

POTENCIAL DE MORSE COMO PERFIL DE POZOS CUÁNTICOS SEMICONDUCTORES

VALENTINA MARTÍNEZ RENDÓN¹

CAROLINA CASTAÑO URIBE¹

ANDREA GIRALDO MARTÍNEZ¹

JUAN PABLO GONZÁLEZ PEREIRA¹

 RICARDO LEÓN RESTREPO ARANGO¹

ÁLVARO LUIS MORALES ARAMBURO²

CARLOS ALBERTO DUQUE ECHEVERRI²

RESUMEN

Se presentan los cálculos teóricos de la energía y la función de onda del estado base y primer estado excitado de un electrón confinado en un pozo cuántico de GaAsAl/GaAs con perfil de potencial tipo Morse usando la aproximación de masa efectiva y el método de función de onda envolvente. Se analizan las transiciones inter-sub-banda de acuerdo a los parámetros que definen la geometría del potencial de Morse para representar la inter-difusión entre los materiales de la barrera y del pozo. Adicionalmente, se presentan los picos de la rectificación óptica no lineal en función de la energía de los fotones incidentes y su resonancia con la energía de transición entre los dos estados. Se aplica un campo eléctrico en la dirección de crecimiento del pozo cuántico y un campo magnético perpendicular a la heteroestructura con el fin de estudiar los corrimientos de los picos de la respuesta óptica en el espectro de los fotones incidentes.

PALABRAS CLAVE: pozo cuántico, potencial de Morse, campo eléctrico, campo magnético, rectificación óptica no lineal.

MORSE POTENTIAL AS SEMICONDUCTOR QUANTUM WELLS PROFILE

ABSTRACT

Theoretical calculations of the energy and wave function of the ground state and the first excited state of an electron confined in a GaAsAl/GaAs quantum well with Morse-like potential profile are presented using the effective mass approximation method and the envelope wave function. The inter-sub-band transitions according to the parameters defining the geometry of the Morse potential, to represent the inter-diffusion between materials of the barrier and the well, are analyzed. Additionally, are shown the peaks of the nonlinear optical rectification as a function of energy of

¹ Universidad EIA, Envigado, Colombia

² Grupo de Materia Condensada-U. de A., Instituto de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, Universidad de Antioquia-U. de A., Medellín, Colombia



Autor de correspondencia: Restrepo-Arango, R.L. (Ricardo León): Universidad EIA, Sede de Las Palmas: Km 2 + 200 Vía al Aeropuerto José María Córdova, Envigado, Colombia. Código Postal: 055428 / Tel: (574) 549090 Ext. 361 Correo electrónico: pfire@eia.edu.co

Historia del artículo:

Artículo recibido: 20-XI-2015 / Aprobado: 30-III-2016

Disponibile online: mayo 30 de 2016

Discusión abierta hasta mayo de 2017

incident photons and its resonance with the transition energy between the two states. An electric field is applied in the growth direction of the quantum well and a magnetic field perpendicular to the heterostructure in order to study the shifts of the optical response peaks in the spectrum of the incident photons.

KEYWORDS: Quantum well, Morse potential, Electric field, Magnetic field, Nonlinear optical rectification.

POTENCIAL MORSE COMO PERFIL DE POÇOS QUÂNTICOS SEMICONDUCTORES

RESUMO

Se apresentam os Cálculos teóricos da energia e a função da onda do estado fundamental eo primeiro estado excitado de um elétron confinado em um poço quântico GaAsAl/GaAs com perfil de potencial tipo Morse usando a aproximação da massa efetiva e o método da função de onda envolvente. Se analisa as transições enter-sub-banda de acordo com os parâmetros que definem a geometria do potencial de Morse, para representar a Inter difusão entre os materiais de barreira e do poço. Além disso, se apresentam os picos da retificação óptica não linear em função da energia dos fotões incidentes e sua ressonância com a energia de transição entre os dois estados. Se aplica um campo eléctrico na direção do crescimento de poço quântico e um campo magnético perpendicular à heterostrutura, a fim de estudar os desvios dos picos da resposta óptica no espectro dos fotões incidentes.

PALAVRAS-CHAVE: Poços quânticos; Potencial de Morse, Campo eléctrico, Campo magnético, Retificação óptica não linear.

1. INTRODUCCIÓN

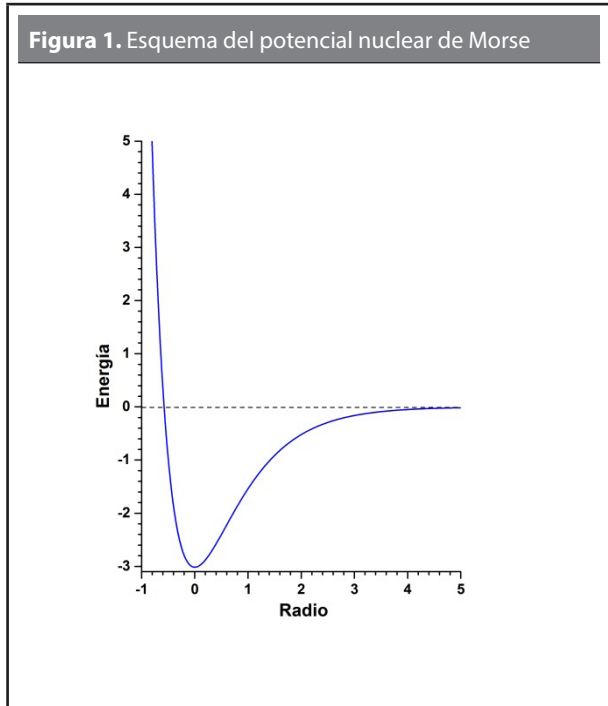
Hay un interés considerable por los fenómenos ópticos basados en transiciones inter-sub-banda en sistemas cuánticos semiconductores de baja dimensionalidad. Principalmente debido a los efectos del confinamiento cuántico, que permite valores más grandes de los elementos de la matriz de dipolo y la posibilidad de alcanzar resonancia dadas las condiciones que permiten estos confinamientos. Los procesos ópticos tanto lineales como no lineales en estas estructuras semiconductoras son investigados por varios autores en diferentes sistemas de baja dimensionalidad, por ejemplo los trabajos de Keshavarz *et al.* (2010), Baskoutas *et al.* (2011), Ungan *et al.* (2011), Barseghyan *et al.* (2012) y Duque *et al.* (2012). Como en los elementos de matriz de dipolo se conectan dos estados en un ciclo cerrado, se debe garantizar que su producto sea diferente de cero, esto ocurre solo si los estados son de paridad mixta, que se produce por los potenciales no simétricos. Un ejemplo conocido de tal tipo de potencial asimétrico es el potencial de Morse (ver **Figura 1**); en los trabajos de Castro *et al.* (2006), Ikhdair (2009) y el precursor Gurnick *et al.* (1983) se muestran y se analizan los efectos de este

tipo de confinamiento en la energía de los portadores, las transiciones entre estados y las propiedades asociadas.

