

**CALCULO DEL ESTADO BASE DE UN POZO CUÁNTICO SEMICONDUCTOR
DE TIPO CAUCHY EN PRESENCIA DE UN CAMPO ELÉCTRICO**

HUBERNEY CELEMÍN SÁNCHEZ

**Trabajo de grado como requisito para optar al título de Maestría en
Ciencias Física**

Director

**JAIRO ARMANDO CARDONA BEDOYA
Doctor en Física**

**UNIVERSIDAD DEL TOLIMA
FACULTAD DE CIENCIAS
MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICA
IBAGUÉ-TOLIMA**

2018



Universidad del Tolima

FACULTAD DE CIENCIAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

MAESTRÍA EN CIENCIAS-FÍSICA

Registro calificado: Resolución MEN No 8381 noviembre 20 de 2008

Renovación: Resolución 14438 septiembre 07 de 2015

ACTA 27 DE SUSTENTACIÓN DE TESIS DE MAESTRIA

ESTUDIANTE: Huberney Celemin Sánchez

TÍTULO DE LA TESIS: "CÁLCULO DEL ESTADO BASE DE UN POZO CUÁNTICO SEMICONDUCTOR DE TIPO CAUCHY EN PRESENCIA DE UN CAMPO ELÉCTRICO".

FECHA: 07 de JULIO de 2018

HORA: 04:00 P.M.

DIRECTOR: Jairo Armando Cardona

JURADOS: Hernán Javier Herrera y Juan Carlos Benavides

RESULTADO DE LA EVALUACIÓN

Calificación Promedio (de 0.0 a 5.0): En número [4.3] En letras: Cuatro punto tres

☒ **APROBADA (3.5 – 4.5)**

☐ **MERITORIA (4.6 – 4.9)**

☐ **LAUREADA (5.0)**

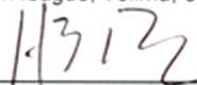
Si la nota es meritoria o laureada, el jurado deberá sustentarla en hoja separada con la firma de todos ellos y anexarla al acta.

☐ **REPROBADA (0.0 – 3.4)** (El estudiante debe matricularse nuevamente en esta actividad).

☐ **PENDIENTE** (El estudiante debe acoger las recomendaciones del jurado y presentar nuevamente el documento ante el director de tesis. Nueva sustentación: Requiere _____ No requiere _____)

El plazo para nueva sustentación y/o para presentación del documento final es de _____

Dado en Ibagué, Tolima, el 07 de julio de 2018.



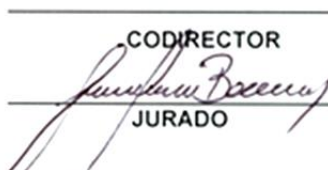
COORDINADOR

Programa Maestría Ciencias-Física



DIRECTOR DE TESIS

JURADO



CODIRECTOR

JURADO

Tel: (+57) 8-2772020 – Extensión 9357
INTERNET: <http://www.ut.edu.co> – Email: mfisica@ut.edu.co – cel: 3017436597
Universidad del Tolima-Facultad de Ciencias
Barrio Santa Helena
Ibagué – Tolima – Colombia

DEDICATORIA

Dedicado afectuosamente la presente tesis a:

Mis padres, Roberto Celemín y María Sánchez que han sido mi apoyo constante y ejemplo de vida.

Mi esposa e hijo quienes son lo máspreciado que tengo.

Mi familia quienes me han brindado tantos buenos momentos y tantas alegrías.

Mi perra Luna, que me ha brindado compañía en mis caminatas para reflexionar.

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar, quisiera dar las gracias al padre Dios y mi director de tesis Dr. Jairo Armando Cardona Bedoya, por su orientación, su dedicación, su paciencia, y apoyo a lo largo de mis estudios de Maestría en la Universidad del Tolima.

También me gustaría dar las gracias a los miembros del grupo de investigación en materiales semiconductores, Dr. Ramiro Uribe K., Dr. Miguel Iban Delgado R. y M. Sc. Nori M. Jurado, por sus valiosos debates y sugerencias.

Especialmente, me gustaría dar las gracias a los profesores, Dr. José H. Muñoz, Dr. Humberto Bustos, Dr. Yebrail Rojas y Dr. Dagoberto Oyola por haber sido formadores de nuestros conocimientos.

A mis compañeros del postgrado, M. Sc. Cesar Morales, M. Sc. Miguel Rodríguez, M. Sc. Marlene Rivera, M. Sc. Alex Ríos, M. Sc. Giovanni Rivera, M. Sc. Yamel Ramírez, M. Sc. Juan Francisco Sánchez, Ulises González, Rosa E. Medina, y particularmente a M. Sc. Oscar Mauricio Fino, por su ayuda y apoyo.

Al señor Alfonso Guarín por su colaboración, y por la confianza por habernos facilitado su parqueadero y permitirnos trabajar cómodamente.

A Cecilia Goyeneche Sánchez y José Yesid Ovalle por su hospitalidad al permitir quedarnos en su casa cuando lo hemos requerido, por su atención y todo el apoyo que nos han brindado.

A la Oficina Central de Investigación de la Universidad del Tolima por el soporte financiero.

Finalmente, mi gratitud más grande a mis padres, mi esposa, mi hijo, hermanos, sobrinos y amigos por su amor y apoyo.

CONTENIDO

INTRODUCCIÓN	1
 CAPÍTULO 1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	4
1.1 MATERIALES SEMICONDUCTORES.....	4
1.1.1 Estructura Cristalina.....	5
1.1.2 Estructura de Bandas.....	7
1.1.3 Banda de energía directa e indirecta.....	9
1.1.4 Aproximación de la masa efectiva.....	11
1.1.5 Aleaciones Ternarias.....	12
1.2 POZOS CUÁNTICOS SEMICONDUCTORES.....	13
1.2.1 Cálculo de los estados cuantizados de un pozo cuántico simple	14
1.3 EFECTOS DE LA SEGREGACIÓN EN LAS PROPIEDADES LUMINISCENTES DE POZOS CUÁNTICOS SEMICONDUCTORES III V.....	16
1.4 CAMPO ELÉCTRICO INTERNO EN SEMICONDUCTORES.....	18
1.5 ANTECEDENTES TEÓRICOS SOBRE POZOS CUÁNTICOS SEMICONDUCTORES	19
1.6 FOTOLUMINISCENCIA EN SEMICONDUCTORES.....	21
 CAPÍTULO 2. EFECTOS DE LA SEGREGACIÓN EN LAS PROPIEDADES LUMINISCENTES.....	23
2.1 INTRODUCCIÓN	23
2.2 MODELO TEÓRICO	24
2.2.1. Enfoque de masa efectiva.....	24
2.3 COMPARACIÓN DEL MODELO CON RESULTADOS EXPERIMENTALES	30
2.3.1 Influencia de la deformación	30
 CAPÍTULO 3. INFLUENCIA DE CAMPOS ELÉCTRICOS EN LAS PROPIEDADES LUMINISCENTES DE POZOS CUÁNTICOS SEMICONDUCTORES.....	32
3.1 INTRODUCCIÓN	32

3.2 MODELO TEÓRICO	33
3.3 COMPARACIÓN DEL MODELO CON RESULTADOS EXPERIMENTALES	36
4. CONCLUSIONES	41
REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS.....	42
6. PARTICIPACIÓN EN EVENTOS.....	48

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. (a) Disposición espacial de la estructura zinc blenda. (b) Disposición espacial de la estructura wurtzita	5
Figura 2. Representación de las bandas de valencia y conducción en un metal (a), un semiconductor (b) y un aislante (c).	8
Figura 3. (a) Transición óptica directa entre dos bandas simples. (b) Transición óptica indirecta, incluyendo la absorción o emisión de un fotón; (BV): banda de valencia, BC: banda de conducción).....	10
Figura 4. Energía de banda prohibida vs. Constante de red de algunos compuestos semiconductores	11
Figura 5. Esquema básico de un pozo cuántico (QW)	13
Figura 6. Esquema de un pozo de potencial cuadrado finito	15
Figura 7. Forma típica de los desplazamientos de banda para un QW de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ con respecto a la segregación de indio (Pelá et al., 2013).	18
Figura 8 Procesos de recombinación que pueden ocurrir en un semiconductor. 1. Excitónica (Ex). 2. Transición banda-banda (e-h). 3. Banda de conducción-nivel aceptor (e-A). 4. Nivel donador-banda de valencia (D-h). 5. Nivel donador-nivel aceptor (D-A).....	21
Figura 9. Picos de energía de fotoluminiscencia de un QWs cuadrado en función del espesor y la concentración de indio.	24
Figura 10. Forma del potencial del pozo cuántico propuesto para diferentes concentraciones de indio.....	25
Figura 11. Energía de los picos de fotoluminiscencia para $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}/\text{GaAs}$ en función del ancho del pozo.....	31
Figura 12. Energía de los picos de fotoluminiscencia a 5K para QWs de $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ sobre sustratos de Si (113) en función del ancho del pozo. Los pentágonos azules representan los valores experimentales obtenidos mediante la técnica de fotoluminiscencia (Rojas-Ramírez et al., 2008) para las energías de transición e-hh. Los puntos verdes representan los valores teóricos obtenidos, considerando un campo eléctrico de $3,15 \times 10^7$ V/m.	36

Figura 13. Energía de los picos de fotoluminiscencia a 15K para QWs de $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ sobre substratos de GaAs (100) en función del ancho del pozo. Los pentágonos azules representan los valores experimentales obtenidos mediante la técnica de fotoluminiscencia (Hiyamizu et al., 1999) para las energías de transición e-hh. Los puntos verdes representan los valores teóricos obtenidos, considerando un campo eléctrico de $2,05 \times 10^7 \text{ V/m}$ 38

Figura 14. Energía de los picos de fotoluminiscencia a 1,4 K para QWs de $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}/\text{GaAs}$ en función del ancho del pozo. Los pentágonos azules representan los valores experimentales obtenidos mediante la técnica de fotoluminiscencia (Martini, Manzoli, & Quivy, 2010) para las energías de transición e-hh. Los puntos verdes representan los valores teóricos obtenidos, considerando un campo eléctrico de $7,79 \times 10^7 \text{ V/m}$ 39

RESUMEN

Los pozos cuánticos son estructuras semiconductoras de capas delgadas en las que es posible observar y controlar efectos mecánicos cuánticos. La mayor parte de estas propiedades son efectos de confinamiento cuántico de portadores de carga (electrones y huecos) en capas delgadas de un material semiconductor "pozo" insertado entre otras capas semiconductoras de "barrera". Las propiedades ópticas de los pozos cuánticos han motivado al desarrollo e investigación de mecanismos físicos novedosos.

En este trabajo se resuelve mediante serie de potencias la ecuación de Schrödinger considerando un potencial simétrico tipo Cauchy, el cual es suave y decreciente al infinito. Se propone dicho potencial debido a los cambios de forma en el pozo cuántico por la segregación de átomos durante el proceso de crecimiento. Se determinó la energía del estado base en función de los parámetros que caracterizan dicho potencial. Este modelo fue aplicado al caso particular de la segregación de indio en el sistema InGaAs/GaAs. La energía de transición del estado base se calcula a partir de las diferencias de energía de electrones y huecos en función del ancho del pozo. Dichos cálculos están de acuerdo con los picos de energía de fotoluminiscencia reportados.

Adicionalmente, la influencia del campo eléctrico debido al efecto piezoelectrico en la emisión PL es estudiada. Para esto se consideró una función de onda variacional de electrones y se calculó la transición de energía del estado base en la región activa de la heteroestructura a partir de las diferencias de energía de electrones y huecos en función del ancho del pozo y del campo eléctrico. Para pozos cuánticos de InGaAs/GaAs la energía base es ajustada dentro de este modelo coincidiendo nuestros cálculos teóricos con la parte experimental.

Palabras claves: Materiales semiconductores, pozos cuánticos

ABSTRACT

The quantum wells are semiconductor structures of thin layers in which it is possible to observe and control quantum mechanical effect: Most of these properties are quantum confinement effects of charge carriers (electrons and holes) in thin layers of a semiconductor material "well" inserted between other semiconductor "barrier" layers. The optical properties of quantum wells have motivated the development and research of novel physical mechanisms.

In this work, the Schrödinger equation is solved by means of a power series considering a Cauchy type symmetrical potential, which is soft and decreasing to infinity. This potential is proposed due to the shape changes in the quantum well by the segregation of atoms during the growth process. The ground state energy was determined according to the parameters that characterize this potential. This model was applied to the particular case of indium segregation in the InGaAs/GaAs system. The ground state energy transition is calculated from the difference in energy between the electron and hole in function of well width. These calculations are in agreement with the reported photoluminescence peak energies.

In addition, the influence of the electrical field due to the piezoelectric effect on the PL emission is studied. For this purpose, an electron variational wavefunction was considered and the ground state energy transition in the active region of the heterostructure was calculated from the difference in energy between the electron and hole in function of well width and the electric field. For InGaAs/GaAs quantum wells, the ground energy is adjusted within this model coinciding our theoretical calculations with the experimental part.

