

**ESPECTRO DE ABSORCIÓN DE UN EXCITÓN EN UN PUNTO
CUÁNTICO DE $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ EN PRESENCIA DE UN
CAMPO MAGNÉTICO**

J. C. Rodríguez and R. R. Rey-González

Grupo de Física de la Materia Condensada, Departamento de Física
Universidad Nacional de Colombia

RESUMEN

Presentamos resultados concernientes al cálculo del espectro de absorción de un excitón en un punto cuántico autoensamblado de $In_{0.5}Ga_{0.5}As/GaAs$ en presencia de un campo magnético uniforme. El hamiltoniano del excitón se soluciona por medio del método de la diagonalización numérica. Usando la aproximación dipolar, se realiza un análisis de la evolución del espectro de absorción a distintas intensidades de campo magnético.

INTRODUCCIÓN

En los últimos años se han reportado resultados experimentales relativos a las propiedades ópticas y electrónicas de puntos cuánticos. Los puntos cuánticos absorben y emiten luz en un rango espectral muy estrecho, el cual puede ser controlado, por ejemplo, mediante un campo magnético. Una aplicación de esto, es el diseño de mas eficientes y precisos láseres semiconductores [1]. También con la manipulación del número de excitones por punto cuántico y la energía de enlace del excitón se puede encontrar un gran número de aplicaciones como condensación de excitones y compuertas ópticas cuánticas [2].

MODELO

El sistema en estudio es un par electrón-hueco con interacción Coulombiana (excitón) confinado en un punto cuántico bidimensional en forma de disco. El potencial de confinamiento es tipo parabólico. En la dirección perpendicular al plano del disco existe un campo magnético uniforme y constante. El Hamiltoniano del par electrón-hueco no interactuante, en la aproximación de masa efectiva, se expresa en función de los estados de Fock-Darwin [3]:

$$H_{e-h} = \hbar\omega_+^e(N_+^e + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_-^e(N_-^e + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_+^h(N_+^h + \frac{1}{2}) + \hbar\omega_-^h(N_-^h + \frac{1}{2}) \quad (1)$$

donde el índice e se refiere al electrón y h al hueco, $\omega_{\pm} = \sqrt{\omega_o^2 + \frac{1}{4}\omega_c^2} \pm \frac{1}{2}\omega_c$ con ω_o y ω_c las frecuencias de confinamiento y de ciclotrón respectivamente, N_+ (N_-) son los operadores número para cuantos circularmente polarizados a derecha (izquierda). El Hamiltoniano del excitón es $H = H_{e-h} + V_{eh}$ con V_{eh} la interacción Coulombiana

entre las partículas. El régimen de confinamiento considerado es el correspondiente al fuerte, en el cuál la energía de confinamiento es mayor que la energía de interacción de Coulomb entre las partículas. Las funciones propias del hamiltoniano del excitón se encuentran usando el método de diagonalización numérica, en el cual las funciones propias del excitón, son expresadas como una combinación lineal de las funciones propias del Hamiltoniano de partículas no interactuantes, H_{e-h} . A partir de la ecuación de valores propios del Hamiltoniano y utilizando la representación matricial de la base, el problema de hallar las funciones propias del excitón se transforma en un problema de diagonalización matricial. Para expresar el Hamiltoniano del excitón matricialmente es necesario conocer los elementos matriciales de la interacción de Coulomb en la base del par electrón-hueco no interactuantes. El resultado de dicho cálculo es [3, 4]:

$$\begin{aligned} \langle N_+^e N_-^e, N_+^h N_-^h \mid V_{eh} \mid n_+^e n_-^e, n_+^h n_-^h \rangle &= \frac{-E_o \sqrt{\Omega_{e-h}} \delta_{L_z, l_z} (-1)^{S_e + s_e}}{\sqrt{N_+^e! N_-^e! N_+^h! N_-^h! n_+^e! n_-^e! n_+^h! n_-^h!}} \\ &\times \sum_{p_e=0}^{\min(N_+^e, n_+^e)} \sum_{k_e=0}^{\min(N_-^e, n_-^e)} \sum_{p_h=0}^{\min(N_+^h, n_+^h)} \sum_{k_h=0}^{\min(N_-^h, n_-^h)} p_e! k_e! p_h! k_h! \quad (2) \\ &\times \binom{N_+^e}{p_e} \binom{n_+^e}{p_e} \binom{N_-^e}{k_e} \binom{n_-^e}{k_e} \binom{N_+^h}{p_h} \binom{n_+^h}{p_h} \binom{N_-^h}{k_h} \binom{n_-^h}{k_h} \times \\ &\left(\frac{\Omega_{e-h}}{\Omega_e} \right)^{\frac{S_e + s_e}{2} - p_e - k_e} \left(\frac{\Omega_{e-h}}{\Omega_h} \right)^{\frac{S_h + s_h}{2} - p_h - k_h} \left(-\frac{1}{2} \right)^p \frac{\Gamma(p + \frac{1}{2})}{\sqrt{2\pi}} \end{aligned}$$