Las técnicas actuales de crecimiento de pozos cuánticos gradando la concentración de aluminio permiten obtener experimentalmente infinidad de heteroestructuras semiconductoras con perfil asimétrico, alguna de ellas, o su combinación, podría lograr obtener la forma geométrica del potencial de Morse. Es claro que existen restricciones sobre la estequiometría; en el caso de GaAs-GaAlAs la concentración de aluminio máxima que se emplea para mantener un sistema de brecha de energía directa -con el máximo de la banda de valencia y el mínimo de la banda de conducción en el centro de la primera zona de Brillouin- es $x = 0,35$. La barrera infinita en el potencial tipo Morse se puede interpretar como una interfaz semiconductor/vacío.

Por otra parte, es bien conocido que las propiedades ópticas no lineales de pozos cuánticos semiconductores dependen, en general y principalmente, de la asimetría del potencial de confinamiento. Tal asimetría en el perfil de potencial se puede obtener, por ejemplo, ya sea mediante la aplicación de un campo eléctrico a un pozo cuántico simétrico o por la estequiometría de la composición de los elementos con los que se fabrican

los pozos cuánticos semiconductores. En este sentido se conocen varios artículos que tratan sobre el análisis teórico de las propiedades ópticas lineales y no lineales de segundo y tercer orden en pozos cuánticos asimétricos, tal como aparecen en Guo *et al.* (2013) y Ungan *et al.* (2014 y 2015).



Trabajos experimentales referidos a las propiedades ópticas lineales y no lineales, asociadas con transiciones inter-sub-banda en heteroestructuras cuánticas semiconductoras han sido reportados por diferentes autores, por ejemplo, Unterrainer *et al.* (1996), Vodopyanov *et al.* (1997 y 2008), Larrabee *et al.* (2002), Nakai *et al.* (2004) y Lee *et al.* (2014).

La rectificación óptica no lineal en pozos cuánticos asimétricos y los efectos del tamaño de pozo cuántico y la influencia de campos externos como parámetros de control sobre esta propiedad óptica no lineal se han investigado por varios autores recientemente, ver Xie (2014), Kumar *et al.* (2014), Hayrapetyan *et al.* (2015) y Shojaei *et al.* (2015). Se recomiendan los artículos de Zhang *et al.* (2007), Hargreaves *et al.* (2009), Rowley *et al.* (2012) para conocer los procesos experimentales donde se presentan medidas asociadas con la rectificación óptica.

En el artículo de Bhattacharya y Mi (2007) y las citas incluidas allí se hace una revisión de las aplicaciones que estos sistemas basados en nanoestructuras cuánticas semiconductoras tienen por sus propiedades electrónicas y ópticas, algunas de las cuales son utilizados en láseres, detectores de infrarrojos, amplificadores ópticos, emisores de luz de superficie, LEDs y otros dispositivos optoelectrónicos.

El interés de este artículo es presentar los resultados de la energía y la función de onda de los dos primeros estados de un electrón en un pozo cuántico de GaAsAl/GaAs con potencial tipo Morse, además se analizan las transiciones inter-sub-banda y su dependencia con los parámetros que definen el confinamiento geométrico y los efectos de los campos eléctrico y magnético, finalmente se muestran la influencia de estos agentes en la posición y la amplitud de los picos de la rectificación óptica no lineal.

2. MODELO TEÓRICO

En este trabajo presentamos los efectos de los campos eléctricos y magnéticos en la energía de los dos primeros estados de un electrón en un pozo cuántico de GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs con potencial tipo Morse y crecido a lo largo del eje z. En el enfoque teórico se usa la aproximación de masa efectiva y la técnica de la función de onda envolvente.

El campo eléctrico se elige a lo largo de la dirección de crecimiento del pozo cuántico ($F = F\hat{z}$). El campo magnético es orientado en la dirección x: $B = B\hat{x}$; para el vector potencial $\vec{A}(\vec{r})$ se considera la calibración de Landau tal que $\vec{A}(\vec{r}) = (0, -Bz, 0)$.

Entonces, el Hamiltoniano para un electrón confinado en un pozo cuántico viene dado por:

$$H = \frac{1}{2m^*} \left(\vec{P} + \frac{e}{c} \vec{A}(\vec{r}) \right)^2 + V_M(z, \gamma) + eFz \quad (1)$$

donde $m^* = 0,067 m_0$ es la masa efectiva del electrón en el arseniuro de galio y m_0 es la masa del electrón libre, \vec{P} es el operador del momento lineal, e es el valor absoluto de la carga del electrón, c es la velocidad de la luz en el vacío, F es la magnitud del campo eléctrico y $V_M(z, \gamma)$ es el potencial de confinamiento tipo Morse que se describe a continuación. En física nuclear es usual utilizar el potencial de Morse para describir la interac-

ción de los átomos que forman moléculas diatómicas, este potencial se puede representar según Gurnick *et al.* (1983) como:

$$V_M(r, \gamma) = D_e (1 - e^{-\gamma r})^2 \quad (2)$$

donde D_e se conoce como el potencial de disociación de la molécula o profundidad del pozo de potencial, r es la distancia intermolecular y γ es el parámetro que controla el ancho del pozo. El potencial de Morse usado para este trabajo es:

$$V_M(z, \gamma) = V_0(x) (1 + e^{-2\gamma z} - 2 e^{-\gamma z}) \quad (3)$$

con γ variando en pasos de $0,05 \text{ nm}^{-1}$ entre $0,05 \text{ nm}^{-1}$ y $0,35 \text{ nm}^{-1}$. La altura de la barrera derecha de potencial $V_0(x)$ (con $F=0$ y $B=0$), tiene dependencia con la concentración de aluminio x de acuerdo a Lee *et al.* (1980):