Keywords: Semiconductor material, quantum wells

INTRODUCCIÓN

La constante búsqueda y obtención de nuevos materiales semiconductores, el desarrollo de sofisticados métodos de producción de películas delgadas y ultradelgadas de alta pureza y calidad cristalina y métodos de procesamiento a escala submicroscópica han conducido al desarrollo de estructuras cuyas dimensiones están en el rango de milésimas a décimas de un micrómetro, es decir, dimensiones nanométricas ($1\text{ nm} = 10^{-9}\text{ m}$). Estas nanoestructuras han dado lugar a nuevos fenómenos en la física y a la producción de dispositivos cuyas propiedades están enteramente dominadas por los fenómenos que describe la mecánica cuántica.

Los compuestos semiconductores III-V tienen propiedades ópticas y electrónicas únicas, las cuales son usadas frecuentemente en la fabricación de láseres, diodos emisores de luz, detectores para comunicaciones ópticas, instrumentación y sensores. En particular las heteroestructuras de pozos cuánticos semiconductores (QWs) son ampliamente utilizadas en la optoelectrónica moderna, de hecho, existen industrias que fabrican circuitos integrados III-V en grandes volúmenes para aplicaciones tan diversas como teléfonos inteligentes, estaciones base celulares, sistemas de fibra óptica, redes inalámbricas de área local, comunicaciones por satélite, radares, radioastronomía y sistemas de defensa. Una de las cuestiones importantes en la tecnología de crecimiento epitaxial es el control de calidad de la interfaz del QWs. La segregación superficial conduce a una desviación significativa de los perfiles de composición de la forma rectangular del pozo esperada, al distorsionar las interfaces de crecimiento epitaxial abrupto y modificar las propiedades ópticas de los QWs. El efecto de la segregación se ha reportado en varios sistemas de QWs crecidos epitaxialmente (Deng et al., 2014; Massabuau et al., 2017; Mehrrens et al., 2013). En particular, la segregación de indio se produce durante el crecimiento de capas de InGaAs/GaAs, o InGaN/GaN tanto mediante técnicas de epitaxia de haz molecular (MBE) (Mehrrens et al., 2013; Shan, Liu, Guo, Wang, & Xu, 2016) como de deposición químico-vapor de

metales orgánicos (CVD)(Bonef et al., 2017; Song et al., 2012). El efecto de la segregación se ha observado utilizando varios métodos de análisis estructural (Loykaew, Usher, Jones, & Pigram, 2013), (Deng et al., 2014) y espectroscopia de fotoluminiscencia (PL) (Dong et al., 2016), debido a las transiciones del electrón-hueco en el QW en el espectro de PL es bastante sensible a la forma del pozo (Gonzalez De La Cruz, Arenas, & Herrera, 2005).

El objetivo de esta tesis es solucionar la ecuación de Schrödinger en presencia de un campo eléctrico en estructuras de pozos cuánticos empleando un potencial simétrico de confinamiento del tipo Cauchy. Para alcanzar este objetivo, se calculó la energía base del electrón en el pozo, resolviendo la ecuación de Schrödinger por el método de series de potencia en ausencia de campo eléctrico. Posteriormente se tuvo en cuenta la influencia del campo eléctrico, por lo que se propuso una función de onda variacional y se calculó la energía base del electrón en el QW, así como la energía de transición entre el primer nivel de electrones y primer nivel de huecos en la región activa en la heteroestructura.

La estructura de esta tesis se presenta de la siguiente manera: inicialmente se describen brevemente los conceptos de: estructuras cristalinas de semiconductores, estructura de bandas, bandas de energía; aleaciones ternarias y masa efectiva. Posteriormente se presentan las propiedades de un pozo cuadrado finito simétrico; son revisados los efectos de la segregación en pozos cuánticos semiconductores así como la presencia del campo eléctrico en semiconductores y estudios teóricos de pozos cuánticos semiconductores. En el capítulo dos se propone un modelo para calcular el cambio en la energía base de un pozo cuántico semiconductor empleando un potencial simétrico tipo Cauchy. Usando esta información se encuentra la energía de transición entre el electrón confinado y el hueco. Los valores teóricos de las energías de transición se comparan con los valores obtenidos de los espectros de fotoluminiscencia (PL). En el tercer capítulo se encuentra la energía de transición entre el electrón confinado y el hueco debido a la presencia de un campo eléctrico interno. Se discuten y se comparan los resultados obtenidos con espectros de fotoluminiscencia (PL) de pozos cuánticos semiconductores de InGaAs/GaAs. Las conclusiones obtenidas se presentan en

el capítulo cuatro. Y por último presentamos la participación en eventos de este trabajo.

CAPÍTULO 1. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

1.1 MATERIALES SEMICONDUCTORES

Nuestra sociedad está viviendo una de las revoluciones científico-tecnológicas de debido a la influencia de la electrónica en todos sus campos. Hoy en día es imaginarse sin los medios de comunicación (telefonía, radio, televisión,), sin los sistemas de manejo de información (computación), sin la electrónica de consumo en el hogar, sin los avances de la medicina auxiliados por la técnica. Todo ha sido posible gracias a los trabajos de investigación y desarrollo tecnológico, los cuales se han visto acelerados a partir de la invención de los diodos y transistores. Estos dispositivos basados en materiales semiconductores, a partir de los cuales se fabrican prácticamente todos los sistemas electrónicos actuales. La tecnología de los semiconductores es un factor básico en las economías de los países desarrollados.

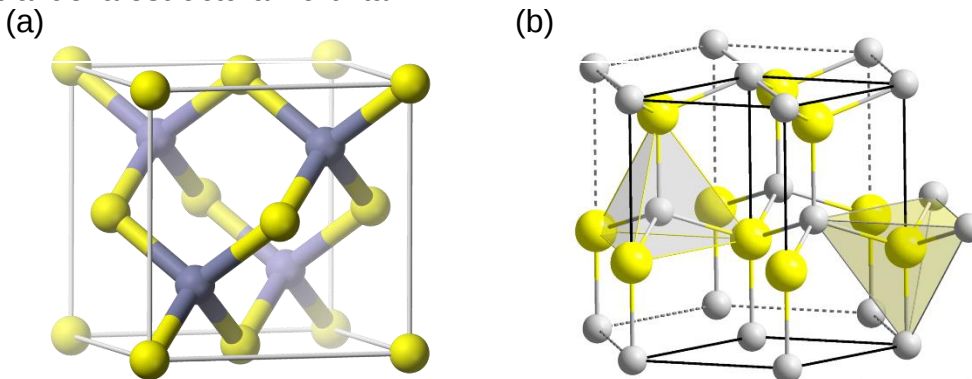
La propiedad básica de un semiconductor se puede entender como una clase de material con una conductividad eléctrica entre los metales y aislantes. Los metales son definidos por su alta conductividad eléctrica, esta característica es debida a su alta concentración de electrones libres, cerca de 10^{23} cm^{-3} . Los electrones se mueven fácilmente bajo la presencia de un campo eléctrico, y su número no cambia apreciablemente con la temperatura. En el otro extremo tenemos los aislantes, los cuales presentan una baja conductividad al paso de la corriente. Esta propiedad viene de la ausencia de portadores libres, ya que virtualmente todos los electrones en un aislante están ligados en su estructura cristalina básica. Un semiconductor puede cambiar sus propiedades como un metal o como un aislante. Esta enorme variación puede ser causada mediante la adición de impurezas al material o cambiando su temperatura. Ambos efectos son una manifestación directa del aspecto más característico de un semiconductor, su energía de banda prohibida (en inglés band gap).

1.1.1 Estructura Cristalina

El potencial característico de la estructura cristalina es una función periódica en el espacio debido al acoplamiento entre las capas más exteriores de electrones de los átomos. La estructura cristalina de un semiconductor está compuesta de arreglos geométricos repetitivos, cada compuesto semiconductor se diferencia de los otros por su estructura; es decir, en el ordenamiento adoptado por los átomos en el estado sólido y que se repite a través del material para formar la estructura cristalina.

Las estructuras de zinc blenda (cubica) y wurzita (hexagonal) son las dos estructuras cristalinas más comunes en los semiconductores. La estructura de la zinc blenda consiste de dos estructuras fcc (cubica centrada en la cara) desplazadas entre si por un cuarto de la diagonal del cuerpo (ver figura 1.a). Los átomos en su forma iónica están coordinados de tal manera que cada átomo tiene cuatro átomos vecinos, formando tetraedros. En un sistema de coordenadas el átomo (A) está en (0, 0, 0) y el otro átomo (B) en (1/4, 1/4, 1/4). Muchos semiconductores (III-V) (InP, GaAs, InAs) cristalizan en esta estructura tipo zinc blenda. Estos compuestos están muy de moda en las altas tecnologías, incluso en forma de nanohilos cristalizan en dicha estructura.

Figura 1. (a) Disposición espacial de la estructura zinc blenda. (b) Disposición espacial de la estructura wurzita



Fuente: (Kente & Mhlanga, 2016)

La wurzita es similar a la estructura zinc blenda, excepto que tiene la forma de la estructura hexagonal de empaquetamiento compacto en lugar de la FCC (ver

figura 1.b). Está formada por dos subredes con estructuras hexagonal compacta (HCP) entrelazadas. Las dos subredes están desplazadas la una con respecto a la otra $5/8$ del parámetro de red c , definido a lo largo del eje del prisma hexagonal que forma la celdilla unidad de la red. La diferencia entre la wurzita y la zinc blenda puede ser descrita más fácilmente examinando la secuencia de apilamiento de empaquetamiento compacto de esferas del mismo radio a lo largo de la dirección (111). La red FCC repite una secuencia característica de apilamiento, cada tres capas, mientras que la red Hcp repite la secuencia de apilamiento cada dos capas.

La mayoría de compuestos semiconductores III-V cristalizan en la estructura zinc blenda, excepto los compuestos III-nitruros, los cuales pueden existir en forma de wurzita o como zinc blenda. La forma más común de estos materiales es la estructura de wurzita. Los nitruros cúbicos son más difíciles de obtener porque no existen substratos cúbicos que emparejen con la red. La constante de red y la estructura asociada para varios compuestos semiconductores son dadas en la tabla 1.

Tabla 1. Estructura cristalina, constante de red y energía de banda prohibida de algunos compuestos III-V extraídos del review de Vurgaftman (Vurgaftman & Meyer, 2003), excepto la energía de banda prohibida del InN, que fue tomado de la referencia de Carrier (Carrier & Wei, 2005).

Compuesto	Estructura	Constante de red (Å) a 300K	Energía de banda prohibida a 300K (eV)
GaAs	Zincblenda	$a=5,653425$	1,424 (directa)
InAs	Zincblenda	$a=6,0583$	0,354 (directa)
GaN	Wurzita	$a=3,189$ $c=5,185$	3,507 (directa)
	Zincblenda	$a=4,50$	3,299 (directa)
InN	Wurzita	$a=3,112$ $c=4,982$	0,78 (directa)

	Zincblenda	$a=4,98$	0,70 (directa)
GaSb	Zincblenda	$a=6,0959$	0,354 (directa)
InSb	Zincblenda	$a=6,4794$	0,16 (directa)

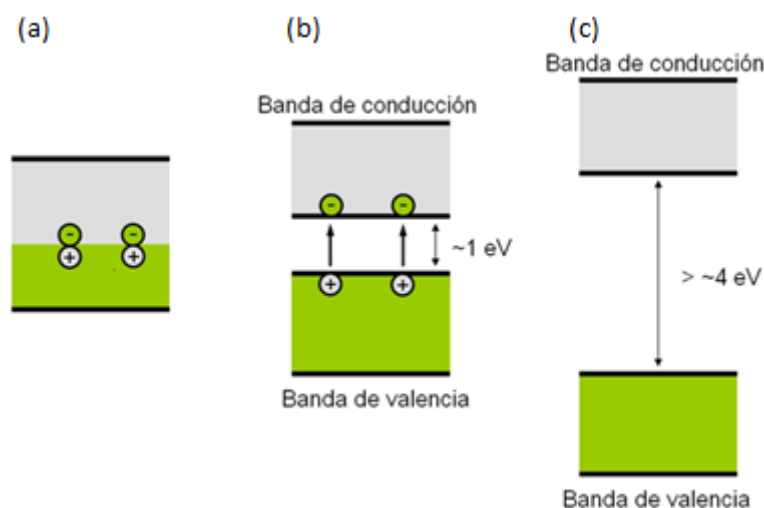
1.1.2 Estructura de Bandas

Otra manera de explicar los semiconductores es analizando la teoría de bandas de energías. Todos los semiconductores cristalinos presentan una estructura periódica, por lo que un electrón que se viese sometido a la influencia de la red cristalina poseería una energía potencial que variaría también de una forma periódica en las tres direcciones del espacio. Esta situación se traduce, de acuerdo con la mecánica cuántica, en que cada uno de los niveles de energía que correspondería a un átomo aislado se desdobra tanto más cuanto mayor es el número N de átomos constitutivos de la red, dando lugar a una serie de niveles prácticamente contiguos que en conjunto constituyen una *banda* de energía. El número máximo de electrones que pueden ocupar una banda determinada viene limitado por el principio de exclusión de Pauli que indica que en cada nivel atómico se pueden acomodar, a lo más, dos electrones y siempre que sus espines respectivos sean opuestos; por tal motivo en una cualquiera de las bandas correspondientes a una red cristalina formada por N átomos iguales, podrán acomodarse como máximo $2N$ electrones. Las bandas de energía en un semiconductor desempeñan el mismo papel que los niveles electrónicos de un átomo aislado e incluso se representan de la misma manera mediante las letras s , p , d , f , etc.; por tanto, la energía de un electrón en un semiconductor sólo puede tomar valores comprendidos en alguna de las múltiples bandas de energía.

