

REDISTRIBUCIÓN DE LA CARGA EN ANILLOS CUÁNTICOS TIPO II CON EXCITÓN CAPTURADO BAJO CAMPO MAGNÉTICO

WILLIAM GUTIÉRREZ NIÑO¹

ILIA DAVIDOVICH MIKHAILOV²

✉ RAFAEL GELVEZ HERNÁNDEZ³

RESUMEN

En este artículo se presenta un método sencillo para calcular las energías y las funciones de onda correspondientes a los estados más bajos de un excitón capturado por un anillo cuántico tipo II de InP, donde el electrón está confinado dentro del anillo y el hueco se localiza fuera de este. En este trabajo se muestra que la ecuación de Schrödinger para las dos partículas es completamente separable en el límite adiabático, es decir, cuando el ancho del anillo es mucho menor que el radio medio del anillo y la masa efectiva del hueco es mucho mayor que la del electrón. Las ecuaciones diferenciales unidimensionales separadas correspondientes a los movimientos del electrón y del hueco en dirección radial han sido solucionadas mediante el método de barrido trigonométrico, mientras que la solución a las ecuaciones para el movimiento rotacional ha sido hallada por medio de una expansión en series de Fourier. Se presentan resultados de los cálculos de algunos de los niveles de energía más bajos en función del ancho y radio del anillo, y de la intensidad de un campo magnético externo aplicado a lo largo del eje de simetría. Las curvas para los niveles de energía respecto a la intensidad del campo magnético presentan cruces que cambian el ordenamiento de los niveles y también muestran oscilaciones en la energía del estado base.

PALABRAS CLAVES: Anillo cuántico tipo II; excitón; oscilaciones Aharonov-Bohm; aproximación adiabática; método de barrido trigonométrico.

CHARGE DISTRIBUTION IN TYPE II QUANTUM RINGS WITH CAPTURED EXCITON UNDER MAGNETIC FIELD

ABSTRACT

We present a simple method for calculating the energies and wave functions corresponding to the low-lying states of exciton captured by type II InP quantum ring, where the electron is confined in the dot and the hole sits outside. We show that the two-particle Schrödinger equation is completely separable in the adiabatic limit, when the ring's width is much smaller than the ring's centreline radius and the hole effective mass is much larger than one of the electron. The separated one-dimensional differential equations for the electron and the hole motions in the radial direction we solve by using the trigonometric sweep method, while the solutions of the equations for rotational motions we find by means of the Fourier series expansion technique. We present result of calculation of some low-lying energy levels as functions of the ring's width and radius and the strength of the external magnetic field applied along the symmetry axis. The curves of the dependencies of the low-lying energies on the magnetic field strength present crossovers change of the level ordering and oscillation of the ground state energy.

KEYWORDS: Type II Quantum Ring; Exciton; Aharonov-Bohm Oscillations; Adiabatic Approximation; Trigonometric Sweep Method.

- 1 Físico de la Universidad Industrial de Santander; PhD. en Ciencias-Física de la Universidad Industrial de Santander. Profesor asistente en la Escuela de Física de la Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga (Colombia).
- 2 D. Sc. Instituto técnico de física de Moscú. PhD. Instituto técnico de física de Moscú. Profesor Titular en la Escuela de Física de la Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga (Colombia).
- 3 Físico de la Universidad Industrial de Santander, Bucaramanga (Colombia).

✉ *Autor de correspondencia:* Gutiérrez-Niño W. Carrera 3 N.
65-20 Bucaramanga (Colombia). Tel: (57 7) 644 32 34
Correo electrónico: willigun@gmail.com

Historia del artículo:
Artículo recibido: 26-XI-2012 / Aprobado: 11-VII-2013
Discusión abierta hasta diciembre de 2014

DISTRIBUICAO DA CARGA EM ANÉIS QUÂNTICOS TIPO II COM EXCÍTON CAPTURADO SOB CAMPO MAGNÉTICO

SUMÁRIO

Apresenta-se um método simples para calcular as energias e as funções de onda correspondentes aos estados mais baixos de um excíton capturado por um anel quântico tipo II de InP, onde o elétron está confinado adentro do anel e o oco localiza-se fora de este. Neste trabalho mostramos que a equação de Schrödinger para as duas partículas é completamente separável no limite adiabático, quer dizer, quando o ancho do anel é muito menor que o raio médio do anel e a massa efetiva do oco é muito maior que a massa do elétron. As equações diferenciais unidimensionais separadas correspondentes aos movimientos do elétron e do oco em direção radial foram resolvidas através do método de varredura trigonométrica, enquanto a solução às equações para o movimento rotatório foram encontradas por meio de uma expansão em série de Fourier. Apresenta-se resultados dos cálculos de alguns dos niveles de energia mais baixos em função do ancho e raio do anel, e da intensidade dum campo magnético externo aplicado ao largo do eixo de simetria. As curvas para os níveis de energia respeito à intensidade do campo magnético apresenta interferências que trocam o ordenamento dos níveis e também amostram oscilações na energia do estado base.