$$V_0(x) = 0,6 (1115 x + 370 x^2) \text{ meV} \quad (4)$$

Para obtener las funciones de onda de un electrón correspondiente a los estados del potencial de confinamiento tipo Morse se usa el método desarrollado por Xia y Fan (1989). Tal enfoque se basa en la expansión de los estados electrónicos sobre una base ortogonal completa de funciones seno asociado con un pozo cuántico de barrera potenciales infinitas de ancho $L_\infty = 40 \text{ nm}$. Las funciones de onda propias dependientes de z que satisfacen el Hamiltoniano presentado en la Ec. [1] son:

$$\varphi(z) = \sqrt{\frac{2}{L_\infty}} \sum_{m=1}^{\infty} C_m \sin\left(\frac{m\pi z}{L_\infty} + \frac{m\pi}{2}\right) \quad (5)$$

Por supuesto, el número de términos incluidos en el cálculo no puede ser infinito. La convergencia de la Ec. [5], para el tamaño específico del pozo cuántico considerado, está garantizada con la incorporación de 50 términos en la expansión de las funciones de onda.

En sistemas de pozos cuánticos, la posibilidad de sintonizar el espectro de niveles de energía puede hacerse a través de la configuración geométrica del pozo o de la composición estequiométrica de las barreras, esto puede dar lugar a una distribución casi homogénea de diferencias de energía entre los estados. Las expresiones que permiten calcular los coeficientes correspondientes a la rectificación óptica no lineal para las transiciones entre las energías de los dos estados calculados se consideran según Rosencher y Bois (1991):

$$\chi_0^{(2)} = \frac{4e^3 \rho_{01}}{\epsilon_0 \hbar^2} M_{01}^2 \Delta_{01} \frac{\omega_{01}^2 \left(1 + \frac{\tau_2}{\tau_1}\right) + \left(\omega^2 + \frac{1}{\tau_2} \left(\frac{\tau_1}{\tau_2} - 1\right)\right)}{\left(\omega_{01}^2 - \omega^2 + \frac{1}{\tau_2}\right) \left(\omega_{01}^2 + \omega^2 + \frac{1}{\tau_2}\right)} \quad (6)$$

Los parámetros utilizados en esta ecuación se definen así: ϵ_0 es la permitividad del vacío, ρ_{01} es la densidad electrónica, \hbar es la constante de Planck; para la radiación incidente polarizada a lo largo de la dirección z se tiene que $M_{ij} = \langle \varphi_i | e z | \varphi_j \rangle$ son los elementos de matriz de dipolo con $(i,j = 0,1)$ y $\Delta_{01} = |M_{00} - M_{11}|$, ω la frecuencia de los fotones incidentes, $\omega_{01} = \Delta E_{10} / \hbar$ es la frecuencia de transición con $\Delta E_{10} = E_1 - E_0$ y los términos τ_k con $k = (1,2)$ están asociados a la vida media de los estados que participan en las transiciones.

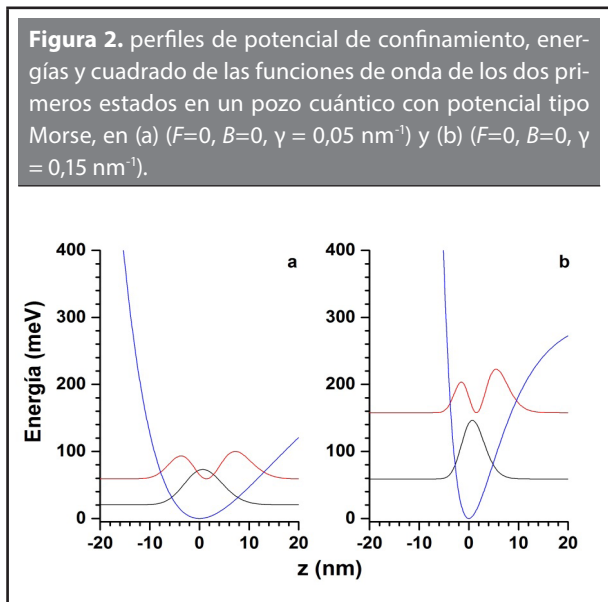
En la siguiente sección se presentan los resultados para la energía y las funciones de onda del estado base y primero excitado del electrón en función de la anchura del pozo cuántico. Además, el perfil del potencial para diferentes valores del parámetro de anchura γ y del pozo de potencial tipo Morse y considerando simultáneamente diferentes valores del campo eléctrico o del campo magnético, así mismo los coeficientes de rectificación óptica no lineal para tales configuraciones.

3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

Para los cálculos de este trabajo se consideran, además de las cantidades conocidas \hbar , e , ϵ_0 y c , los siguientes parámetros: $V_0(x = 0,35) = 261,5 \text{ meV}$, $\rho_{10} = 3,8 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, $\tau_1 = 1 \text{ ps}$, $\tau_2 = 0,2 \text{ ps}$.