Las bandas de energía son la banda de conducción, la banda de valencia, y la banda prohibida. Por medio de la teoría de bandas de energía se da la explicación del comportamiento de los materiales ante una corriente eléctrica, clasificándolos en tres grandes grupos: aislantes, conductores, y semiconductores (figura 2). En los aislantes que son malos conductores de electricidad, la banda más alta que contiene electrones (banda de valencia) está completamente llena. Ello supone, de acuerdo con el principio de exclusión de Pauli, que los electrones no pueden

ganar energía y saltar de un nivel a otro dentro de la banda, lo que equivale a restringir su movilidad al entorno de su núcleo atómico. Además la siguiente banda vacía (banda de conducción) está lo suficientemente separada de aquélla (ver figura 2) como para que la banda prohibida no pueda ser salvada por la acción de un campo eléctrico ordinario. Tal circunstancia explica su reducida conductividad eléctrica. En los semiconductores, los correspondientes diagramas de bandas aparecen separados por espacios intermedios que representan valores de la energía que no pueden poseer los electrones; por ello se les denominan bandas prohibidas.

Figura 2. Representación de las bandas de valencia y conducción en un metal (a), un semiconductor (b) y un aislante (c).



Fuente: Autor

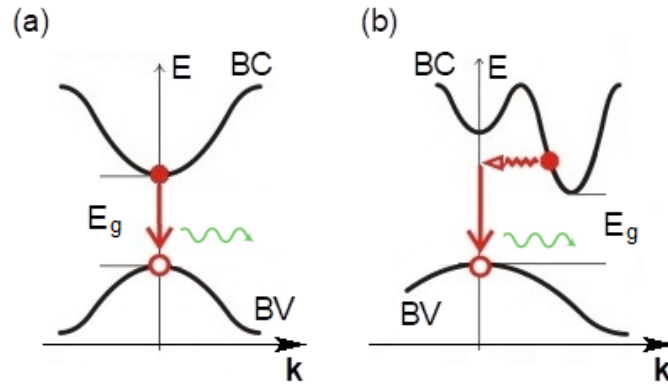
Los semiconductores -como el silicio y el germanio - tienen una estructura de bandas semejante a la de los aislantes. Sin embargo, en ellos la banda prohibida que separa la de valencia, completamente llena, y la de conducción, completamente vacía, es estrecha, de modo que es posible excitar térmicamente los electrones más altos de la banda de valencia y transferirlos a la de conducción. En tal caso se puede hablar tanto de una conducción por los electrones en la banda superior, como de conducción por los huecos que se generan en la banda inferior y que se comportan como cargas positivas. El hecho de que su banda

prohibida sea estrecha permite bombear electrones a la banda de conducción sin más que elevar suficientemente la temperatura. El valor de energía de la banda prohibida de los aislantes es un poco arbitrario, pero es a menudo tomado por arriba de los 4 eV. Las bandas de energías prohibidas asociadas con varios materiales III-V varían en un amplio rango y se presentan en la tabla 1; muchos de ellos, incluyendo el GaSb y InP, son semiconductores de energía de banda directa; sin embargo, el GaP presenta una energía de banda indirecta.

1.1.3 Banda de energía directa e indirecta

En la física de semiconductores, la banda prohibida de energía de un semiconductor es siempre uno de dos tipos, una banda prohibida de energía directa o una banda prohibida de energía indirecta. La banda prohibida es directa cuando el momento de los electrones y huecos es la misma en ambas la banda de conducción y banda de valencia; un electrón puede emitir un fotón directamente. La figura 3.a muestra la gráfica de energía contra momento para un semiconductor con banda prohibida directa, se observa que un electrón puede ir desde un estado de bajo energía en la banda de valencia a un estado de mayor energía en la banda de conducción, se muestra la transición en la cual un fotón excita a un electrón desde la banda de valencia a la banda de conducción. Una banda es indirecta cuando un fotón no puede ser emitido porque el gasto de energía que sucede cuando se transfiere el momento en forma de fonón a la red cristalina no deja energía disponible para la emisión de este. En la figura 3.b se muestra la gráfica energía contra momento de un semiconductor con una banda prohibida indirecta, se observa que un electrón no puede pasar de un estado de menor energía en la banda de valencia hacia uno de mayor energía en la banda de conducción sin que sufra un cambio en el momento. Aquí, casi toda la energía proviene de un fotón (flecha vertical), mientras que todo el momento proviene de un fonón (flecha horizontal).

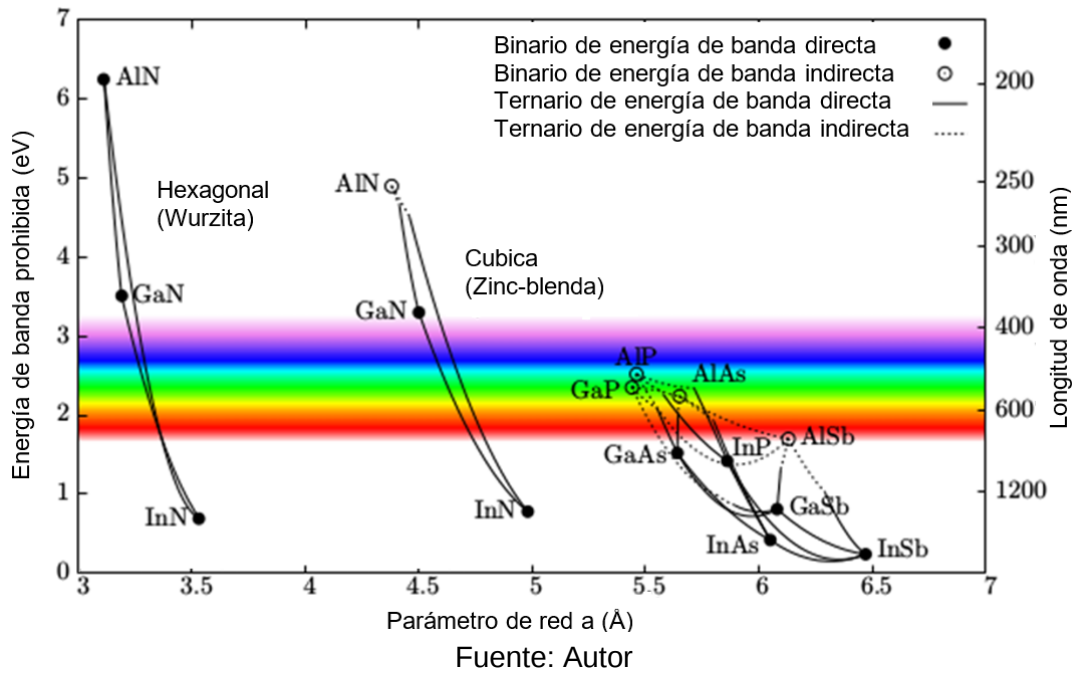
Figura 3. (a) Transición óptica directa entre dos bandas simples. (b) Transición óptica indirecta, incluyendo la absorción o emisión de un fotón; (BV): banda de valencia, BC: banda de conducción).



Fuente: Autor

Ejemplos de material de band gap directo incluyen algunos materiales III-V tales como InAs, GaAs, GaN, e InN. Entre los materiales de banda indirectas se incluyen Si, Ge. Algunos materiales de III-V son band gap indirecto también. La relación entre la constante de red y la energía de banda prohibida para algunos semiconductores son mostradas en la figura 4.

Figura 4. Energía de banda prohibida vs. Constante de red de algunos compuestos semiconductores



La energía de banda prohibida directa e indirecta en los materiales semiconductores son cantidades dependientes de la temperatura, a menudo adaptada de la forma empírica Varshni.

$$E_g(T) = E_g(T = 0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (1)$$

donde α y β son los parámetros de Varshni. Aunque se han propuesto otras formas funcionales, más justificadas físicamente y posiblemente cuantitativamente exactas (Vurgaftman, Meyer, & Ram-Mohan, 2001).

1.1.4 Aproximación de la masa efectiva

La masa efectiva se define por analogía con la segunda ley de Newton $\vec{F} = m\vec{a}$. Con la mecánica cuántica, podemos calcular la ecuación de movimiento para un electrón en un cristal con un campo eléctrico aplicado E como

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E(k)}{dk^2} q\vec{E} \quad (2)$$

donde $E(k)$ es la energía en función del número de onda del electrón (Hess, 2000). Si comparamos esto con la ecuación de movimiento para un electrón libre en un campo eléctrico

$$\frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{1}{m} q \vec{E} \quad (3)$$

Se observa que es posible describir el electrón en el cristal como un electrón libre con una masa modificada:

$$m^* = \left(\frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2 E(k)}{dk^2} \right)^{-1} \quad (4)$$

que se llama la masa efectiva del electrón. Puesto que cualquier función suave puede ser aproximada por una parábola cerca de un extremo local y la segunda derivado de una parábola es constante, podemos asumir una masa efectiva constante para los portadores de carga. Esta suposición se justifica porque cualquier exceso de energía que tenga directamente un electrón o un hueco después de la excitación, será transferido a la red cristalina. Este proceso ocurre rápidamente comparado con el tiempo de vida útil del excitón, y por lo tanto el excitón pasará la mayor parte de su vida útil en su estado energético más bajo posible. Debido a que la banda de conducción está vacía o escasamente poblada, el estado energético más bajo posible se encuentra en el mínimo de la banda

En las regiones energéticas alejadas del mínimo, la masa efectiva puede ser negativa o incluso acercarse al infinito. La masa efectiva, generalmente depende de la dirección (con respecto a los ejes de cristal), es un tensor. Sin embargo, para muchos cálculos las diferentes direcciones pueden ser promediadas.

1.1.5 Aleaciones Ternarias

Los semiconductores ternarios, que consisten de tres elementos, tienen propiedades físicas muy diversas. Las propiedades físicas que pueden variar, incluyen energía de banda prohibida, estructuras de red cristalina, masa efectiva de electrones y huecos, propiedades ópticas, etc. Una primera aproximación para obtener las propiedades físicas de ternario podría ser a través de una interpolación lineal entre los binarios. Sin embargo, para algunos de ellos, esto ha demostrado

ser muy poco fiable, y es común considerar un parámetro de curvatura c como una medida de la desviación de la linealidad. Si P_{AC} (P_{BC}) es una propiedad física específica del semiconductor binario AC (BC), entonces $P(A_xB_{1-x}C)$ es:

$$P(A_xB_{1-x}C) = xP_{AC} + (1-x)P_{BC} - cx(1-x), \quad (5)$$

en la que x es la concentración del elemento A. Por ejemplo, la dependencia de energía de banda prohibida para el ternario InGaAs se ajusta mediante la ecuación:

$$E_g(In_xGa_{1-x}As) = xE_g(InAs) + (1-x)E_g(GaAs) - cx(1-x), \quad (6)$$

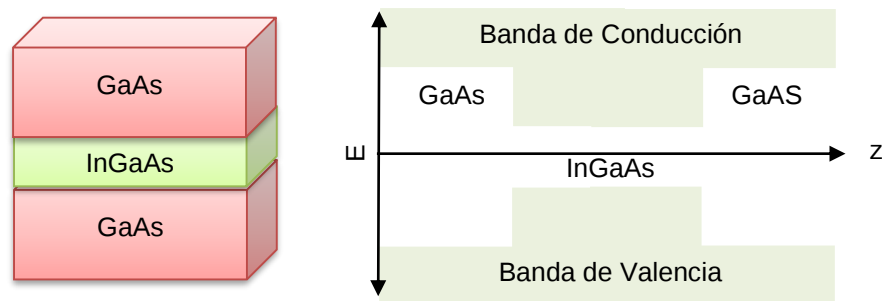
Considerando los siguientes valores: $E_g(InAs)=0,417$ eV, $E_g(GaAs)=1,519$ eV y $c=0,477$ (Vurgaftman & Meyer, 2003) se obtiene:

$$E_g(In_xGa_{1-x}As) = 1,519 - 1,579x + 0,477x^2 \quad (7)$$

1.2 POZOS CUÁNTICOS SEMICONDUCTORES

Un pozo cuántico semiconductor (en inglés Quantum Well – QW) es una heterounión (en la literatura de semiconductores se denomina heterounión a la estructura que surge cuando se unen dos semiconductores diferentes) en la cual el movimiento del electrón está confinado en la dirección de crecimiento (eje z); de tal forma que los electrones solo pueden moverse en el plano xy . La estructura de un QW se obtiene cuando se crece una película de un semiconductor con una energía de banda prohibida pequeña, entre dos semiconductores de energía de banda prohibida mayor, denominado barreras; por ejemplo InGaAs y GaAs, respectivamente (figura 5).