PALAVRAS-CHAVE: Anel quântico tipo II; Excíton; Oscilações Aharonov-Bohm; Aproximação adiabática; método de varredura trigonométrica.

INTRODUCCIÓN

Actualmente las nanoestructuras semiconductoras constituyen uno de los escenarios de mayor popularidad en física de semiconductores, y como caso particular, los puntos cuánticos de forma anular o anillos cuánticos (QRs) han resultado ser laboratorios magníficos para la observación de fenómenos mecano-cuánticos en sistemas de pocas partículas (Viefers, *et al.*, 2004). Lo anterior se debe a que su topología no es simplemente conexa, y además, imponen un alto grado de confinamiento para los portadores de carga. Uno de los fenómenos más interesantes y estudiados con relación a sistemas de pocas partículas en QRs es el efecto Aharonov-Bohm (Aharonov y Bohm, 1959), el cual se manifiesta por medio de oscilaciones periódicas en su espectro energético respecto a la variación del campo magnético, las cuales se conocen como oscilaciones Aharonov-Bohm (OAB). Dicho comportamiento en el espectro energético conduce a un comportamiento similar en otras propiedades físicas del anillo, como es el caso del espectro de absorción y la magnetización. Si bien actualmente se tiene una buena correspondencia entre el punto de vista teórico (Fomin, *et al.*, 2007) y el experimental (Lorke, *et al.*, 2000) sobre este efecto cuántico en QRs semiconductores cargados, no sucede lo mismo para el caso de QRs que

han capturado algún sistema de partículas eléctricamente neutro, como es el caso de un excíton. Dado que el origen físico del efecto Aharonov-Bohm es la carga eléctrica, la cual se acopla al potencial vectorial, es de esperar entonces que un excíton, siendo un estado ligado de un electrón y un hueco, y por lo tanto una entidad neutra, no presente sensibilidad al campo magnético. No obstante, actualmente existe una gran controversia entre algunos trabajos teóricos y experimentales que se han realizado, en torno a la posibilidad de que exista interferencia Aharonov-Bohm en los estados de un excíton neutro confinado en un QR.

Algunos trabajos confirman que en condiciones particulares del sistema, el espectro óptico de una excitación neutra puede exhibir OAB. Una muestra de ello son los puntos cuánticos (QDs) tipo II (Ribeiro, *et al.*, 2004). En este caso, el confinamiento estructural mantiene a un portador de carga dentro del QD, mientras el otro está obligado a moverse fuera de este, sobre su periferia por efecto de la atracción coulombiana, lo que crea una configuración de tipo anillo pero no muy estable ante fluctuaciones de temperatura o ante campos eléctricos externos. Con el ánimo de mejorar la estabilidad del sistema, podría pensarse en QRs que presenten un alineamiento tipo II entre las bandas de conducción y de valencia, como una configuración de

confinamiento estructural que favorecerá la observación de OAB para excitones neutros. Un ejemplo concreto serían QRs de InP cubiertos de $\text{Ga}_{0.51}\text{In}_{0.49}\text{P}$, donde el hueco se localizará fuera del anillo, mientras el electrón se moverá dentro de la estructura anular y su movimiento estará gobernado por una combinación de la atracción coulombiana y el potencial de confinamiento estructural. Tal configuración da una mayor estabilidad al sistema electrón-hueco lo cual facilita la observación de los efectos esperados. En este sentido, esta investigación plantea el estudio de un excitón en una estructura de forma anular tipo II bajo el efecto de un campo magnético aplicado en la dirección del crecimiento

de la estructura. Nuestro interés es analizar la posibilidad de que aparezcan OAB en el espectro de excitones neutros, bajo condiciones de confinamiento estructural de forma anular cuando se tiene un alineamiento tipo II entre bandas. El artículo está organizado de la forma siguiente. En la sección dos se da la descripción de los parámetros físicos y geométricos, así como el hamiltoniano del sistema y los procedimientos esenciales para obtener la solución. Los principales resultados obtenidos con su respectiva interpretación son mostrados en la sección tres y por último en la sección cuatro se presentan las conclusiones más relevantes.