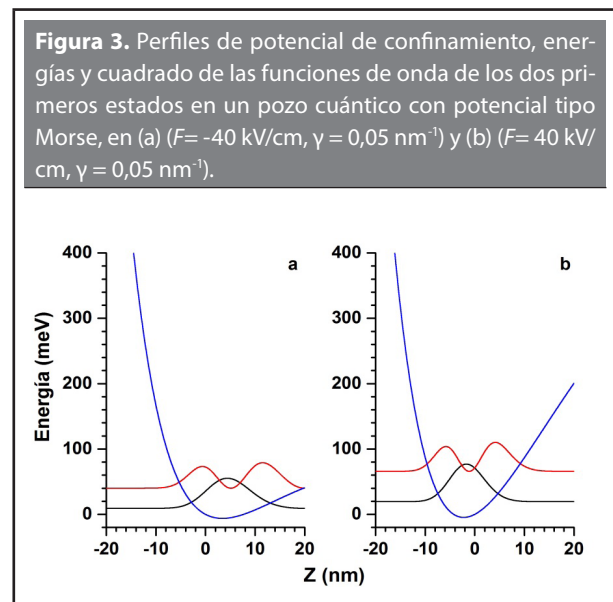
En la **Figura 2** se presentan los esquemas representativos de las energías y los cuadrados de las funciones de onda de los dos primeros estados de un electrón y el respectivo perfil de potencial de confinamiento tipo Morse para valores de $\gamma = 0,05 \text{ nm}^{-1}$ en la **Figura 2a** y $\gamma = 0,15 \text{ nm}^{-1}$ en **Figura 2b**. En esta figura se puede observar el efecto del parámetro γ en la geometría asimétrica del perfil de confinamiento ya que en ellas no se han considerado campo eléctrico ni magnético. Como se puede ver para $\gamma = 0,05 \text{ nm}^{-1}$ en la **Figura 2a** se presenta un ancho de pozo $w \approx 22 \text{ nm}$ y una energía de transición entre los estados de $\Delta E_{10} \approx 40 \text{ meV}$ mientras que en **Figura 2b** con $\gamma = 0,15 \text{ nm}^{-1}$, los valores de estas cantidades son $w \approx 14 \text{ nm}$ y $\Delta E_{10} \approx 100 \text{ meV}$. A mayor ancho de pozo menos confinamiento y las energías son más bajas que en el caso de mayor confinamiento, esto se debe a la forma funcional del potencial de Morse que

aparece en la Ec. [3]. El efecto en los cuadrados de las funciones de onda también es notorio: el estado base con un máximo central y el primer estado excitado con dos máximos que ocupan la región del ancho del pozo se notan más extendidos y de menor altura en la **Figura 2a** que en la **Figura 2b** donde los máximos son de mayor altura y están más cercanos para el segundo estado. Se puede ver nuevamente la asimetría en la densidad de probabilidad de las funciones de onda electrónicas, este comportamiento es un indicador de que el confinamiento debido al potencial escogido favorece que los elementos de la matriz de dipolo no tiendan a valores muy pequeños, es decir, que no se hagan cero y así permitir la rectificación óptica no lineal del sistema propuesto. En la curva (azul) que representa el perfil del potencial de confinamiento se nota la asimetría entre las barreras de la izquierda y la derecha. En el caso de la **Figura 2b**, las barreras tienen una pendiente más pronunciada hacia la vertical y de mayor altura que en la **Figura 2a**. La altura de las barreras determina la repulsión sobre las funciones de onda del electrón hacia el centro de la heteroestructura, reforzando el confinamiento y el aumento de la energía de cada estado.



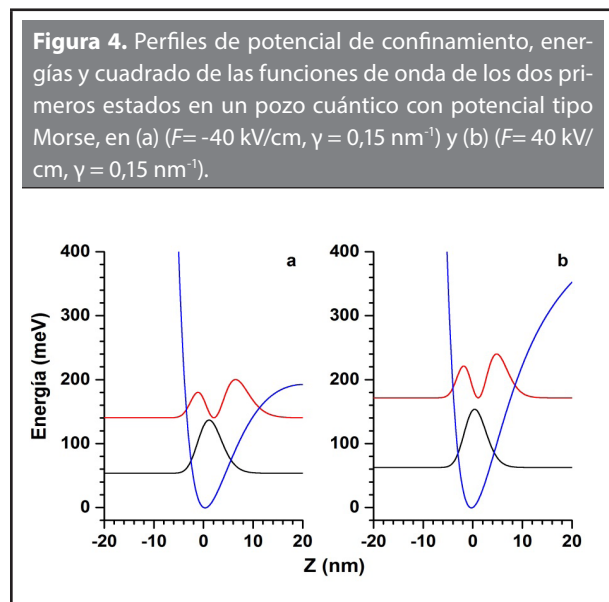
En la **Figura 3** se presentan las mismas cantidades físicas del sistema pero ahora se fija el parámetro $\gamma = 0,05 \text{ nm}^{-1}$ y se varía el campo electrostático. En la **Figura 3a** se toma un campo anti-paralelo a la dirección de crecimiento del pozo cuántico (derecha a izquierda) con valor de $F_1 = -40 \text{ kV/cm}$ y en la **Figura 3b** el campo

eléctrico en la dirección de crecimiento (izquierda a derecha) del pozo cuántico con valor de $F_2 = 40 \text{ kV/cm}$. Si se comparan ambas figuras con la **Figura 2b** donde $F=0$, se observa que el campo eléctrico contribuye más a la asimetría del perfil de confinamiento. Esto es importante notarlo ya que en principio el pozo cuántico con el potencial de Morse y con campo eléctrico aplicado es una heteroestructura no centro-simétrica (los máximos de las funciones de onda están deslocalizados del punto $z = 0$). Este comportamiento se puede entender por la forma y la altura de la barrera del lado derecho en las **Figuras 3a** y **3b**. Para el campo F_1 negativo el ancho del pozo tiende a $w \approx 26 \text{ nm}$ y para el campo F_2 positivo a $w \approx 20 \text{ nm}$. Esto causa que los valores de las energías de los estados base y primero excitado, así como la energía transición entre ellos, sean mayores para el caso de los campos eléctricos positivos en comparación con estos valores con campos negativos.

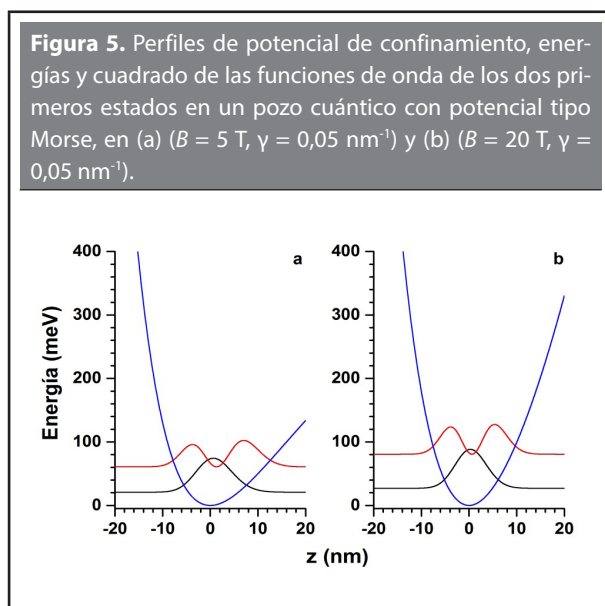


Con $\gamma = 0,15 \text{ nm}^{-1}$ se presenta la **Figura 4**, donde se mantienen los valores de campo eléctrico iguales a los de la **Figura 3**, es decir $F_1 = -40 \text{ kV/cm}$ en **Figura 4a** y el campo eléctrico paralelo $F_2 = 40 \text{ kV/cm}$ en **Figura 4b**. En estas curvas se acentúa aún más el comportamiento descrito en **Figura 3** porque el efecto del parámetro γ y los campos eléctricos escogidos resaltan la asimetría del perfil de confinamiento. El incremento de los niveles de energía individuales y de las energías de transición, si se comparan con la **Figura 3**, está cerca de 3 veces más grande en el caso de las etiquetadas con (a) y de 2,5 veces