Figura 5. Esquema básico de un pozo cuántico (QW)



Fuente: Autor

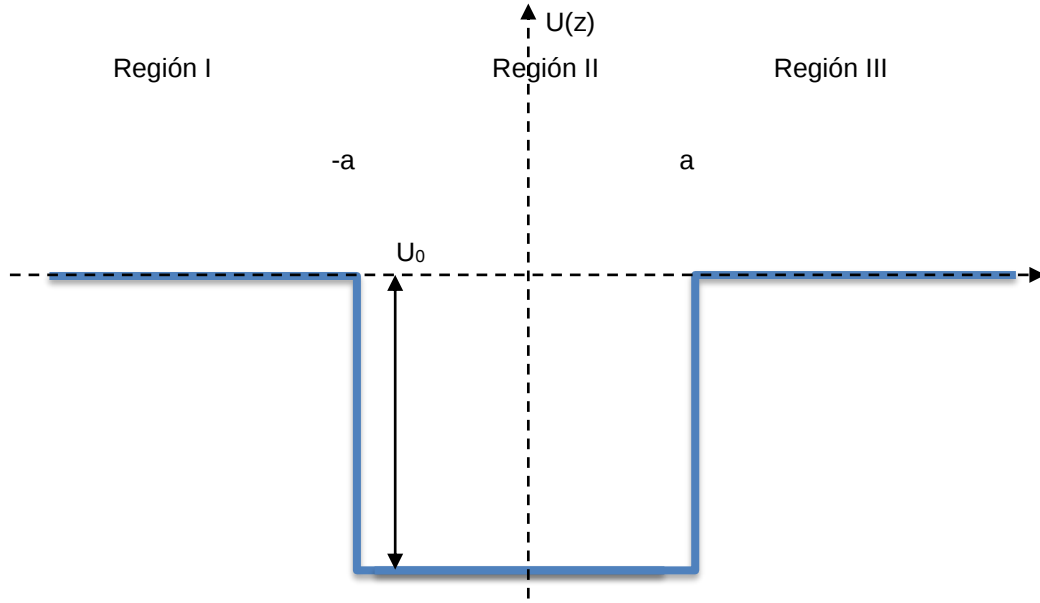
En los QWs, la energía cinética de los portadores de carga es cuantizada a causa del confinamiento de su movimiento a lo largo del eje z . Sin embargo, los portadores no están restringidos en el plano xy y pueden moverse libremente, en consecuencia, la energía cinética puede tomar valores continuos. Cuando un electrón es excitado, deja la banda de valencia para ir a la banda de conducción, esto crea un estado vacío en la banda de valencia (hueco) que puede ser descrito como una cuasipartícula con una masa efectiva y un momento cinético. De esta manera se llega a una situación, que desde el punto de vista matemático, es totalmente análoga a la del pozo cuántico de potencial ideal. Los semiconductores con QWs en su área activa, se usan para la fabricación de diodos láser, transistores de alta movilidad de electrones, fotodetectores infrarrojos para operar imágenes infrarrojas, etcétera. (González-Fernández, 2015).

1.2.1 Cálculo de los estados cuantizados de un pozo cuántico simple

Consideremos un QW de profundidad U_0 y ancho $2a$ (figura 6). Clásicamente para energías $0 < E < U_0$ el movimiento de las partículas es ligado y toma lugar entre las paredes del pozo. La partícula nunca penetra las barreras de potencial, cualquier energía en este rango es posible y el movimiento es periódico. En contraste, el espectro mecánico cuántico es discreto. La ecuación de Schrödinger independiente del tiempo se puede describir como

$$\begin{aligned}
 \text{Para la región I:} \quad & -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi_I(z)}{\partial z^2} = E \Psi_I(z) \\
 \text{Para la región II} \quad & -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi_{II}(z)}{\partial z^2} = (E + U_0) \Psi_{II}(z) \\
 \text{Para la región III:} \quad & -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi_{III}(z)}{\partial z^2} = E \Psi_{III}(z)
 \end{aligned} \tag{8}$$

Figura 6. Esquema de un pozo de potencial cuadrado finito



Fuente: Autor

Las soluciones a la ecuación de Schrödinger para cada región y considerando $E < 0$, son las siguientes:

$$\begin{aligned}
 \text{Para la región I:} & \quad \Psi_I(z) = Ae^{kz} + Be^{-kz} \\
 \text{Para la región II} & \quad \Psi_{II}(z) = C\cos(\alpha z) + D\sin(\alpha z) \\
 \text{Para la región III:} & \quad \Psi_{III}(z) = Ee^{kz} + Fe^{-kz}
 \end{aligned} \tag{9}$$

Donde $k^2 = -\frac{2mE}{\hbar^2}$ y $\alpha^2 = \frac{2m(E+U_0)}{\hbar^2}$. Ahora se deben de asignar los valores de $B=E=0$ dado que el término exponencial que acompañan implica una divergencia de la función de onda cuando $z \rightarrow -\infty$ y $z \rightarrow \infty$, para las región I y región III respectivamente. Las funciones de onda para los estados de energía serán funciones pares o impares de z .

Las soluciones pares están dadas como:

$$\begin{aligned}
 \text{Para la región I:} & \quad \Psi_I(z) = Ae^{kz} \\
 \text{Para la región II} & \quad \Psi_{II}(z) = C\cos(\alpha z) \\
 \text{Para la región III:} & \quad \Psi_{III}(z) = Fe^{-kz}
 \end{aligned} \tag{10}$$

Las condiciones de frontera en la función de onda dan:

$$Ae^{-ka} = C\cos(-\alpha a) \tag{11}$$

$$Fe^{-ka} = C\cos(\alpha a)$$

Así $A=F$. Las condiciones de frontera de la derivada de la función de onda dan:

$$\begin{aligned} kAe^{-ka} &= -\alpha C\sin(-\alpha a) \\ kFe^{-ka} &= \alpha C\sin(\alpha a) \end{aligned} \quad (12)$$

Dividiendo cualquiera de los dos grupos se obtiene:

$$k = \alpha \tan(\alpha a) \quad (13)$$

De manera análoga es posible encontrar la solución:

$$k = -\alpha \cot(\alpha a) \quad (14)$$

Las ecuaciones (13) y (14) nos suministran las bases para encontrar los valores permitidos de la energía E . Sin embargo, las ecuaciones son trascendentes y no es posible encontrar soluciones algebraicas para E (para una revisión de las soluciones gráficas de E ver Gasiorowicz (Gasiorowicz, 2003) y Cohen (Cohen-Tannoudji, Diu, & Laloë, 1977).

Las ecuaciones (13) y (14) solo se pueden resolver numéricamente. Un pozo cuántico unidimensional soporta al menos un estado ligado, independientemente de la altura de la barrera de confinamiento. Soporta un número infinito de niveles ligados si U_0 es infinito. Bajo esta condición las soluciones de ecuaciones (13,14) tienden a $k = n\pi/2a$, $n=1, 2, 3, \dots$. Por tanto, las posibles energías en este límite son:

$$E_n = \frac{\hbar^2}{8m} \frac{\pi^2}{a^2} n^2, \quad (15)$$

correspondiendo con los del pozo cuadrado infinito (Bastard, Mendez, Chang, & Esaki, 1983).

1.3 EFECTOS DE LA SEGREGACIÓN EN LAS PROPIEDADES LUMINISCENTES DE POZOS CUÁNTICOS SEMICONDUCTORES III V

El efecto de la segregación ocurre durante el crecimiento de heteroestructuras ternarias III-V mediante las técnicas de epitaxia de haces moleculares y epitaxia metalorgánica en fase de vapor. En particular el proceso de la segregación de In tiene lugar durante la deposición epitaxial de la capa; el cual consiste en un proceso activado térmicamente en donde los átomos de In migran hacia el frente

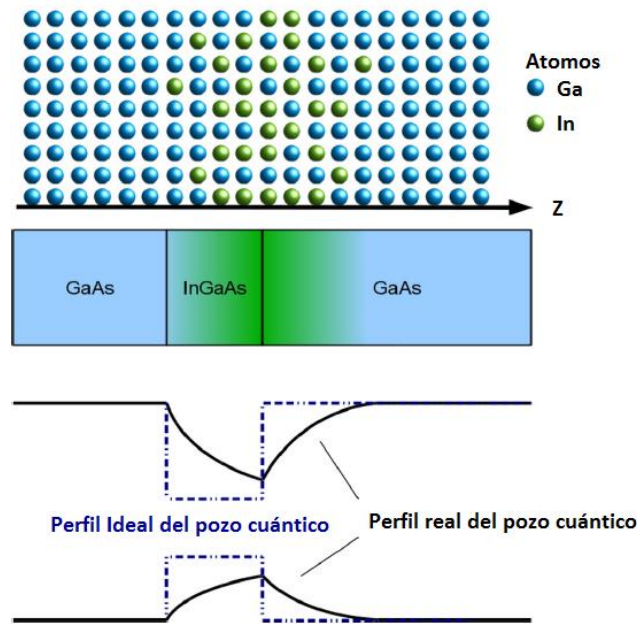
de crecimiento. Se pueden encontrar distintas aproximaciones para cuantificar el efecto de la segregación de In en QWs de In(Ga)As/GaAs crecidas por MBE, siendo el modelo de Muraki (Muraki, Fukatsu, & Shiraki, 1992) el más utilizado. El modelo de Muraki, es un modelo fenomenológico, que describe la mayor parte de la manifestación de la segregación y simplemente asume que una fracción R, denominada coeficiente de segregación, de los átomos de In en la última capa epitaxial siempre se segrega a la capa superficial durante el crecimiento de cada nueva capa, y la fracción restante (1-R) de átomos de In se incorpora en el cristal. Siguiendo el crecimiento de las capas de InGaAs, y considerando x_n como la concentración final de indio en la capa n-ésima, y x_0 como la concentración nominal, tenemos:

$$x_n = \begin{cases} x_0(1 - R^n) & \text{(para el pozo)} \\ x_0(1 - R^N)R^{n-N} & \text{(para la barrera)} \end{cases}$$

Donde N es el número total de monocapas de InGaAs/GaAs en el pozo. El coeficiente de segregación R se convierte en el parámetro de ajuste principal en los experimentos de fotoluminiscencia (Pelá, Teles, Marques, & Martini, 2013).

En la figura 2 se muestra una representación de los potenciales de la banda de conducción y la de valencia en una heteroestructura típica de InGaAs/GaAs, respecto al efecto de la segregación (líneas sólidas) y sin considerar el efecto de la segregación (líneas discontinuas). En la parte superior se muestra una vista esquemática de la composición atómica (capa por capa). Los átomos de As no se muestran para mayor claridad.

Figura 7. Forma típica de los desplazamientos de banda para un QW de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ con respecto a la segregación de indio (Pelá et al., 2013).



Fuente: (Pelá et al., 2013)

1.4 CAMPO ELÉCTRICO INTERNO EN SEMICONDUCTORES

La presencia de un campo eléctrico en un cristal, puede ser o no beneficioso dependiendo de la aplicación buscada. Por ejemplo, en aplicaciones optoelectrónicas, la separación entre huecos y electrones debido al campo eléctrico interno en el material, supone una disminución de la eficiencia en su recombinación. En los cristales de estructura zinc-blenda, el efecto piezoeléctrico resulta de las tensiones en las interfaces cuando se crece epitaxialmente un semiconductor sobre otro semiconductor con constante de red diferente. Esta propiedad piezoeléctrica atrae de forma notable un gran interés en el uso de dispositivos mecánicos como transductores ultrasónicos, y microposicionadores. En los últimos años, el efecto piezoeléctrico en pozos y puntos cuánticos ha sido identificado como fuente de anisotropías ópticas observables experimentalmente (Aihara et al., 2014; Azaizia et al., 2016; Tse et al., 2013).

Bajo una tensión aplicada externamente, los semiconductores III-V desarrollan un momento eléctrico cuya magnitud es proporcional a la tensión. La polarización

inducida por deformación $\vec{P}_s$ se puede relacionar con el tensor de deformación ε_{jk} utilizando coeficientes piezoeléctricos e_{ijk} de la forma

$$P_i^s = e_{ijk}\varepsilon_{jk} \quad (16)$$

Los nitruros también exhiben polarización espontánea, con la polaridad especificada por el anión terminal o catión en la superficie de la capa. Más detalles están disponibles en publicaciones y reseñas recientes. La polarización total en una estructura es la suma de la contribución piezoeléctrica y espontánea $\vec{P}_T = \vec{P}_s + \vec{P}_{sp}$ y el campo eléctrico debido a estas polarizaciones está dado por:

$$\vec{F} = -\frac{\vec{P}}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (17)$$

donde ϵ_r y ϵ_0 es la constante dieléctrica del material y la permitividad del vacío, respectivamente.