donde $L_z = L_{ze} + L_{zh}$ ($l_z = l_{ze} + l_{zh}$) es la proyección del momento angular total del par en la dirección del campo; $E_o = R_y \sqrt{2\pi} a_o / l_o$; $R_y = e^2 / 2\epsilon a_o$, es el Rydberg efectivo; $a_o = \hbar^2 / m_e e^2$, es el radio de Bohr; $l_o = \sqrt{\hbar c / eB}$ es la longitud magnética, $\Omega_{e(h)} = \sqrt{1 + 4(\omega_{oe(h)} / \omega_{ce(h)})^2}$, $2\Omega_{e-h}^{-1} = \Omega_e^{-1} + \Omega_h^{-1}$, $p = N_+^e + n_-^e + N_-^h + n_+^h - p_e - k_e - p_h - k_h$, y $s = n_+ + n_-$ ($S = N_+ + N_-$).

ESPECTRO DE ABSORCIÓN

La longitud de onda de la luz ($\lambda \approx 1mm$) que interactúa con el sistema es mucho más grande que su tamaño ($< 1\mu m$), así el hamiltoniano de interacción entre la radiación y el sistema se puede describir en la aproximación dipolar. En teoría de perturbaciones a primer orden, la probabilidad de creación de un excitón por la absorción de un fotón está determinada por la regla de oro de Fermi. El coeficiente de absorción $\alpha(\omega)$ es proporcional a esta cantidad y se representa por:

$$\alpha(\omega) \propto \sum_f \mid \langle f \mid \mathbf{P} \mid 0 \rangle \mid^2 \delta(E_f - E_o - \hbar\omega) \quad (3)$$

donde $\mid 0 \rangle$ es el estado inicial del sistema, que corresponde a un punto cuántico vacío. $\mid f \rangle$ es un estado final del excitón en el punto cuántico. \mathbf{P} es el operador de transición dipolar. En el procedimiento numérico se tomaron las primeras quince funciones con energía mas baja y con l_z igual a cero.

RESULTADOS

Los parámetros corresponden a muestras de puntos cuánticos autoensamblados de $In_{0.5}Ga_{0.5}As/GaAs$ con potenciales de confinamiento para el electrón y el hueco de $\hbar\omega_{oe} = 30$ meV y $\hbar\omega_{oh} = 15$ meV respectivamente [5]. Todas las transiciones de energía son referidas a partir de la brecha de energía prohibida y las intensidades de la absorción son reportadas en unidades arbitrarias (*ua*).

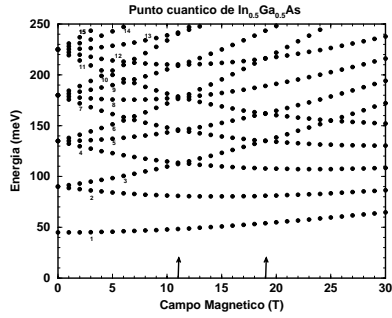


Figure 1: Espectro de absorción del par electrón-hueco no interactuante en función del campo magnético

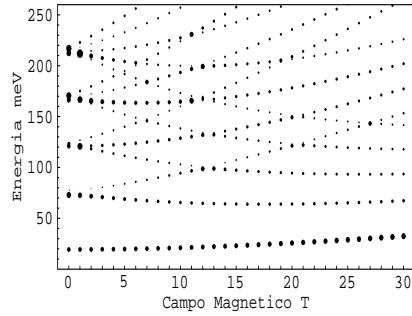


Figure 2: Espectro de absorción del excitón en función del campo magnético (intensidades proporcionales a los tamaños de los puntos)