las mostradas en (b). El estrechamiento de la densidad de probabilidad y las diferencias en las barreras de la derecha entre **Figura 4a** y **4b** favorecen el alto grado del confinamiento y aunque se conserva la asimetría del segundo estado, los máximos se encuentran ahora de nuevo en el punto $z = 0$. De todos modos, entre las **Figuras 3** y **4** hay grandes diferencias en los valores esperados de los elementos de la matriz de dipolo $M_{ij} = \langle \varphi_i | e z | \varphi_j \rangle$.



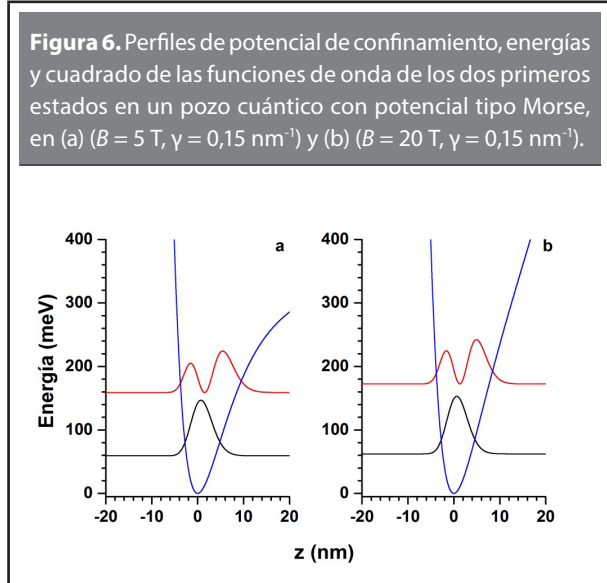
En la **Figura 5** se muestran las energías y los cuadrados de las funciones de onda de los dos estados más bajos de un electrón, además del perfil de potencial tipo Morse en un pozo cuántico con $\gamma = 0,05 \text{ nm}^{-1}$ y $F = 0$. La **Figura 5a** corresponde a un campo magnético $B_1 = 5 \text{ T}$ y la **Figura 5b** a $B_2 = 20 \text{ T}$. Tomando como referencia la **Figura 2a** se puede ver al incrementar la magnitud del campo magnético se incrementa la energía de los estados y la energía de transición aumenta de 40 meV en 5a a 58 meV en 5b. Esto se debe a que un campo magnético mayor convierte el pozo asimétrico de Morse en un perfil que tiende a ser parabólico y el ancho efectivo del pozo decrece produciendo mayor confinamiento de los portadores de carga. Se puede ver que la barrera derecha aumenta su altura conforme lo hace el campo magnético, esto mueve las funciones de onda electrónicas ligeramente hacia el lado izquierdo del pozo cuántico. Es importante recalcar que la magnitud creciente del campo magnético hace que los valores de los elementos de la matriz de dipolo disminuyan en su valor absoluto.



En la **Figura 6** se presentan las mismas cantidades físicas pero para pozos cuánticos tipo Morse con parámetro $\gamma = 0,15 \text{ nm}^{-1}$, que es el parámetro que define ancho efectivo del pozo cuántico, la asimetría del alto de las barreras y la densidad de probabilidad de las funciones de onda. Aquí también se consideran los mismos valores de campo magnético de la **Figura 6a** con $B_1 = 5 \text{ T}$ y la **Figura 6b** con $B_2 = 20 \text{ T}$. Se puede notar al comparar con la **Figura 6** que la combinación del parámetro γ y el campo magnético producen mayor confinamiento cuando ambos aumentan, enfatizando la asimetría de la heteroestructura semiconductor. Se puede observar el aumento considerable de los valores de la energía de los estados y de la energía de transición. Este efecto también hace que las barreras del potencial sean más altas que en todos los casos presentados anteriormente y por lo tanto el confinamiento de los electrones sea mayor, esto disminuye el valor esperado de los elementos de matriz de dipolo.

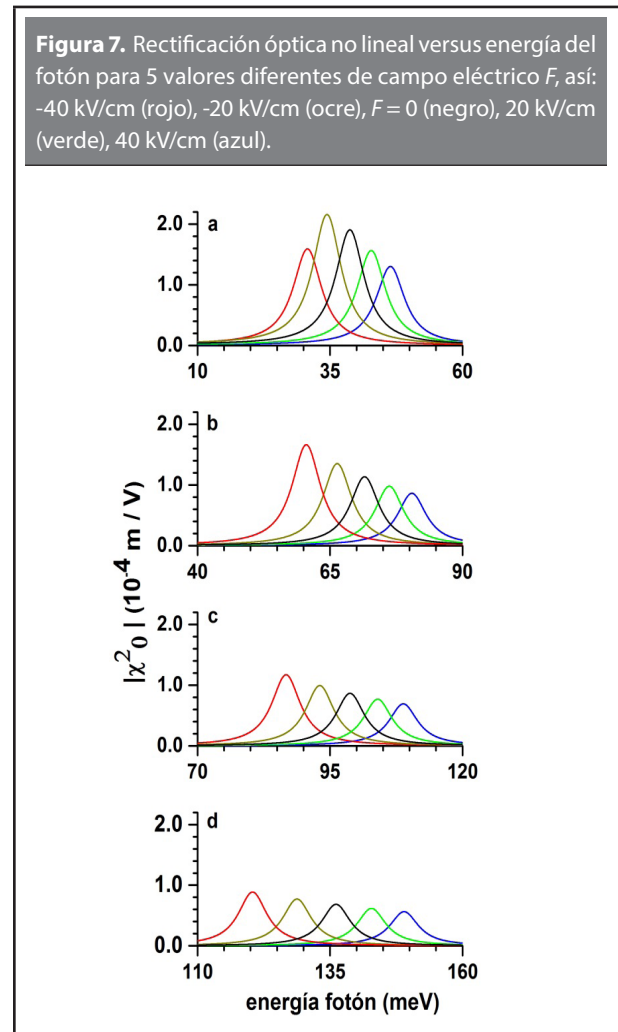
Una vez obtenida la estructura electrónica se calculan los elementos de matriz de dipolo necesarios para el cálculo de la rectificación óptica no lineal. Para esta propiedad óptica en particular se utilizó el elemento de matriz más relevante M_{10} , así como la diferencia de energía de transición ΔE_{10} . Estas últimas nos dan las frecuencias ω_{01} que al resonar con la frecuencia de los fotones incidentes produce un pico en la respuesta óptica. En este sistema cuántico, debido a la asimetría del perfil de potencial de Morse y a los efectos de los campos