1.5 ANTECEDENTES TEÓRICOS SOBRE POZOS CUÁNTICOS SEMICONDUCTORES

Los estudios teóricos son una ayuda sin precedentes para el avance tecnológico en el área de materia condensada. Durante los últimos años se han presentado diversos estudios teóricos para investigar las propiedades electrónicas y ópticas en los pozos cuánticos semiconductores. El cálculo de las energías de los electrones en sistemas simples, como un pozo cuántico aislado o un pozo cuántico doble simétrico, presenta soluciones analíticas. Para estos sistemas, se han utilizado diferentes enfoques. El enfoque variacional ha sido un método de elección para la determinación del espectro electrónico en heteroestructuras de semiconductores desde los primeros años de investigación en la materia. Entre una serie de trabajos, Ahn y Chuang (Ahn & Chuang, 1986) y Bastard et al., (Bastard et al., 1983) reportaron estudios teóricos con el uso del método variacional para investigar la dependencia de la energía del estado base para un electrón confinado dentro de un QW, con potencial infinito de confinamiento rectangular, en función de un campo eléctrico externo aplicado a lo largo de la dirección de crecimiento de la heteroestructura. En el 2006, Yildirim y

Tomak(Yildirim & Tomak, 2006) estudiaron el efecto del campo eléctrico aplicado sobre los estados electrónicos y los espectros de absorción intersubbanda en QWs con potencial de confinamiento similar a Pöschl-Teller. Utilizaron el método variacional para investigar el comportamiento del estado base y algunos de los primeros estados excitados considerando diferentes valores de la intensidad de campo eléctrico aplicada.

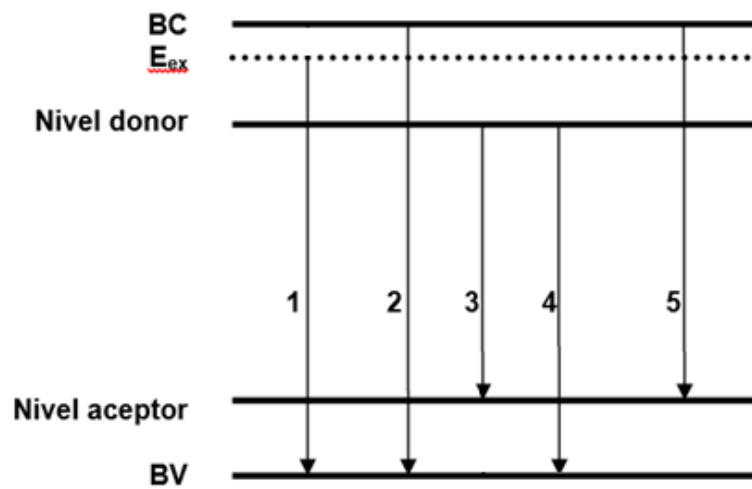
Desde el punto de vista teórico, hay pocos estudios sobre la segregación de Indio. Schowalter et al.,(Schowalter, Rosenauer, & Gerthsen, 2006) al considerar un modelo Kane de ocho bandas, obtuvo el comportamiento de la posición energética de las intensidades de pico de fotoluminiscencia (PL) en función del coeficiente de segregación R (Muraki, Fukatsu, Shiraki, & Ito, 1992), la concentración de indio y el espesor del QW. Wu et al.,(Wu et al., 2009a, 2009b) resolvieron analíticamente la ecuación de Schrodinger tomando en cuenta los cambios de forma de los QWs $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ debido a la segregación de indio. De la cruz(G. Gonzalez de la Cruz, 2004) exploró el cálculo de la energía de transición entre el electrón confinado y los estados del hueco como una función del ancho del pozo, teniendo en cuenta los efectos de la segregación de indio dentro de QWs individuales de $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$. El resolvió la ecuación de Schrödinger analíticamente considerando un potencial simétrico de Pöschl-Teller, que se asemeja a la forma del pozo debido a la segregación de la superficie de los átomos de indio en las heteroestructuras semiconductoras. Posteriormente De la cruz et al., (Gonzalez De La Cruz et al., 2005) examinaron los efectos combinados de la segregación y el campo eléctrico sobre las diferentes transiciones interbanda en QWs con el potencial simétrico de Pöschl-Teller, teniendo en cuenta la composición de In, la dependencia de la temperatura de la energía de banda prohibida, y la presencia del campo eléctrico interno en el QW sobre la energía de emisión en el espectro PL. La energía de transición electrón-hueco en el QW la calcularon utilizando la regla de oro de Fermi. Las funciones de ondas del electrón y del hueco fueron descritas mediante funciones de ondas variables. Bajo estas aproximaciones, utilizaron como parámetro de ajuste el campo eléctrico incorporado en el QW cuando se compara con los picos experimentales de PL de los QWs

InGaAs/GaAs/GaAs. En este trabajo, adoptamos el mismo método considerando un pozo de potencial simétrico de tipo Cauchy

1.6 FOTOLUMINISCENCIA EN SEMICONDUCTORES

La espectroscopia de fotoluminiscencia (PL) es una herramienta esencial para la investigación de procesos ópticos dentro de muestras de semiconductores. Si una muestra es excitada por un láser con una energía mayor que la energía de banda prohibida, creando un exceso de pares electrón-hueco. Éstos pueden recombinarse a través de varias trayectorias de recombinación disponibles, algunos emitiendo un fotón de energía $h\nu$, véase figura 8. Los procesos típicos de recombinación que pueden producirse en los semiconductores son excitones libres (Ex) o excitónica, transición banda a banda (e-h), portador a estados de impureza localizados (e-A, D-h) y portadores ligados a otras impurezas (D-A), (donde e y h son los portadores de electrones y huecos respectivamente y D y A representan los niveles de impurezas del donar y del aceptor).

Figura 8 Procesos de recombinación que pueden ocurrir en un semiconductor. 1. Excitónica (Ex). 2. Transición banda-banda (e-h). 3. Banda de conducción-nivel aceptor (e-A). 4. Nivel donar-banda de valencia (D-h). 5. Nivel donar-nivel aceptor (D-A).



Fuente: Autor

El excitón libre es un nivel similar al de un donador que puede aparecer en los materiales internos. Éstos surgen porque la atracción coulombiana de un electrón a un hueco puede resultar en la unión de los dos, formando una partícula llamada excitón, denominada E_x . Esto puede visualizarse como un estado similar a Bohr, donde un electrón y el hueco circulan alrededor de su centro de gravedad. Los excitones pueden moverse a través de una red cristalina y proporcionar un medio importante para transferir energía de un punto a otro, La energía de recombinación de un excitón libre (E_x) en un semiconductor de banda directa (como el GaAs) es dada por

$$\hbar\omega = E_g - E_x \quad (18)$$

donde E_x es la energía de enlace del excitón. Debido a que las energías de enlace del excitón en la mayoría de los materiales son bastante bajas, los excitones solo se pueden ver en muestras puras de estos materiales a baja temperaturas, en materiales menos puros o a temperaturas. más altas el excitón se disocia en partículas separadas que pueden recombinar en transición a banda a banda.

En la espectroscopia de fotoluminiscencia, se realizan medidas de las emisiones ópticas de la muestra a la vez que los electrones regresan al estado base. Esta señal óptica es dispersada para proporcionar un espectro de intensidad versus energía o longitud de onda.

CAPÍTULO 2. EFECTOS DE LA SEGREGACIÓN EN LAS PROPIEDADES LUMINISCENTES

2.1 INTRODUCCIÓN

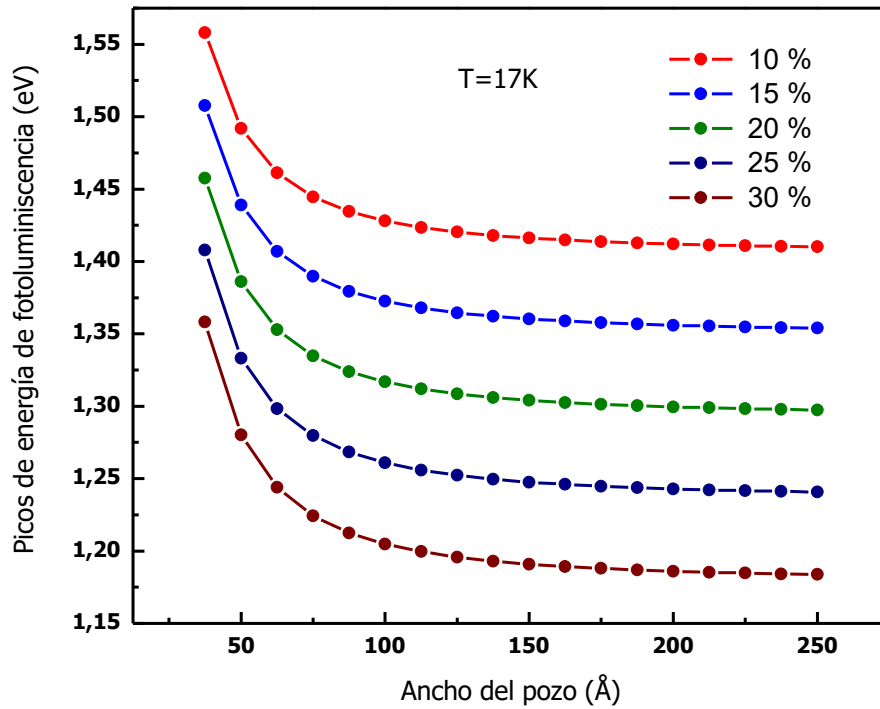
Los semiconductores de banda directa como los GaAs e InAs son eficientes en la emisión o absorción de luz. Estos semiconductores se utilizan exclusivamente en la fabricación de dispositivos como sensores, LEDs y celdas solares. Este estudio se basa en la comparación de los valores teóricos de las energías de transición entre el electrón confinado y el hueco con los calculados de los espectros de fotoluminiscencia (PL). El pico teórico del PL en un QW de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, viene dado por

$$\delta E_{PL} = E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) + E_{0e} + E_{0hh} \quad (19)$$

Donde $E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})$ es el ancho de banda de energía prohibida del pozo, en donde se han tenido en cuenta los efectos de la tensión y la temperatura; E_e y E_{hh} son las energías de confinamiento de electrones y huecos pesados. Para poder calcular las energías de transición requeridas, necesitamos conocer el perfil del potencial, que está determinado por las desviaciones de las bandas de conducción y valencia, y también debemos incluir los efectos de la deformación.

La segregación de átomos de indio durante el crecimiento de los QW's conduce a interfaces no abruptas entre los semiconductores $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ y GaAs. Sin considerar los efectos de la segregación, los cálculos de las energías de transición se encuentran considerando un pozo de potencial cuadrado. En principio, es un problema exacto cuyas soluciones son las combinaciones lineales de las funciones senos o cosenos y los niveles de energía están dados por una ecuación trascendental como función del espesor y la barrera del pozo cuántico (sección 1.2). Esto se muestra en la Fig. 8. La energía de transición entre el electrón confinado y hueco, viene dada por la ecuación (19).

Figura 9. Picos de energía de fotoluminiscencia de un QWs cuadrado en función del espesor y la concentración de indio.



Fuente: Autor

2.2 MODELO TEÓRICO

2.2.1. Enfoque de masa efectiva

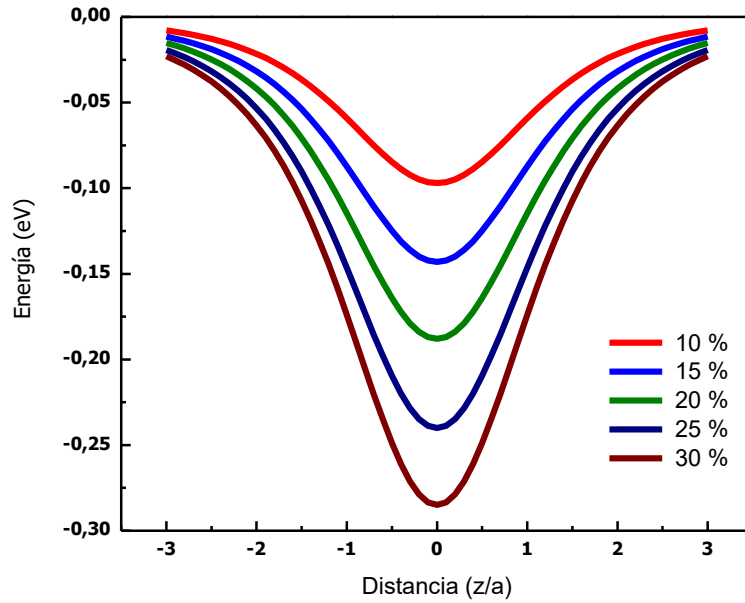
Para estudiar las consecuencias de la desviación de un potencial ideal de pozo cuadrado debido a la segregación de indio y su influencia en los niveles de energía y propiedades ópticas en el sistema InGaAs/GaAs, utilizamos un potencial de confinamiento simple para describir en la segregación superficial, dentro del marco de la aproximación efectiva de masas, como:

$$V(z) = - \frac{\frac{V_0(x)}{\xi}}{\left[1 + \left[\xi \left(\frac{z}{a} \right)^2 \right] \right]^2} \quad (20)$$

donde $V_0(x)$ representa el alto de las barreras del pozo cuántico de ancho $2a$ que depende de la concentración x de indio. -los parámetros de ajuste adimensional ξ

y ζ se utilizan para ajustar la energía de recombinación δE del par electrón-hueco al valor experimental deseado. Se asume, por simplicidad, que la masa efectiva de las partículas es la misma dentro y fuera del pozo. La forma de los pozos cuánticos potenciales para diferentes concentraciones de In se muestra en la Fig. 3. En este caso, analizamos sólo los huecos pesados (HH), ya que sólo nos interesa la transición óptica con la energía más baja (que implica la recombinación de la banda fundamental de conducción y la banda fundamental de la banda de valencia, llena por HH).