MODELO TEÓRICO

Se considera un punto cuántico de forma anular de barrera infinita, el cual está definido como una capa axialmente simétrica muy delgada, donde la variación del espesor h respecto a la distancia ρ , medida desde el eje de simetría, está dada por la siguiente relación:

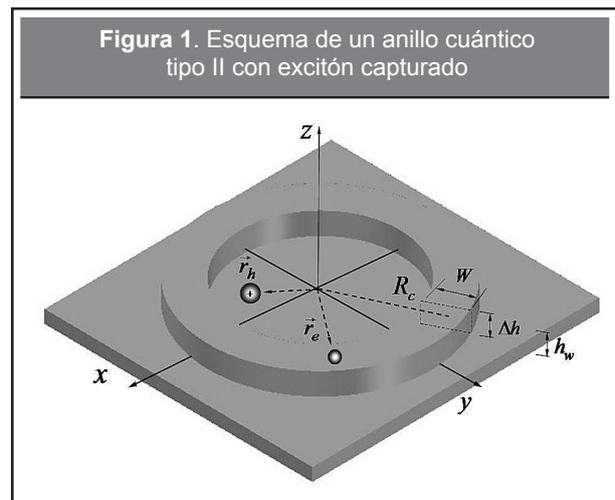
$$h(\rho) = h_w + \Delta h \cdot \vartheta(R_c + w/2 - \rho) \vartheta(\rho - R_c + w/2) \quad (1)$$

Aquí h_w es el espesor de la capa húmeda (WL - wetting layer), Δh es el incremento del espesor de la capa dentro del anillo, w y R_c son el ancho del anillo y el radio de la línea central, respectivamente, y $\vartheta(x)$ es la función escalón de Heaviside, igual a cero para $x < 0$ y a uno para $x > 0$ un excitón representado de manera esquemática en la **Figura 1**, se caracteriza por los vectores posición para el electrón y el hueco \vec{r}_e y \vec{r}_h , respectivamente.

En el marco de la aproximación de masa efectiva, el Hamiltoniano del sistema en coordenadas cilíndricas está dado como:

$$\begin{aligned} H_X(\vec{r}_e, \vec{r}_h) &= -\eta \left(\Delta_h - i\gamma \partial/\partial\varphi_h - \gamma^2 r_h^2/4 \right) + V_h(r_h) + H_{D^0}(\vec{r}_e, \vec{r}_h); \quad \eta = m_e^*/m_h^* \\ H_{D^0}(\vec{r}_e, \vec{r}_h) &= -\Delta_e - i\gamma \partial/\partial\varphi_e + \gamma^2 r_e^2/4 + V_e(r_e) - 2/\sqrt{r_e^2 + r_h^2 - 2r_e r_h \cos\varphi_e} \end{aligned} \quad (2)$$

Para analizar el espectro electrónico en un QR de InP/InGaP se ha considerado en los cálculos numéricos que presentan los autores de este artículo un modelo con saltos en las bandas de conducción y de valencia, $V_e \approx 258 \text{ meV}$ y $V_h \approx 172 \text{ meV}$ (a lo largo de todo el presente trabajo las notaciones e y h corresponden al electrón y al hueco, respectivamente). Por conveniencia matemática se han usado los mismos parámetros físicos en el pozo y en la barrera para el sistema correspondiente de InP/InGaP: constante dieléctrica $\epsilon = 12,71$, las masas efectivas son $m_e^* = 0,076m_0$ y $m_h^* = 0,45m_0$. En lo que sigue, el radio de Bohr efectivo, $a_0^* = \hbar^2 \epsilon / m_e^* e^2 \approx 10.36 \text{ nm}$ y el Rydberg efectivo, $Ry^* = e^2 / 2\epsilon a_0^* \approx 5.47 \text{ meV}$ son usadas como las unidades de longitud y energía respectivamente.



Típicamente, en QRs de InP/InGaP se cumple la condición $(h_w + \Delta h)/R_c \ll 1$ la cual permite usar la aproximación adiabática y separar los movimientos en dirección z y en el plano, por lo tanto el problema 3D para partículas interactuantes en este caso puede aproximarse por un problema 2D en el cual la altura de la barrera puede renormalizarse positivamente como $\tilde{V}_e = k_e^2(h_w, V_e) - k_e^2(h_w + \Delta h, V_e)$ para el electrón y negativamente como $\tilde{V}_h = -k_h^2(h_w, V_h) + k_h^2(h_w + \Delta h, V_h)$, para el hueco, donde $k_e^2(d, V_e)$ y $k_h^2(d, V_h)$ son los niveles de energía más bajos en un pozo cuántico rectangular de ancho d y las alturas de las barreras V_e y V_h , respectivamente. Es claro que entre menor sea el espesor de la capa d , mayores serán entonces los valores de k_i^2 , ($i=e,h$) lo cual cambia las alturas de las barreras de potencial para el electrón y para el hueco y en

consecuencia las propiedades electrónicas del sistema. Por lo tanto estrictamente hablando este modelo no es bidimensional, ya que toma parcialmente en cuenta el efecto del espesor de la capa.