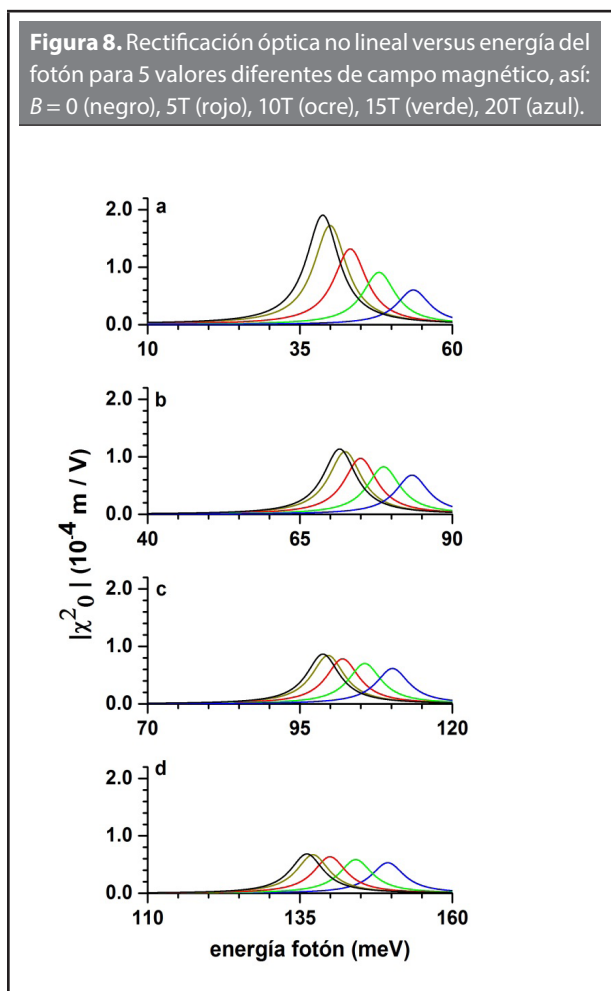
eléctrico y magnético, se tiene que la diferencia de los elementos de matriz de dipolo no son cero, es decir los términos $\Delta_{01} \neq 0$ y esto contribuye a la magnitud de la rectificación óptica no lineal.



Los resultados de la rectificación óptica no lineal en función de la energía de los fotones incidentes se presentan en las **Figuras 7 y 8**. Para las figuras etiquetadas con literales se tiene: en (a) $\gamma = 0,05 \text{ nm}^{-1}$, en (b) $\gamma = 0,10 \text{ nm}^{-1}$, en (c) $\gamma = 0,15 \text{ nm}^{-1}$ y en (d) $\gamma = 0,25 \text{ nm}^{-1}$. Para los picos mostrados en la **Figura 7** se consideran cinco valores de campo eléctrico, así: -40 kV/cm (rojo), -20 kV/cm (ocre), $F=0$ (negro), 20 kV/cm (verde), 40 kV/cm (azul). Al comparar las **Figuras 7a, 7b, 7c** y la **7d** entre sí se observa que el efecto del incremento del parámetro γ sobre la rectificación óptica no lineal es producir un corrimiento de los picos hacia valores más grandes de energía, comúnmente llamado corrimiento hacia el azul. Esto se debe a que la energía de transición aumenta. Cuando el parámetro γ aumenta el ancho efectivo disminuye, algo que se evidencia comparando **Figuras 2a** con **2b**, haciendo que los elementos de la matriz de dipolo disminuyan, el efecto de esto sobre la rectificación óptica no lineal es la disminución de la magnitud de los picos. Por su parte, los efectos del campo eléctrico se observan primero en la posición de los picos: para valores negativos del campo eléctrico -20 kV/cm y -40 kV/cm los picos están ubicados en valores bajos de energía (se dice que presentan corrimiento hacia el rojo), cuando no hay campo eléctrico ($F=0$,

negro) se observa el pico en el centro de cada figura, y para los campos eléctricos positivos los picos presentan un corrimiento hacia el azul. Esto se debe a que, como se explicó antes, el campo eléctrico modifica la altura de la barrera de potencial finita de la derecha del pozo. Este comportamiento implica una disminución en la magnitud de los picos debido a que al disminuir el ancho efectivo de los pozos cuánticos decrece la magnitud de los elementos de matriz de dipolo. Esto significa que, cambiando el parámetro γ y la magnitud y dirección del campo eléctrico, se puede no solamente ajustar la posición del pico de la rectificación óptica no lineal, sino también su magnitud.





En los picos de la rectificación óptica no lineal correspondientes a la **Figura 8** se consideran 5 valores del campo magnético, así: $B = 0$ (negro), 5T (rojo), 10T (ocre), 15T (verde), 20T (azul). En este caso la rectificación óptica no lineal experimenta también un corrimiento al azul, pero aquí el cambio de la posición de los picos no es equidistante como en la situación de la **Figura 7**, esto se evidencia por ejemplo al comparar la **Figuras 7d** y la **8d**. Además, la magnitud de los picos disminuye a medida que se incrementa la magnitud del campo magnético. La razón de este comportamiento no equidistante en la ubicación de los picos de la respuesta óptica es fácil de entender mediante la observación de la diferencia de energía entre los estados cuando se incrementa el campo magnético reportado en las **Figuras 5** y **6**.