Figura 10. Forma del potencial del pozo cuántico propuesto para diferentes concentraciones de indio



Fuente: Autor

La ecuación de Schrödinger es la siguiente:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi(z)}{dz^2} - \frac{\frac{V_0(x)}{\zeta} \Psi(z)}{\left[1 + \left[\xi \left(\frac{z}{a}\right)\right]^2\right]^2} = E\Psi(z) \quad (21)$$

La elección de este potencial efectivo de pozos cuánticos nos permite obtener la solución de la ecuación de Schrödinger, mediante series de potencia.

Definiendo las constantes: $c = \frac{2m \frac{V_0(x)}{\zeta}}{\hbar^2 \alpha_1^2}$ y $b = \frac{2mE}{\hbar^2 \alpha_1^2}$, donde $\alpha_1 = \frac{\xi}{a}$, y sustituyendo en la ecuación (21) y realizando un cambio de variables ($x = \alpha_1 z$) se obtiene:

$$\frac{d^2 \Psi(x)}{dx^2} + \left[b + \frac{c}{(1+x^2)^2} \right] \Psi(x) = 0 \quad (22)$$

Sin embargo si solo se toma en cuenta la serie de potencias la ecuación no sería una ecuación adecuada en cuántica, debido a que tiende al infinito en las fronteras. En vista de lo anterior, se propone la siguiente función de prueba:

$$\Psi(x) = f(x) e^{-\frac{bx^2}{2}} \quad (23)$$

Sustituyendo (14) en (13), obtenemos:

$$(1+x^2)^2 \frac{d^2 f(x)}{dx^2} - 2bx(1+x^2)^2 \frac{df(x)}{dx} + b^2 x^2 (1+x^2)^2 f(x) + cf(x) = 0 \quad (24)$$

Realizando un nuevo cambio de variable $u = x^2$, obtenemos:

$$4u(1+u)^2 \frac{d^2 f(u)}{du^2} - (2-4bu)(1+u)^2 \frac{df(u)}{du} + (b^2 u(1+u)^2 + c)f(u) = 0 \quad (25)$$

La ecuación diferencial (25) se puede resolver por la técnica de series de potencia.

Considerando:

$$f(u) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n u^n, \dots, \frac{df(u)}{du} = \sum_{n=1}^{\infty} n a_n u^{n-1}, \dots, \frac{d^2 f(u)}{du^2} = \sum_{n=2}^{\infty} n(n-1) a_n u^{n-2} \quad (26)$$

Reemplazando las ecuaciones anteriores en la ecuación (25):

$$4u(1+u)^2 \sum_{n=2}^{\infty} n(n-1) a_n u^{n-2} - (2-4bu)(1+u)^2 \sum_{n=1}^{\infty} n a_n u^{n-1} + (b^2 u(1+u)^2 + c) \sum_{n=0}^{\infty} a_n u^n = 0 \quad (27)$$

A continuación se llevó la variable u a la potencia n -ésima (u^n). Para ello, se desagruparon los factores de la ecuación (27) y se cambiaron los índices de las sumatorias. Obteniendo:

$$\sum_{m=3}^{\infty} [4(m-1)(m-2)a_{m-1} - 4b(m-2)a_{m-2} + b^2 a_{m-3}] u^m \quad (28)$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{m=2}^{\infty} [8m(m-1)a_m + 2(1-4b)(m-1)a_{m-1} + 2b^2a_{m-2}] u^m \\
& + \sum_{m=1}^{\infty} [4m(m+1)a_{m+1} + 4(1-b)ma_m + b^2a_{m-1}] u^m \\
& + \sum_{m=0}^{\infty} [2(m+1)a_{m+1} + ca_m] u^m = 0
\end{aligned}$$

Expandiendo cada sumatoria hasta $n=3$ y por estar igualado a cero, los coeficientes de las distintas potencias de u deben ser nulos. Entonces:

Coeficientes de u^0 :

$$\begin{aligned}
2a_1 + ca_0 &= 0 \\
a_1 &= -\frac{c}{2}a_0
\end{aligned} \tag{29}$$

Coeficientes de u^1 :

$$\begin{aligned}
12a_2 + [4(1-b) + c]a_1 + b^2a_0 &= 0 \\
a_2 &= -\frac{b^2a_0 + [4(1-b) + c]a_1}{12} \\
a_2 &= \frac{-2b^2 + 4(1-b)c + c^2}{12}a_0
\end{aligned} \tag{30}$$

Coeficientes de u^2 :

$$\begin{aligned}
2b^2a_0 + [2(1-4b) + b^2]a_1 + [16 + 8(1-b) + c]a_2 + 30a_3 &= 0 \\
a_3 &= -\frac{2b^2a_0 + [2(1-4b) + b^2]a_1 + [16 + 8(1-b) + c]a_2}{30} \\
a_3 &= \frac{-12[2(1-4b) + b^2(c-4)] + [16 + 8(1-b) + c][-2b^2 + 4(1-b)c + c^2]}{720}a_0
\end{aligned} \tag{31}$$

Coeficientes de u^n : Considerando $n = k + 2$ con $k > 0$

$$\begin{aligned}
a_{k+2} &= -\frac{1}{2} \frac{1}{2k^2 + 7k + 6} [(-8bk + 4k^2 + b^2 - 2k)a_k + (-4bk + 8k^2 \\
& + 12k + 4(1-b) + c)a_{k+1}]
\end{aligned} \tag{32}$$

Con estos primeros coeficientes la solución puede escribirse como:

$$\begin{aligned}
f(u) &= a_0 + a_1 u \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} \left[-\frac{1}{2} \frac{1}{2(n-2)^2 + 7(n-2) + 6} [(-8b(n-2) + 4(n-2)^2 + b^2 - 2(n-2))a_{n-2} + (-4b(n-2) \right. \\
&\left. + 8(n-2)^2 + 12(n-2) + 4(1-b) + c)a_{n-1}] \right] u^n
\end{aligned} \tag{33}$$

Con la solución de la ecuación diferencial se encuentra la función de onda (donde se consideró que $u = x^2$):

$$\begin{aligned}
\Psi_n(x) &= \left\{ a_0 + a_1 x^2 \right. \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} -\frac{1}{2} \frac{1}{2(n-2)^2 + 7(n-2) + 6} [(-8b(n-2) + 4(n-2)^2 + b^2 - 2(n-2))a_{n-2} + (-4b(n-2) \\
&\left. + 8(n-2)^2 + 12(n-2) + 4(1-b) + c)a_{n-1}] x^{2n} \right\} e^{-\frac{bx^2}{2}}
\end{aligned} \tag{34}$$

Como $x = \alpha_1 z$ y $b = \frac{2mE_n}{\hbar^2 \alpha_1^2}$ se tiene:

$$\begin{aligned}
\Psi_n(z) &= \left\{ a_0 + a_1 \left(\frac{\xi}{a} \right)^2 z^2 \right. \\
&+ \sum_{n=2}^{\infty} -\frac{1}{2} \frac{1}{2(n-2)^2 + 7(n-2) + 6} [(-8b(n-2) + 4(n-2)^2 + b^2 - 2(n-2))a_{n-2} + (-4b(n-2) \\
&+ 8(n-2)^2 + 12(n-2) + 4(1-b) + c)a_{n-1}] \left(\frac{\xi}{a} \right)^{2n} z^{2n} \left. \right\} e^{-\frac{mE_n}{\hbar^2} z^2}
\end{aligned} \tag{35}$$

Con $a_1 = -\frac{c}{2}a_0$. Donde a_0 y a_1 quedan indeterminadas. Con la ecuación (35) es posible encontrar la función de onda de estado base con su respectiva energía. Para la función de onda en el estado base se tiene que (considerando $n=0$):

$$\Psi_0(z) = a_0 e^{-\frac{mE_0}{\hbar^2} z^2} \tag{36}$$

La función de onda en el estado base se puede normalizar considerando:

$$\begin{aligned}
\int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_0(x)|^2 dx &= 1 \\
a_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{2mE_0}{\hbar^2} z^2} dx &= 1 \\
a_0 &= \sqrt[4]{\frac{2mE_0}{\pi\hbar^2}}
\end{aligned} \tag{37}$$

Donde se ha sustituido b. Reemplazando la expresión (37) en (36) se obtiene:

$$\Psi_0(z) = \sqrt[4]{\frac{2mE_0}{\pi\hbar^2}} e^{-\frac{mE_0}{\hbar^2} z^2} \tag{38}$$

Para encontrar la energía del estado base, seccionamos la serie (al seccionar la serie, se cuantiza la energía), es decir consideramos que $a_2 = 0$ por lo tanto:

$$\begin{aligned}
a_2 = 0 &= -\frac{1}{12} (b^2 a_0 + (4(1-b) + c)a_1) \\
\frac{c^2 + 4(1-b)c - 2b^2}{24} &= 0
\end{aligned} \tag{39}$$

Resolviendo la ecuación cuadrática para b y reemplazando los términos de b y c, se obtiene, el valor para la energía del estado base del electrón obtenido de la ecuación de Schrödinger:

$$E_0 = -\frac{V_0}{\zeta} + \sqrt{\frac{3}{2} \left(\frac{V_0(x)}{\zeta} \right)^2 + \frac{V_0 \hbar^2}{\zeta m} \left(\frac{\xi}{a} \right)^2} \tag{40}$$

Esta selección particular del pozo potencial en los pozos QWs ha sido bastante útil para estudiar la sensibilidad de la segregación superficial de indio en la forma del perfil de pozo cuántico y, por lo tanto, también en la energía de transición entre el estado base del electrón confinado y del hueco. Dentro de este modelo, podemos calcular el desplazamiento de los niveles de energía electrónica por medio de la Ec. (19) como:

$$\begin{aligned}
\delta E_{PL} &= E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) - 2\frac{V_0}{\zeta} + \sqrt{\frac{3}{2} \frac{V_0^2}{\zeta^2} + \frac{V_0 \hbar^2}{\zeta m_e} \left(\frac{\xi}{a} \right)^2} \\
&+ \sqrt{\frac{3}{2} \frac{V_0^2}{\zeta^2} + \frac{V_0 \hbar^2}{\zeta m_{hh}} \left(\frac{\xi}{a} \right)^2}
\end{aligned} \tag{41}$$

2.3 COMPARACIÓN DEL MODELO CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

2.3.1 Influencia de la deformación

La diferencia entre el parámetro de red de del InAs y el GaAs es de aproximadamente el 7%, generando una deformación intrínseca en el ternario InGaAs. Este nivel considerable de deformación debe tenerse en cuenta en las simulaciones teóricas. La corrección de la banda de energía puede ser dada por

$$\Delta E = -2a \left[\frac{C_{11} - C_{12}}{C_{11}} \right] \varepsilon - b \left[\frac{C_{11} + 2C_{12}}{C_{11}} \right] \varepsilon \quad (42)$$

donde a es el potencial de deformación hidrostática, b es el potencial de deformación de esfuerzo cortante, C_{11} y C_{12} son las constantes elásticas, y ε es la deformación por compresión. Por lo tanto considerando la deformación intrínseca, la energía de banda prohibida del ternario $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ a una temperatura T viene dada por la expresión:

$$E_g(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) = E_g^0(\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}) + \Delta E - \frac{\alpha + T^2}{\beta + T} \quad (43)$$

donde E_g^0 es la energía de banda prohibida del material $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sin deformación en función de la composición de indio, a 2 K. Los parámetros dependientes de la composición correspondientes a los cálculos de la energía de banda prohibida del ternario $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ se muestran en la Tabla 2.

Tabla 2. Variación de los parámetros InGaAs en función de la fracción In (Vurgaftman et al., 2001).

