (a)  $m_{2D} = m_A$  si  $m_A = m_B$ ; (b) Si  $m_B > m_A$  que es el caso considerado, entonces  $m_A < m_{2D} < m_B$ ; (c)  $m_{2D} \approx m_A$  para  $(ak_B/2) \gg 1$ , esto implica que  $m_{2D}$  disminuye a medida que "a" aumenta; (d) Como cuando a disminuye  $k_A$  aumenta y  $k_B$  disminuye, se obtiene en este caso un aumento de  $m_{2D}$ . Por ejemplo, para  $a = 10 \text{ \AA}$  se encontró que  $m_{2D}/m_0 = 0.088$ .

De los resultados obtenidos arriba se desprende que, en la aproximación de bandas parabólicas, el mínimo de resistencia negativa observada en [1] debe mostrar un corrimiento hacia valores menores inducido por el campo magnético. Además, el resultado experimental para  $m_{2D}$  obtenido en [1] está por debajo del que se produce por este modelo de bandas. No creemos que la introducción de los efectos de no parabolicidad cambien sustancialmente estas conclusiones.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- [1] Méndez, E. E.; L. Esaki y W. I. Wang  
Phys. Rev. B 33, 2893 (1986).
- [2] Dios Leyva, M. de; J. Sabin y J. López Gondar  
Phys. Stat. Sol(b) 134, 615 (1986).
- [3] Dingle, R.  
Festkörperprobleme XV (Advances in Solid State Physics), H. J. Queisser, ed. (Pergamon-Vieweg, Braunschweig, 1975) Vol.15, p.21.
- [4] Wang, W.; E. E. Méndez y F. Stern.  
Appl. Phys. Lett. 45, 639 (1984).
- [5] Miller, R. C.; D. C. Kleinman y A. C. Gossard  
Phys. Rev. B 29, 7085 (1984).

Recibido: 24 de abril de 1987.