A manera de perspectivas de este trabajo y dado que este tipo de potencial es obtenido gradando la concentración de aluminio, se esperaría que el perfil de la

banda de valencia fuera también tipo Morse con estados confinados para huecos. Esto significa que tal sistema permitiría transiciones entre estas bandas -conducción y valencia- y transiciones inter-sub-banda en la banda de valencia. El presente trabajo se restringe a las transiciones entre los dos primeros estados de la banda de conducción. En el trabajo de Ramírez *et al.* (2011), se presenta una interesante discusión de la formación de las bandas de energía en un pozo cuántico de AlGaAs tipo Gauss, que consiste en una región no homogénea donde varía la concentración de aluminio siguiendo una función de Gauss, intercalada entre dos barreras homogéneas semi-infinitas con la concentración de aluminio fija (que es la concentración de referencia) a lo largo de la dirección crecimiento. Otra discusión interesante se presenta en el artículo de Oubram *et al.* (2014) donde se trata el asunto de la polarización de la luz para cada tipo de transición posible en pozos cuánticos con potenciales tipo delta-dopado. En particular, los picos de las propiedades ópticas allí estudiadas se pueden distinguir utilizando luz con polarización perpendicular al plano del pozo cuántico para transiciones inter-sub-banda. De otro lado, los picos relacionados con las transiciones intra-sub-banda pueden ser favorecidos cuando la luz está polarizada paralela al plano del pozo cuántico. En el presente trabajo se trata la luz polarizada de manera que se favorezcan las transiciones inter-sub-banda.

4. CONCLUSIONES

En este trabajo se han estudiado las energías de los dos primeros estados de un pozo cuántico semiconductor con perfil de potencial tipo Morse. Se analizaron las energías de transición, los elementos de matriz de dipolo y la rectificación óptica no lineal, bajo los efectos combinados del parámetro de confinamiento y los campos eléctrico y magnético. En general, el parámetro de confinamiento y hace que el potencial sea asimétrico y con un ancho efectivo de pozo cuántico más estrecho y más profundo, de tal manera que las energías de los estados y de transición aumentan. La posición de los picos de la rectificación óptica no lineal presenta un corrimiento hacia el azul y disminuyen su magnitud. El campo eléctrico y el magnético producen efectos similares, afianzan la asimetría entre las barreras de potencial y en la densidad de probabilidad. Cuando se incrementa la magnitud de alguno de ellos se disminu-

ye el valor de los elementos de matriz de dipolo y las energías de transición cambian. Los picos de la respuesta óptica estudiada se corren al azul para campos eléctricos positivos y al rojo para valores negativos; siempre hay corrimientos al azul para campos magnéticos crecientes. Se puede finalmente concluir que los efectos combinados del parámetro de confinamiento y los campos electromagnéticos se pueden utilizar para ajustar y controlar las propiedades ópticas de interés.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen a las instituciones Colombianas CODI-Universidad de Antioquia (Estrategia de Sostenibilidad de la Universidad de Antioquia y proyectos: "On the way to development of new concept of nanostructure-based THz laser" y «Propiedades ópticas de impurezas, excitones y moléculas en puntos cuánticos autoensamblados»), Facultad de Ciencias Exactas y Naturales-Universidad de Antioquia (CAD y ALM proyecto de dedicación exclusiva 2015-2016), y El Patrimonio Autónomo Fondo Nacional de Financiamiento para la Ciencia, la Tecnología y la Innovación, Francisco José de Caldas. Proyecto EIA- U. de A. (Efectos de láser intenso sobre las propiedades ópticas de nanoestructuras semiconductoras de InGaAsN/GaAs y GaAlAs/GaAs) que es parcialmente financiado por la Universidad EIA. Al Semillero de Nanoestructuras Semiconductoras de la Universidad EIA.

REFERENCIAS

- Barseghyan M.G., Restrepo R. L., Mora-Ramos M. E., Kirakosyan A. and Duque C. A. (2012). Donor impurity-related linear and nonlinear intraband optical absorption coefficients in quantum ring: effects of applied electric field and hydrostatic pressure. *Nanoscale Research Letters* 7, pp. 538-1 – 538-8.
- Baskoutas S., Garoufalis C. y Terzis A. F. (2011). Linear and nonlinear optical absorption coefficients in inverse parabolic quantum wells under static external electric field. *European Physics Journal B* 84, pp. 241 – 247.
- Bhattacharya P. and Mi Z. (2007). Proceedings of the Quantum-Dot Optoelectronic Devices. *Proceedings of the IEEE* 95, pp. 1723 – 1740.
- Castro E., Paz J. L. y Martín P. (2006). Analytical approximations to the eigenvalues of the Morse potential with centrifugal terms. *Journal of Molecular Structure: THEOCHEM*. 769, Is. 1–3, pp. 15 – 18.
- Duque C. A., Mora-Ramos M. E., Kasapoglu E., Urgan F., Yesilgul U., Sakiroglu S., Sari H. y Sökmen I. (2013). Impurity-related linear and nonlinear optical response in quantum-well wires with triangular cross section. *Journal of Luminescence* 143, pp. 304 – 313.
- Guo A. y Du J. (2013). Linear and nonlinear optical absorption coefficients and refractive index changes in asymmetrical Gaussian potential quantum wells with applied electric field. *Superlattices Microstructures* 64, pp. 158 – 166.
- Gurnick M. K. and Detemple T. A. (1983). Synthetic nonlinear semiconductors. *IEEE Journal of Quantum Electronics, QE-19, No. 5*, pp. 791 – 794.
- Hargreaves S., Radhanpura, K. and Lewis, R. A. (30 de noviembre de 2009). Generation of terahertz radiation by bulk and surface optical rectification from crystal planes of arbitrary orientation. *Physical Review B* 80, 195323-1 – 195323-16.
- Hayrapetyan D. B., Kazaryan E. M., Kotanjyan T. V. and Tevosyan H. K. (2015). Exciton states and interband absorption of cylindrical quantum dot with Morse confining potential. *Superlattices Microstructures* 78, pp. 40 – 49.
- Ikhdaïr S. M.; (2009). Rotation and vibration of diatomic molecule in the spatially-dependent mass Schrödinger equation with generalized q-deformed Morse potential. *Chemistry Physics* 361, pp. 9 – 17.
- Keshavarz A. and Karimi M. J. (2010). Linear and nonlinear intersubband optical absorption in symmetric double semi-parabolic quantum wells. *Physics Letters A* 374, pp. 2675 – 2680.
- Kumar M., Lahon S., Jha P. K., Gumber S. and Mohan M. (2014). Spin-orbit interaction effect on nonlinear optical rectification of quantum wire in the presence of electric and magnetic fields. *Physica B: Condensed Matter* 438, pp. 29 – 33.
- Larrabee D. C., Tang J., Liang M., Khodaparast G. A., Kono J., Ueda K., Nakajima Y., Suekane O., Sasa S., Inoue M., Kolokolov K. I., Li J. and Ning C. Z. (2002). Intersubband transitions in narrow InAs/AlSb quantum wells. *Proceedings IEEE Lester Eastman Conference on High Performance Devices*, pp. 324 – 333.
- Lee H. J., Juravel L. Y., Woolley J. C. and Thorpe A. J. S. (1980). Electron transport and band structure of Ga_{1-x}Al_xAs alloys. *Physics Review B* 21, pp. 659 – 669.
- Lee J.; Tymchenko M., Argyropoulos C., Chen P. Y., Lu F., Demmerle F., Boehm G., Amann M. C., Alu A. y Belkin M. A. (2014). Giant nonlinear response from plasmonic