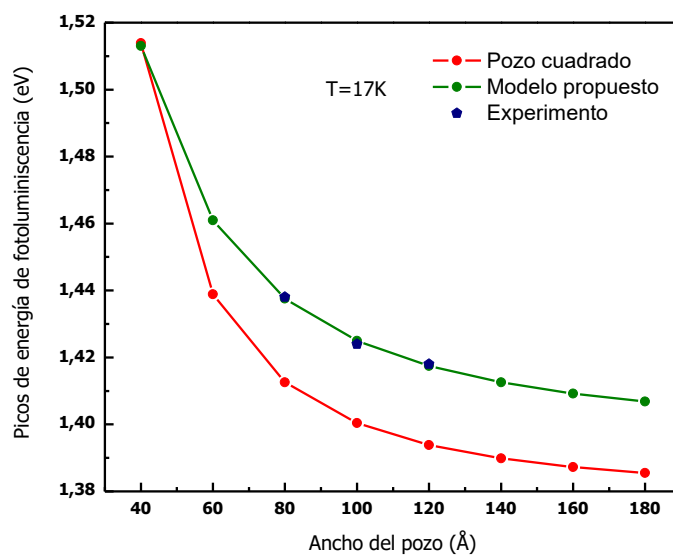
Cantidad	Variación con x
Energía de banda prohibida: E_g^0 (eV)	$1,519-1,579x+0,477x^2$
Masa efectiva del electrón: $m_e(m_0)$	$0,067-0,05x+0,009x^2$
Masa efectiva del hueco: $m_{hh}(m_0)$	$0,35+0,129x-0,145x^2$
a: potencial de deformación de tensión hidrostática (eV)	$-7,17+2,09x$
b: potencial de deformación de cizallamiento (eV)	$-2+0,2x$
C_{11} Constante elástica (TPa)	$1,221-0,3881x$
C_{12} Constante elástica (TPa)	$0,566-0,1134x$

Tensión de compresión: ϵ	0,0717x
Parámetros ajustable de Varshni: α (meV/K)	0,5405-0,2645x
Parámetros ajustable de Varshni β (K):	204-111x

Para comparar correctamente los valores teóricos con los datos experimentales PL, el pico de energía teórica de está dado por la ecuación (41) (δE_{PL}). En la Fig. 11 se ubican las posiciones de pico de fotoluminiscencia de tres pozos cuánticos simples de $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}/\text{GaAs}$ en 1.438, 1.424 y 1.418 eV para 80, 100 y 120 nm (pentágonos azules) (Srinivasan et al., 2001). Los círculos rojos representan las energías calculadas de transiciones sin la segregación de In.

Como se puede ver la figura 11, las energías de pico experimentales se encuentran desplazadas a energías más altas que los valores predichos por el modelo del pozo cuadrado. Cuando se tiene en cuenta la segregación, se observa que los puntos experimentales están estrechamente relacionados con el cálculo del modelo (puntos verdes).

Figura 11. Energía de los picos de fotoluminiscencia para $\text{In}_{0.12}\text{Ga}_{0.88}\text{As}/\text{GaAs}$ en función del ancho del pozo.



Fuente: Autor

CAPÍTULO 3. INFLUENCIA DE CAMPOS ELÉCTRICOS EN LAS PROPIEDADES LUMINISCENTES DE POZOS CUÁNTICOS SEMICONDUCTORES

3.1 INTRODUCCIÓN

Los compuestos semiconductores III-V pertenecen a la clase de materiales piezoeléctricos con estructura zinc-blenda. En general, cuando se aplica alguna forma de tensión o deformación a un material piezoeléctrico, se induce una polarización y por lo tanto un campo eléctrico. Para los semiconductores III-V, este campo es inducido en direcciones de simetría específicas. Los deseables campos piezoeléctricos pueden ser inducidos en los semiconductores compuestos mediante una tensión incorporada. El método más sencillo para lograrlo es crecimiento epitaxial de capas delgadas. Las técnicas comúnmente utilizadas para ello son: (i) la epitaxia de haces moleculares y, (ii) y epitaxia metalorgánica en fase de vapor. Hoy en día es posible crecer redes- superredes desacopladas de tal manera que las capas respectivas estén consistentemente tensadas.

Estructuras de pozos cuánticos de InGaAs/GaAs se han utilizado para diseñar y fabricar novedosos dispositivos electrónicos y optoelectrónicos. Sin embargo, la mayoría de estas estructuras de dispositivos han sido sintetizadas en sustratos convencionales GaAs (001). La estructura cristalina del semiconductor GaAs y sus compuestos binarios, ternarios y cuaternarios relacionados es tal que los efectos físicos únicos debidos a la naturaleza piezoeléctrica de estos materiales con estructura zinc-blenda ocurren en direcciones simétricas específicas. Los cálculos teóricos han demostrado, por ejemplo, que existen grandes campos eléctricos inducidos por deformación en finas capas alternantes de (In, Ga)As y GaAs orientados en la dirección cristalográfica (111). Se sabe que la presencia de estos campos modifica las propiedades ópticas de las películas delgadas. Smith y Mailhot (Smith & Mailhot, 1988) fueron los primeros en sentar las bases teóricas para la mayoría de los cálculos de las películas delgadas orientadas en la

dirección (111). Esta suposición implica que tanto las capas (In, Ga)As como las capas GaAs están bajo tensión elástica. En este caso, los campos piezoeléctricos se generarían en las capas GaAs y (In, Ga)As.

En este capítulo, se presenta el cálculo de la energía de transición electrón-hueco del estado base del QW InGaAs/GaAs debido a la presencia del campo eléctrico interno en el QW, posteriormente se comparan los resultados obtenidos de entre el modelo propuesto y la parte experimental con los trabajos reportados en la literatura.

3.2 MODELO TEÓRICO

Nuestro estudio se basa en la comparación de los espectros PL con las energías de transición calculadas. De tal forma que consideramos nuestro potencial propuesto (20) sujeto a un potencial eléctrico uniforme. Se supone que dicho potencial es eFz en el QW, donde z es la coordenada a lo largo del eje crecimiento en el QW, F es el campo eléctrico y e es la carga del electrón.

Dentro de esta aproximación, la energía de transición entre el estado confinado de electrón-hueco se pueden escribir como

$$\delta E = \delta E_{PL} + \delta \varepsilon_e + \delta \varepsilon_{hh}, \quad (44)$$

donde δE_{PL} es el pico teórico del PL en un QW de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$; $\delta \varepsilon_e$ y $\delta \varepsilon_{hh}$ son las energías de confinamiento de electrones y huecos pesados debido al campo eléctrico. Nuestro potencial está sujeto a un campo uniforme, donde se ha considerado una partícula de carga e y masa efectiva m^* en un QW finito de ancho $2a$.

$$U(z) = \begin{cases} -U_0(z) + eFz, & -a < 0 < a \\ U_0(z), & z \geq a \wedge z \leq -a \end{cases} \quad (45)$$

Donde $U_0(z)$ el potencial propuesto. Para calcular la energía del estado base aplicamos el método variacional. Se utiliza la función de onda variacional propuesta por Bastard (Bastard et al., 1983).

$$\Psi(\beta) = N_\beta \left(1 + \frac{\beta z}{2a} \right) \Psi_0(z) \quad (46)$$

donde β es el parámetro variacional, $\Psi_0(z)$ es la función de onda del estado base del pozo propuesto y N_β es la constante de normalización. Dicha constante se calcula considerando

$$\begin{aligned}\langle \Psi(\beta) | \Psi(\beta) \rangle &= 1 \\ \left\langle N_\beta \left(1 + \frac{\beta z}{2a} \right) \Psi_0(z) \middle| N_\beta \left(1 + \frac{\beta z}{2a} \right) \Psi_0(z) \right\rangle &= 1 \\ N_\beta^2 \left[1 + \frac{\beta^2}{4a^2} \langle z^2 \rangle \right] &= 1 \\ N_\beta^2 &= \frac{(2a)^2}{(2a)^2 + \beta^2 \langle z^2 \rangle}\end{aligned}\quad (47)$$

Con $\langle z^2 \rangle = \langle \Psi_0(z) | z^2 | \Psi_0(z) \rangle$. El Hamiltoniano del problema es:

$$H = H_0 + eFz \quad (48)$$

Donde H_0 es el Hamiltoniano del pozo cuántico sin campo eléctrico. Usando la función de prueba (46), el valor esperado del Hamiltoniano con el potencial (45) es:

$$\begin{aligned}\langle H \rangle = E_0 + N_\beta^2 \left[\frac{\beta^2}{4a^2} \left\langle \Psi_0(z) \middle| \frac{p^2}{2m} \middle| \Psi_0(z) \right\rangle + \frac{\beta^2}{4a^2} \langle \Psi_0(z) | U(z) | \Psi_0(z) \rangle \right. \\ \left. + \frac{eF\beta}{a} \langle \Psi_0(z) | z^2 | \Psi_0(z) \rangle \right]\end{aligned}\quad (49)$$

La profundidad del pozo de potencial (amplitud del pozo propuesto: $\frac{V_0(x)}{\zeta}$) ha sido reducida significativamente por el campo eléctrico. Por simplicidad se asume que $\frac{V_0(x)}{\zeta} = 0$. Así se obtiene:

$$\begin{aligned}\langle H \rangle = E &= E_0 + N_\beta^2 \left[\frac{3\hbar^2 \beta^2}{32ma^2} + \frac{eF\beta}{a} \langle z^2 \rangle \right] \\ E &= E_0 + \frac{(2a)^2}{[(2a)^2 + \beta^2 \langle z^2 \rangle]} \left[\frac{3\hbar^2 \beta^2}{32ma^2} + \frac{eF\beta}{a} \langle z^2 \rangle \right]\end{aligned}\quad (50)$$

Calculando el valor de β que hace mínimo la energía:

$$\frac{dE}{d\beta} = 4meF \langle z^2 \rangle^2 \beta^2 - 3a\hbar^2 \beta - 16ma^2 eF \langle z^2 \rangle = 0 \quad (51)$$

Resolviendo la ecuación cuadrática para β se obtiene:

$$\beta = \frac{3a\hbar^2}{8mFe\langle z^2 \rangle^2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{256m^2e^2F^2\langle z^2 \rangle^3}{9\hbar^4}} \right] \quad (52)$$

En el límite de campos débiles: $\frac{m^2e^2F^2\langle z^2 \rangle^3}{\hbar^4} \ll 1$ se tiene que:

$$\beta = -\frac{16ameF}{3\hbar^2} \langle z^2 \rangle \quad (53)$$

Reemplazando la expresión anterior en la ecuación (50) se obtiene:

$$E = E_0 - \frac{24\hbar^2me^2F^2\langle z^2 \rangle^2}{9\hbar^4 + 64m^2e^2F^2\langle z^2 \rangle^3} \quad (54)$$

$$E = E_0 - \frac{8}{3}m \left(\frac{eF}{\hbar} \langle z^2 \rangle \right)^2$$

En donde se ha considerado la presencia de un campo débil. Para encontrar la energía del estado base en nuestro modelo, es necesario calcular $\langle z^2 \rangle$:

$$\langle z^2 \rangle = \langle \Psi_0(z) | z^2 | \Psi_0(z) \rangle = \sqrt{\frac{2mE_0}{\pi\hbar^2}} \int_{-a}^a z^2 e^{-\frac{2mE_0}{\hbar^2}z^2} dz$$

$$\langle z^2 \rangle = \frac{\hbar^2}{4mE_0} \operatorname{erf} \left(a \sqrt{\frac{2mE_0}{\hbar^2}} \right) - \left(\sqrt{\frac{\hbar^2}{2mE_0\pi}} \exp \left[\frac{-2a^2mE_0}{\hbar^2} \right] \right) \quad (55)$$

y al sustituir en (54) se encuentra el cambio de energía inducido por el campo eléctrico ($\delta\varepsilon_e = E - E_0$):

$$\delta\varepsilon_e = -\frac{8}{3}m \left(\frac{eF}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{4mE_0} \operatorname{erf} \left(a \sqrt{\frac{2mE_0}{\hbar^2}} \right) - \left(\sqrt{\frac{\hbar^2}{2mE_0\pi}} \exp \left[\frac{-2a^2mE_0}{\hbar^2} \right] \right) \right) \right)^2 \quad (56)$$

La cual predice un cambio de la energía para campos débiles que depende del campo eléctrico al cuadrado. Dentro de este modelo, es posible calcular el desplazamiento de los niveles de energía electrónica por medio de la Ec. (44) como:

$$\delta E = E_g(\operatorname{In}_x\operatorname{Ga}_{1-x}\operatorname{As}) - 2\frac{V_0}{\zeta} + \sqrt{\frac{3V_0^2}{2\zeta^2} + \frac{V_0\hbar^2}{\zeta m_e} \left(\frac{\xi}{a} \right)^2} + \sqrt{\frac{3V_0^2}{2\zeta^2} + \frac{V_0\hbar^2}{\zeta m_{hh}} \left(\frac{\xi}{a} \right)^2} -$$

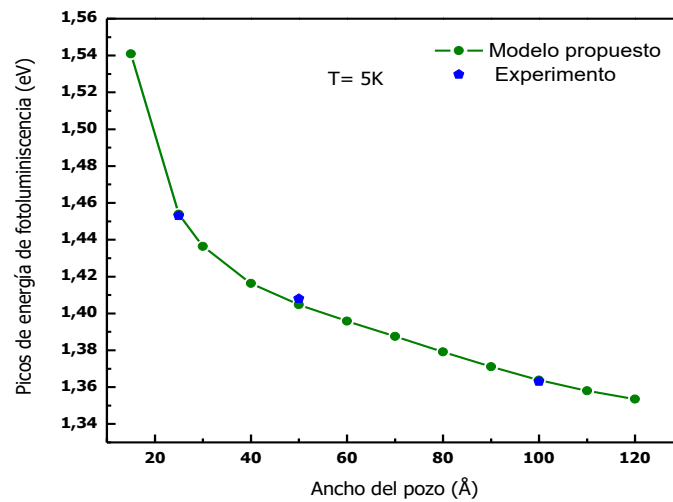
$$\frac{8}{3}m_e \left(\frac{eF}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{4m_e E_{0e}} \operatorname{erf} \left(a \sqrt{\frac{2m_e E_{0e}}{\hbar^2}} \right) - \left(\sqrt{\frac{\hbar^2}{2m_e E_{0e} \pi}} \right) \exp \left[\frac{-2a^2 m_e E_{0e}}{\hbar^2} \right] \right) \right)^2 - \quad (57)$$

$$\frac{8}{3}m_{hh} \left(\frac{eF}{\hbar} \left(\frac{\hbar^2}{4m_{hh} E_{0hh}} \operatorname{erf} \left(a \sqrt{\frac{2m_{hh} E_{0hh}}{\hbar^2}} \right) - \left(\sqrt{\frac{\hbar^2}{2m_{hh} E_{0hh} \pi}} \right) \exp \left[\frac{-2a^2 m_{hh} E_{0hh}}{\hbar^2} \right] \right) \right)^2$$

3.3 COMPARACIÓN DEL MODELO CON RESULTADOS EXPERIMENTALES

Con la finalidad de comparar los resultados obtenidos de nuestro modelo, se consideraron los trabajos realizados por: Rojas-Ramírez et al., (Rojas-Ramírez et al., 2008); Hiyazuma et al., (Hiyamizu, Ohno, Higashiwaki, & Shimomura, 1999) y Martini et al., (Martini, Manzoli, & Quivy, 2010).