Por otro lado, si el QR es muy delgado $w \ll R_c$ las dos partes del Hamiltoniano (2) correspondientes a los movimientos del electrón y del hueco pueden considerarse en forma aproximada como una rotación pura del electrón a lo largo de un anillo unidimensional no homogéneo y un problema de fuerza central bidimensional en presencia de un campo magnético externo aplicado a lo largo de la dirección de crecimiento de la estructura, para el caso del hueco. Este puede expresarse como:

$$H_X(\vec{r}_e, \vec{r}_h) = H_e(\varphi_e, r_h) + H_h(r_h, \varphi_h) \quad (3a)$$

$$H_e(\varphi_e, r_h) \approx -\frac{1}{R_c^2} \frac{d^2}{d\varphi_e^2} - i\gamma \frac{d}{d\varphi_e} + \frac{2R_c^2}{4} - \frac{2}{\sqrt{R_c^2 + r_h^2 - 2R_c r_h \cos \varphi + w^2/12}} + k_e^2(w, \tilde{V}_e) \quad (3b)$$

$$H_X(\vec{r}_e, \vec{r}_h) \approx -\eta(\Delta h - i\gamma \partial/\partial \varphi_h + \gamma^2 r_h^2/4) + V_h(r_h); V_h(r_h) = -\tilde{V}_h \mathcal{G}(r - R_c + w/2) \mathcal{G}(r - R_c - w/2) \quad (3c)$$

Si siguiendo el procedimiento estándar de aproximación adiabática se llega a que las eigenfunciones del Hamiltoniano (3) pueden expresarse como:

$$\psi_X(\varphi_e, r_h, \varphi_h) = \psi_{m_e}(\varphi_e, r_h) \psi_{m_e, m_h}(r_h) e^{im_h \varphi_h} \quad (4)$$

Donde las funciones $\psi_{m_e}(\varphi_e, r_h)$ y $\psi_{m_e, m_h}(r_h)$ son soluciones de las ecuaciones de onda unidimensionales:

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial \varphi_e^2} + i\gamma R_c^2 \frac{\partial}{\partial \varphi_e} + V_{m_e}^{eff}(\varphi_e) \right] \psi_{m_e}(\varphi_e, r_h) = R_c^2 E_{m_e}(r_h) \psi_{m_e}(\varphi_e, r_h); m_e = 0, \pm 1, \dots \quad (5)$$

$$V_{m_e}^{eff}(\varphi_e) = \gamma^2 R_c^4/4 - 2R_c^2/\sqrt{R_c^2 + r_h^2 - 2R_c r_h \cos \varphi + w^2/12} + R_c^2 k_e^2(w, \tilde{V}_e)$$

$$\left[-\eta \partial^2/\partial r_h^2 + V_{m_e, m_h}^{eff}(r_h) \right] \psi_{m_e, m_h}(r_h) = E_X(m_e, m_h) \psi_{m_e, m_h}(r_h) \quad (6)$$

$$V_{m_e, m_h}^{eff}(r_h) = \gamma m_h + \gamma^2 r_h^2/4 + m_h^2/r_h^2 + V_h(r_h) + E_{m_e}(r_h)$$

Aquí m_e y m_h son los momentos angulares de las partículas, $E_{m_e}(r_h)$ son las energías más bajas del electrón, y $E_X(m_e, m_h)$ son las energías correspondientes a los niveles más bajos del excitón. En el trabajo numérico los investigadores que publican este artículo han encontrado primero la dependencia de la energía

electrónica $E_{m_e}(r_h)$ para los niveles más bajos respecto de la distancia r_h , resolviendo la ecuación (5) por medio del método de expansión en series de Fourier (Gutiérrez *et al.* 2010), y posteriormente se hallan las energías del excitón $E_X(m_e, m_h)$ de la ecuación (6) usando el método de barrido trigonométrico (Betancur *et al.* 1998).

RESULTADOS

Como primera medida, siguiendo el procedimiento adiabático mencionado en la sección anterior, en la **Figura 2** se presentan los gráficos de los niveles energéticos más bajos del electrón en función del campo magnético externo, considerando el hueco en un estado congelado, para cuatro posiciones diferentes. Los parámetros geométricos del anillo analizado en esta parte son: radio de la línea central $R_c=5,0a_0^*$, ancho del anillo $w=0,5a_0^*$, grosor de la capa húmeda y altura del anillo $h_w=\Delta h=0,2a_0^*$. Se puede observar en el primer cuadro (**Figura 2a**), esto es cuando el hueco se encuentra en el centro de simetría $r_h/R_c \approx 0$ y por lo tanto el potencial electrónico presenta simetría axial, la aparición de OAB, es decir, oscilaciones en la energía del estado base a medida que se incrementa el campo magnético. Es interesante destacar que estas oscilaciones implican que a medida que se incrementa el valor del campo magnético, tiene lugar un incremento en pasos discretos, es decir de uno en uno, del momento

angular magnético del electrón, y ya que los momentos magnéticos diferentes de cero implican la existencia de corrientes circulares, se tiene entonces la aparición de corrientes en el estado de mínima energía, las cuales se conocen como corrientes persistentes.