- metasurfaces coupled to intersubband transitions. *Nature Letters* 511, pp. 65 – 69.
- Nakai M., Sasa S., Nakajima Y., Furukawa M., Inoue M., Larabee D. C., Kono J., Li J. and Ning C. Z. (2004). Near infrared intersubband transitions in delta-doped InAs/AlSb multi-quantum wells. *International Meeting for Future of Electron Devices*, pp. 65 – 66.
- Oubram O., Rodríguez-Vargas I., Martínez-Orozco J. C. (2014). Refractive index changes in n-type delta-doped GaAs under hydrostatic pressure. *Rev. Mex. Fis.* 60, pp. 161 – 167.
- Ramírez-Morales A., Martínez-Orozco J. C. and Rodríguez-Vargas I. (2011). Improvement of the quantum confined Stark effect characteristics by means of energy band profile modulation: The case of Gaussian quantum wells. *J. App. Physics* 110, pp. 103715-1 – 103715-6.
- Restrepo R. L., Ugan F., Kasapoglu E., Mora-Ramos M. E., Morales A. L. and Duque C. A. (2015). The effects of intense laser field and applied electric and magnetic fields on optical properties of an asymmetric quantum well. *Physica B: Condensed Matter* 457, pp. 165 – 171.
- Rosencher E. and Bois Ph. (1991). Model system for optical nonlinearities: Asymmetric quantum wells. *Physics Review B* 44, pp. 11315 – 11327.
- Rowley J. D., Wahlstrand J. K., Zawilski K. T., Schunemann P. G., Giles N. C. and Bristow A. D. (2012). Terahertz generation by optical rectification in uniaxial birefringent crystals. *Opt. Express* 15 (21), pp. 16968 – 16973.
- Shojaei S. and Vala A. S. (2015). Nonlinear optical rectification of hydrogenic impurity in a disk-like parabolic quantum dot: The role of applied magnetic field. *Physics E: Low-Dimensional System and Nanostructures* 70, pp. 108 – 112.
- Ugan F.; Kasapoglu E.; Sökmen I. (2011). Intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in modulation-doped asymmetric double quantum well. *Solid State Communications* 151, pp. 1415 – 1419.
- Ugan F., Martínez-Orozco J. C., Restrepo R. L., Mora-Ramos M. E. and Duque C.A. (2015). Nonlinear optical rectification and second-harmonic generation in a semi-parabolic quantum well under intense laser field: Effects of electric and magnetic fields. *Superlattices and Microstructures* 81, pp. 26 – 33.
- Ugan F., Restrepo R. L., Mora-Ramos M. E., Morales A. L. and Duque C. A. (2014). Intersubband optical absorption coefficients and refractive index changes in a graded quantum well under intense laser field: Effects of hydrostatic pressure, temperature and electric field. *Physica B: Condensed Matter* 434, pp. 26 – 31.
- Unterrainer K., Heyman J. N., Craig K., Galdrikian B., Sherwin M. S., Campman K., Hopkins P. F. and Gossard, A. C. (1996). Intersubband dynamics of asymmetric quantum wells studied by THz 'optical rectification' *Semicond. Sci. Technol.* 11, pp. 1591–1597.
- Vodopyanov K. L., Chazapisdag V., Phillipsdag C., Sungddag B. and Harris, J. S. Jr. (1997). Intersubband absorption saturation study of narrow III-V multiple quantum wells in the 152.8–9 mm spectral range. *Semicond. Sci. Technol.* 12, pp. 708 – 714.
- Vodopyanov K. L. (2008). Optical THz-wave generation with periodically-inverted GaAs. *Laser Photon. Rev.* 2(1-2), pp. 11 – 25.
- Xia J. B. and Fan W. J. (1989). Electronic structures of superlattices under in-plane magnetic field. *Physics Review B* 40, pp. 8508 – 8515.
- Xie W. (2014). Effect of an electric field on the nonlinear optical rectification of a quantum ring. *Physica B: Condensed Matter* 443, pp. 60 – 62.
- Zhang J., Bull J. D., Darcie T. E. (2007). Microwave photonic signal detection using phase-matched optical rectification in an AlGaAs waveguide. *IEEE Photonics Technology Letters* 19, pp. 2012 – 2014.

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

Martínez, V.; Castaño, C.; Giraldo, A.; González, J.P.; Restrepo, R.L.; Morales, A.L.; Duque, C.A. (2016). Potencial de Morse como perfil de pozos cuánticos semiconductores. *Revista EIA*, 12(E3), mayo, pp. 85-94. [Online]. Available on: <http://dx.doi.org/10.14508/reia.2016.12.e3.85-94>