La figura 1 muestra la evolución del espectro de absorción del par electrón-hueco no interactuante en función del campo magnético. A campo cero se observa que hay transiciones degeneradas. A medida que aumenta el campo magnético se observa que las transiciones de energía se separan entre sí, debido a que cada una manifiesta un comportamiento diamagnético (si $n_+^{e,h} \geq n_-^{e,h}$) o paramagnético (si $n_-^{e,h} > n_+^{e,h}$). Una característica relevante es que hay nuevamente un cruzamiento o degeneramiento entre las transiciones de energía, esto sucede aproximadamente a campos de 11 T y 19 T. Para campos magnéticos muy fuertes, en los cuales $\omega_c \gg \omega_o$ empieza a formarse la estructura conocida como los niveles de Landau. La figura 2 corresponde a la evolución del espectro de absorción del excitón en función del campo magnético, esta muestra la diferencia de intensidad entre las transiciones, la cuál es proporcional al tamaño de los círculos. Los efectos principales de la interacción de Coulomb son la disminución de las energías de las transiciones, así como levantar el degeneramiento que ocurre a campo cero. Los nuevos cruces entre los niveles, ocurren aproximadamente a los campos de 12 y 20 T, un Tesla más que antes.

La figura 3 corresponde al espectro de absorción del par electrón-hueco a campo cero, los picos tipo delta de Dirac se han aproximado por gaussianas de ancho 3 meV, para modelar los efectos no considerados aquí como, tener varios puntos cuánticos, más de un excitón y efectos de desorden. En esta figura se observa que hay un incremento en la intensidad de los picos al aumentar la energía, debido al aumento del degeneramiento. La figura 4 presenta el espectro de absorción del excitón a campo magnético cero. El efecto notable de la interacción de Coulomb es

la modificación en la intensidad de los picos, representada en una "transferencia de intensidad" a los picos de intensidad más baja y una disminución de la intensidad de los picos más fuertes.

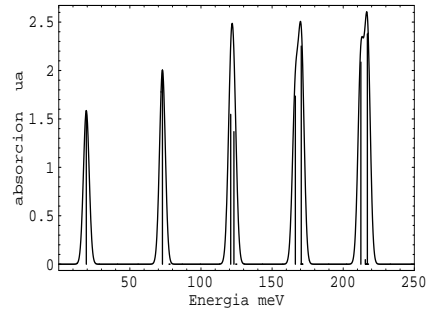
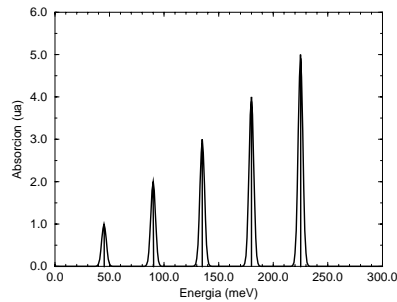


Figure 3: Espectro de absorción del par electrón-hueco a campo magnético, $B = 0T$. Figure 4: Espectro de absorción del excitón a campo magnético, $B = 0T$.

Los cálculos los comparamos con medidas experimentales del espectro de fotoluminiscencia a campo magnético cero de las muestras en consideración [5]. En el experimento se reportaron la presencia de cinco picos en el espectro, tal como corresponde a lo calculado. La diferencia en energía entre las posiciones de los picos calculados concuerdan con la diferencia reportada experimentalmente con un error menor al diez por ciento.

CONCLUSIONES

Para campos magnéticos altos el espectro del par electrón-hueco muestra un comportamiento similar a los niveles de Landau. El efecto de la interacción de Coulomb sobre el espectro de absorción es crear un corrimiento total de éste hacia energías más bajas, así como también levantar los degeneramientos que ocurrían a campo cero y crear un enriquecimiento del espectro. La interacción genera una diferencia entre las intensidades relativas del espectro del excitón, contrario a lo que ocurre al caso sin interacción. Los resultados teóricos del espectro de absorción del excitón a campo magnético cero se comportan bien con los resultados experimentales.

Este trabajo fue parcialmente financiado por la DIB y la DINAIN, Universidad Nacional.

REFERENCIAS

- [1] Brunner K., Abstreiter G., et al., Phys. Rev. Letter. **73**, 1138 (1994).
- [2] Monroe C. et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 4714 (1995).
- [3] L. Jacak, P. Hawrylak and A. Wojs. *Quantum Dots*. Springer, 1998.
- [4] J. C. Rodríguez. Trabajo de grado, Universidad Nacional (2001).
- [5] S. Raymond, S. Farfad, P. Poole, et al., Phys. Rev. B. **54**, 11548 (1996).