En los otros tres gráficos de la **Figura 2 (b, c, d)**, queda claro que a medida que el hueco toma una posición más alejada del centro de simetría del anillo $r_h/R_c \rightarrow 1,0$, entonces las OAB del estado base desaparecen, y los niveles más bajos se hacen insensibles a la variación del campo magnético externo. Esto se debe a que la atracción entre el electrón y el hueco se incrementa cuando el hueco se acerca al anillo. El movimiento del electrón correspondiente a los niveles más bajos pasa de un régimen rotatorio (estados extendidos) a un régimen oscilatorio (estados localizados), el cual no produce corriente, lo que se refleja en el hecho de su insensibilidad al campo magnético. Se observa también que el electrón presenta más niveles localizados cuando el hueco se localiza más cerca del QR. Mientras tanto, los niveles más altos que poseen energía mayor siguen

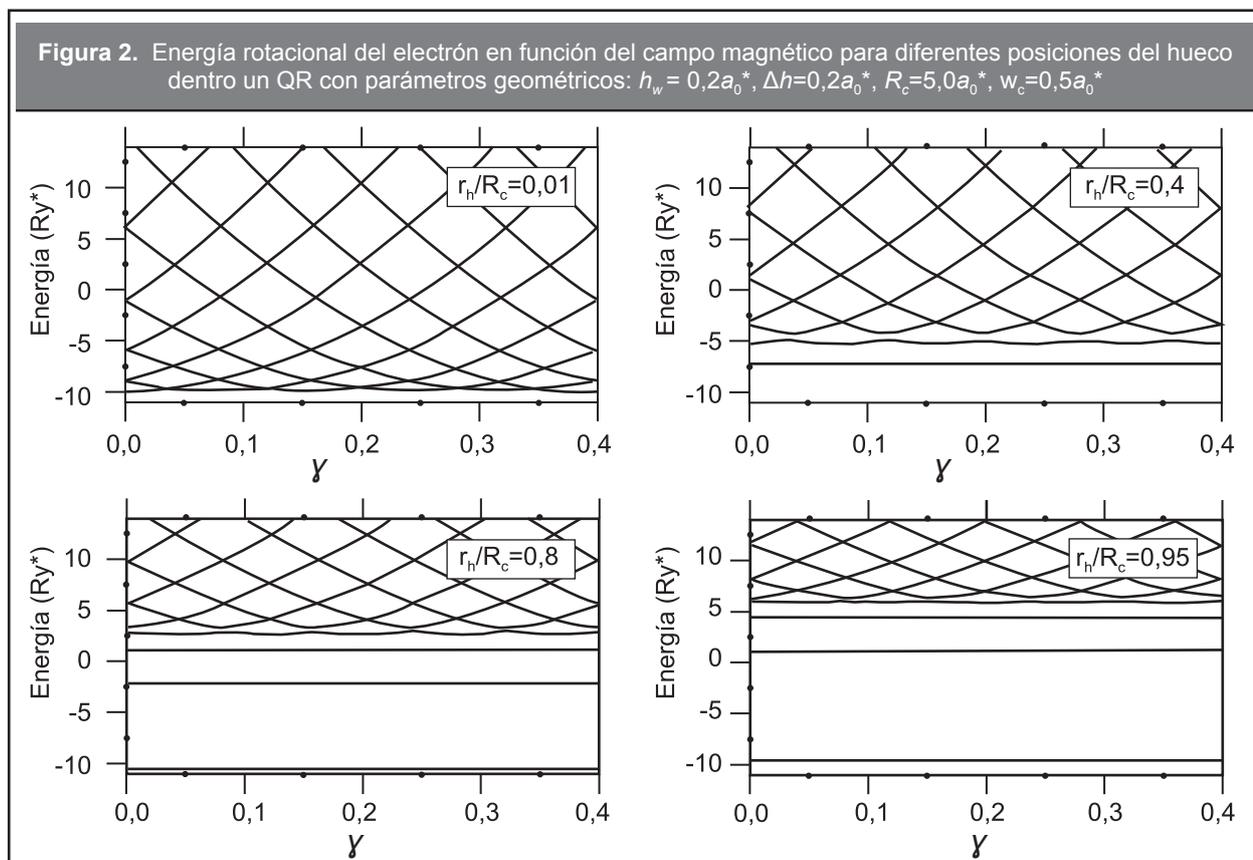
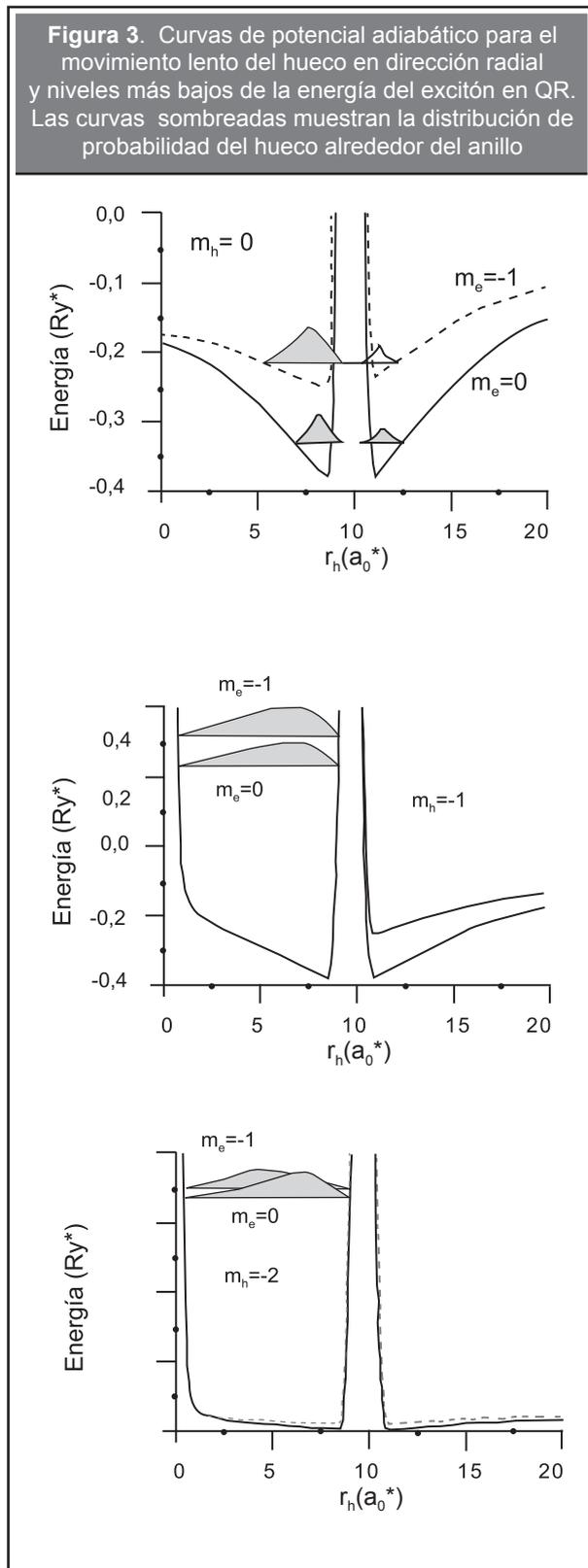


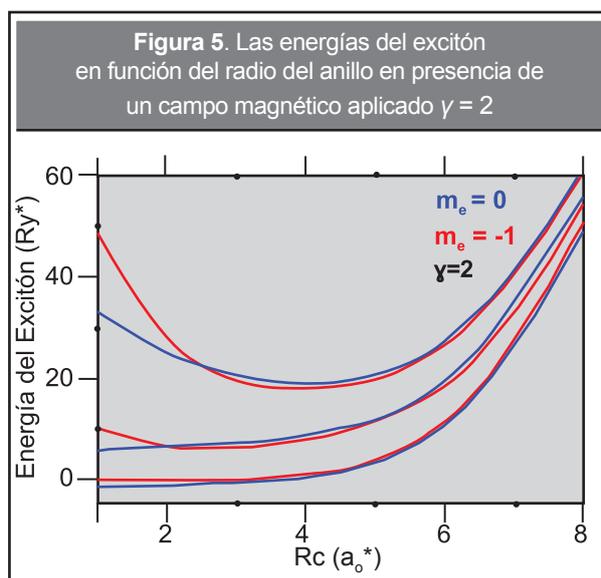
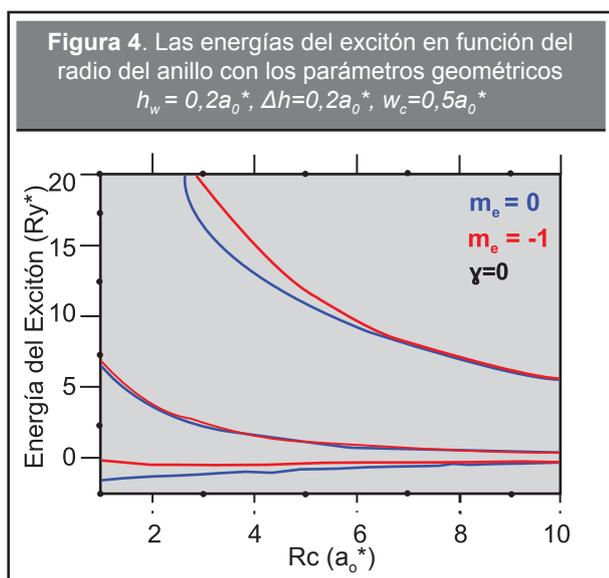
Figura 3. Curvas de potencial adiabático para el movimiento lento del hueco en dirección radial y niveles más bajos de la energía del excitón en QR. Las curvas sombreadas muestran la distribución de probabilidad del hueco alrededor del anillo



exhibiendo un comportamiento de rotor rígido, pues son menos afectados por la interacción Coulombiana con el hueco.

La energía del excitón correspondiente a los niveles más bajos en el modelo que presentan los investigadores de este artículo depende de tres números cuánticos, dos números cuánticos orbitales magnéticos m_e y m_h , correspondientes al electrón y al hueco, y el número cuántico radial del hueco n_h . Pero en lo que sigue serán considerados estados para los cuales el número cuántico radial, n_h siempre es cero, teniendo en cuenta que la separación entre niveles con diferente número cuántico radial es mucho mayor que la separación entre niveles con números cuánticos magnéticos consecutivos. En la **Figura 3** se presentan los gráficos del potencial efectivo $\tilde{V}_{m_e, m_h}^{eff}(r_h)$ del hueco correspondiente a su movimiento en la dirección radial para los dos niveles más bajos del electrón $m_e=0$ y $m_e=1$, considerando un anillo descrito por los parámetros geométricos dados a continuación: $h_w = 0,5a_0^*$, $\Delta h = 0,5a_0^*$, $R_c = 10,0a_0^*$, $w_c = 1,0a_0^*$ y en ausencia de campo magnético. Se ve que el potencial del hueco disminuye a medida que este se acerca al anillo debido al aumento de la energía de atracción electrón-hueco. Después en la frontera del anillo el potencial sufre un salto brusco hacia arriba debido a la repulsión relacionada con el confinamiento estructural. La superposición de estos dos potenciales, uno de atracción y otro de repulsión conlleva a la formación de un potencial efectivo en forma de un pozo doble en el cual pueden existir dos tipos de estados discretos uno simétrico y otro antisimétrico con un desacoplamiento muy débil, es decir, el espectro energético debe presentar una estructura en parejas de niveles muy cercanos entre sí.

En los gráficos de la **Figura 3** se presentan tres grupos de subniveles correspondientes a tres diferentes valores del momento angular del hueco $m_h=0,1,2$, cada uno de los cuales corresponde a un aporte diferente del potencial centrifugal del hueco. Dentro de cada uno de estos grupos, los investigadores de este artículo, presentan solamente dos niveles con $m_e=0, -1$. Con el objeto de tener una mejor comprensión del comportamiento del hueco para los diferentes estados considerados, en estos gráficos se muestra la distribución de probabilidad del hueco. De aquí es interesante anotar, que en los dos primeros subniveles correspondientes a $m_h=0$, el hueco puede permanecer tanto en la región rodeada por el QR



como en la región al exterior del QR, es decir hay posibilidad para el tunelamiento cuántico a través del QR. Por otro lado, todos los subniveles correspondientes a los momentos angulares del hueco $m_h = 1, 2, \dots$, presentan una densidad de distribución de carga diferente de cero solamente en la región rodeada por el QR. Dado que el electrón se halla localizado dentro del QR y el hueco se encuentra fuera de este, entonces tiene lugar una separación espacial en dirección radial de los portadores de carga debido al confinamiento estructural. Esta separación produce una polarización radial del excitón y, por lo tanto, es de esperarse que las OAB tendrán lugar en la energía del estado base, pues los momentos dipolares correspondientes a cada partícula serán diferentes.

A continuación se presentan los resultados del cálculo de las energías de diferentes niveles en función del radio medio del anillo bajo para diferentes valores de campo magnético externo $\gamma = 0, 1, 2$, y 3. En todos los gráficos las dimensiones de la estructura son las siguientes: $h_w = 0,2a_0^*$, $\Delta h = 0,2a_0^*$, $w_c = 0,5a_0^*$. En la **Figura 4** esta dependencia se presenta en ausencia de campo magnético ($\gamma = 0$). Se aprecia una clara diferencia en el comportamiento entre el grupo de los subniveles más bajos y los grupos de subniveles superiores, pues en el primer grupo la energía del excitón es negativa y se incrementa suavemente a medida que el radio del anillo es mayor, mientras que en los demás subniveles, por el contrario, la energía del excitón disminuye. Esto se debe a que en el primer grupo, esto es para los subniveles de

mínima energía, el aporte a la energía cinética rotacional es prácticamente cero y el mayor aporte se debe a la atracción entre electrón y el hueco. Por lo tanto, cuando el radio del anillo crece la separación promedio electrón-hueco se incrementa y el valor absoluto de la energía potencial disminuye, observándose como la energía del excitón tiende a cero. Para los subniveles energéticos superiores el aporte principal a la energía del excitón se debe, por el contrario, a la energía rotacional que tiende al infinito cuando el radio se reduce y que disminuye cuando el radio crece.

A continuación se analiza cómo se modifican las dependencias presentadas en la **Figura 4** en presencia de un campo magnético uniforme aplicado en la dirección del crecimiento de la estructura.

En la **Figura 5** se presentan las energías de los 6 niveles más bajos en función del radio del anillo en presencia de un campo magnético correspondiente al valor de $\gamma = 2$. Se puede observar como la presencia del campo magnético cambia notablemente el comportamiento de las curvas para grandes radios del anillo, transformando el comportamiento decreciente en un comportamiento creciente de forma parabólica, según el término diamagnético $\gamma^2 R_c^2 / 4$, el cual se hace predominante para radios grandes. Otra particularidad que caracteriza estas nuevas curvas es la inversión que aparece de los niveles energéticos dentro de cada doblete cuando se incrementa el radio del anillo en presencia de

campo magnético. En este caso, el estado base con $m_e = 0$ se convierte en el estado base con $m_e = -1$. Esta inversión de los niveles muestra claramente la aparición de OAB, y como era de esperarse, la inversión entre los niveles $m_e = 0$ y $m_e = -1$ debe ocurrir aproximadamente para el radio $R_c = \sqrt{12/\gamma}$. Por lo tanto los resultados presentados en la **Figura 5** están en buena concordancia con esta relación y se puede observar como los cruces de las líneas se desplazan hacia la izquierda a medida que el campo magnético se incrementa.

CONCLUSIONES

Se logró resolver mediante la aproximación adiabática el problema de un excitón capturado en un anillo cuántico 3D tipo II bajo la acción de un campo magnético uniforme aplicado en la dirección de crecimiento de la estructura. Los resultados obtenidos en la investigación y que se presentan en este artículo ponen de manifiesto la aparición de oscilaciones Aharonov-Bohm para excitones confinados en QRs tipo II, debido a la polarización en dirección radial que se da en el excitón, como consecuencia de la competencia que surge entre el potencial de confinamiento impuesto por la estructura y el potencial atractivo de Coulomb.

REFERENCIAS

- Aharonov, Y. and Bohm, D. (1959). Significance of Electromagnetic Potentials in the Quantum Theory. *Physical Review*, 115, (August), pp. 485-491.
- Betancur, F. J.; Mikhailov, I. D.; Oliveira, L. E. (1998). Shallow donor states in GaAs-(Ga, Al) as Quantum dots with Different Potential Shapes. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 31(23), pp. 3391-3396.
- Fomin, V. M.; Gladilin, V. N.; Klimin, S. N.; Devreese, J. T. (2007) Theory of Electron Energy Spectrum and Aharonov-Bohm Effect in Self-Assembled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Quantum Rings in GaAs. *Physical Review B*, 76, (December), pp. 235320 (1-8).
- Gutiérrez, W.; García, L. F.; Mikhailov, I. D. (2010). Coupled Donors in Quantum Ring in a Threading Magnetic Field. *Physica E*, M43, (October), pp. 559-566.
- Lorke, Axel; Johannes Luyken, R.; Govorov, Alexander O.; Kotthaus, Jörg P.; García, J. M.; Petroff, P. M. (2000). Spectroscopy of Nanoscopic Semiconductor Rings. *Physical Review Letters*, 84(10) March, pp. 2223-2226

Ribeiro, E.; Govorov, A. O.; Carvalho, W.; Medeiros-Ribeiro, G. (2004). Aharonov-Bohm Signature for Neutral Polarized Excitons in Type-II Quantum Dot Ensembles. *Physical Review Letters*, 92(12) March, pp. 126402 (1-4).

Viefers, S.; Koskinen, P.; Singha Deo, P. and Manninen, M. (2004). Quantum Rings for Beginners: Energy Spectra and Persistent Currents. *Physica E*, 21 (August), pp. 1-35

**PARA CITAR ESTE ARTÍCULO /
TO REFERENCE THIS ARTICLE /
PARA CITAR ESTE ARTIGO /**

Gutiérrez-Niño, W.; Davinovich-Mikhailov, I.; Gelvez-Hernández, R. (2014). Redistribución de la carga en anillos cuánticos tipo II con excitón capturado bajo campo magnético. *Revista EIA*, 11 (Edición especial N.1) marzo, pp. E39-E46 [Online]. Disponible en: <http://dx.doi.org/10.14508/reia.2014.11.e1.39-46>