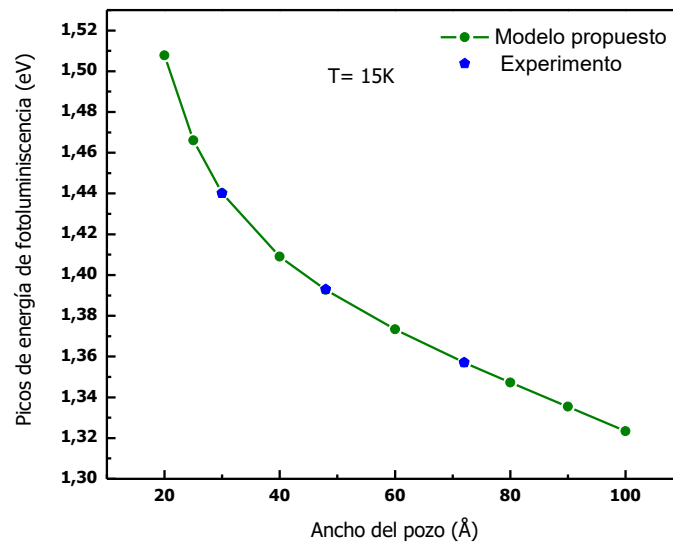
Figura 12. Energía de los picos de fotoluminiscencia a 5K para QWs de $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ sobre sustratos de Si (113) en función del ancho del pozo. Los pentágonos azules representan los valores experimentales obtenidos mediante la técnica de fotoluminiscencia (Rojas-Ramírez et al., 2008) para las energías de transición e-hh. Los puntos verdes representan los valores teóricos obtenidos, considerando un campo eléctrico de $3,15 \times 10^7$ V/m.



Fuente: Autor

Rojas-Ramírez et al., estudiaron las propiedades de fotoluminiscencia PL de pozos cuánticos de $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ crecidas por MBE en sustratos de Silicio (311). La estructura consistía de tres pozos cuánticos de 100, 50 y 25 Å de espesor. En la figura 12 se muestran las posiciones experimentales de fotoluminiscencia realizada a una temperatura de 5K de QW's individuales de $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ crecidos sobre sustratos de Si (113); las energías de los picos de PL están localizados en 1,363, 1,408 y 1,453 eV los cuales corresponden a la emisión de los QWs de 100, 50 y 25 Å respectivamente. La tensión incorporada en el QW $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ induce un campo eléctrico con una intensidad de $1,12 \times 10^7$ V/m (Rojas-Ramírez et al., 2008). También trazamos la energía de pico teórica del PL como una función del ancho del QW dado por la ecuación (57). Observamos que, empleando el modelo para este pozo, nuestros cálculos teóricos de las transiciones e-h se acoplan notablemente bien con la emisión observada de PL. El campo eléctrico interno en el QW obtenido de los ajustes es de $3,15 \times 10^7$ V/m utilizando una concentración nominal de In del 20%. La magnitud del campo eléctrico reportada está de acuerdo con el campo eléctrico teórico en $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$.

Figura 13. Energía de los picos de fotoluminiscencia a 15K para QWs de $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ sobre sustratos de GaAs (100) en función del ancho del pozo. Los pentágonos azules representan los valores experimentales obtenidos mediante la técnica de fotoluminiscencia (Hiyamizu et al., 1999) para las energías de transición e-hh. Los puntos verdes representan los valores teóricos obtenidos, considerando un campo eléctrico de $2,05 \times 10^7$ V/m.

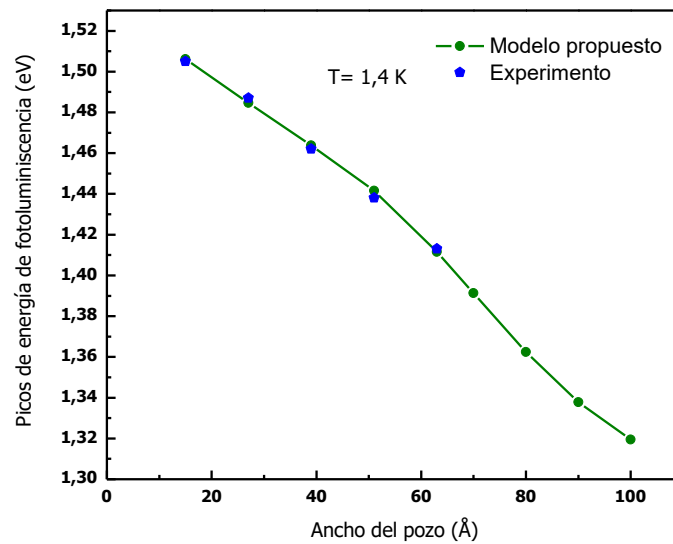


Fuente: Autor

Hiyazuma et al (Hiyamizu et al., 1999) reportaron medidas de fotoluminiscencia a 15K de pozos cuánticos de $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$ sobre sustratos de GaAs (100) crecidos por la técnica de MBE. Ellos reportan tres picos: 861 nm (1,440 eV), 890 nm (1,393 eV) y 914 nm (1,357 eV) que corresponden a pozos cuárticos de ancho 3,0, 4,8 y 7,2 nm respectivamente. . En la figura 13 se muestran las posiciones experimentales de fotoluminiscencia de estos picos y la energía de pico teórica del PL como una función del ancho del QW dado por la ecuación (57). Observamos también, que nuestros cálculos teóricos de las transiciones e-hh se acoplan notablemente bien con la emisión observada de PL. Para este pozo el campo eléctrico obtenido de los ajustes es de $2,05 \times 10^7$ V/m. Los valores de campo son

valores típicos obtenidos a partir de la interfaz capa de sustrato-buffer de GaAs (Chan et al., 1998; Dickey et al., 1998; Sun & Towe, 1994).

Figura 14. Energía de los picos de fotoluminiscencia a 1,4 K para QWs de $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{As}/\text{GaAs}$ en función del ancho del pozo. Los pentágonos azules representan los valores experimentales obtenidos mediante la técnica de fotoluminiscencia (Martini, Manzoli, & Quivy, 2010) para las energías de transición e-hh. Los puntos verdes representan los valores teóricos obtenidos, considerando un campo eléctrico de $7,79 \times 10^7 \text{ V/m}$.



Martini et al., (Martini et al., 2010) crecieron una muestra por la técnica de MBE. La muestra consistió en una capa amortiguadora de 12500 Å de GaAs de espesor obtenida a 600 °C. La estructura completa consistió en cinco pozos cuánticos (QWs) de $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{As}$ de diferentes espesores de 63, 51, 39, 27, y 15 Å crecidos a 530 °C y rodeados por barreras de GaAs de 500 Å de espesor crecido a 600 °C. En la misma muestra, hay tres QWs GaAs de diferentes espesores de 150, 70 y 35 Å crecidos a 580 °C y rodeados por barreras $\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$ de 500 Å de espesor crecidos a 587 °C. Los valores obtenidos de los picos de fotoluminiscencia en los QWs de $\text{In}_{0,16}\text{Ga}_{0,84}\text{As}/\text{GaAs}$ de espesores 15, 27, 38, 51 y 63 Å, fueron 1,505, 1,487, 1,462, 1,438 y 1,413 eV respectivamente. Cada pico se identifica con la correspondiente energía de transición entre los estados base

de los electrones y los huecos pesados. La medida de fotoluminiscencia fue realizada a 1,4 K. En la figura 14 se muestran las posiciones experimentales de fotoluminiscencia de estos picos, así como la energía de pico teórica del PL como una función del ancho del QW dado por la ecuación (57). Nuevamente observamos, que nuestros cálculos teóricos de las transiciones e-hh se acoplan notablemente bien con la emisión observada de PL. Para este pozo el campo eléctrico obtenido de los ajustes es de $7,79 \times 10^7$ V/m.

4. CONCLUSIONES

Considerando un potencial simétrico tipo Cauchy, se resolvió la ecuación de Schrödinger mediante series de potencia. Se encontró que la elección del pozo propuesto es bastante útil para estudiar la sensibilidad de la segregación superficial en el pozo cuántico y, por lo tanto, en la energía de transición entre los estados base del electrón y del hueco pesado.

Picos experimentales de energía de fotoluminiscencia de pozos cuánticos de InGaAs/GaAs fueron ajustados dentro de este modelo en función del espesor del pozo, y se encontró una buena concordancia entre las energías de transición teórica y experimental

Considerando la influencia del campo eléctrico incorporado debido al efecto piezoeléctrico se propuso una función de onda variacional para los electrones, y se calculó la energía base del electrón en el QW. Con esto se encontró la energía de transición entre el primer nivel de electrones y primer nivel de huecos en la región activa en la heteroestructura

El modelo fue aplicado al caso de la segregación de indio de pozos cuánticos de InGaAs/GaAs para campos eléctricos internos moderados. Los cálculos de la energía de transición entre el electrón confinado y hueco en función del ancho del pozo y la composición están de acuerdo con los picos medidos de energía de PL para diferentes temperaturas. La magnitud del campo eléctrico interno obtenido del modelo, está en concordancia con el reportado.

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- Ahn, D., & Chuang, S. L. (1986). Variational calculations of subbands in a quantum well with uniform electric field: Gram–Schmidt orthogonalization approach. *Applied Physics Letters*, 49(21), 1450–1452. <https://doi.org/10.1063/1.97299>
- Aihara, T., Fukuyama, A., Yokoyama, Y., Kojima, M., Suzuki, H., Sugiyama, M., ... Ikari, T. (2014). Detection of miniband formation in strain-balanced InGaAs/GaAsP quantum well solar cells by using a piezoelectric photothermal spectroscopy. *Journal of Applied Physics*, 116(4), 44509. <https://doi.org/10.1063/1.4887443>
- Azaizia, S., Balocchi, A., Carrère, H., Renucci, P., Amand, T., Arnoult, A., ... Marie, X. (2016). Control of the electron spin relaxation by the built-in piezoelectric field in InGaAs quantum wells. *Applied Physics Letters*, 108(8), 82103. <https://doi.org/10.1063/1.4942600>
- Bastard, G., Mendez, E. E., Chang, L. L., & Esaki, L. (1983). Variational calculations on a quantum well in an electric field. *Physical Review B*, 28(6), 3241–3245. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.28.3241>
- Bonef, B., Catalano, M., Lund, C., Denbaars, S. P., Nakamura, S., Mishra, U. K., ... Keller, S. (2017). Indium segregation in N-polar InGaN quantum wells evidenced by energy dispersive X-ray spectroscopy and atom probe tomography. *Applied Physics Letters*, 110(14), 143101. <https://doi.org/10.1063/1.4979786>
- Carrier, P., & Wei, S. H. (2005). Theoretical study of the band-gap anomaly of InN. *Journal of Applied Physics*, 97(3). <https://doi.org/10.1063/1.1849425>
- Chan, C. H., Chen, Y. F., Chen, M. C., Lin, H. H., Jan, G. J., & Chen, Y. H. (1998). Photoreflectance spectroscopy of strained-layer (111)B InGaAs/GaAs quantum well diodes. *Journal of Applied Physics*, 84(3), 1595–1601. <https://doi.org/10.1063/1.368229>
- Cohen-Tannoudji, C., Diu, B., & Laloë, F. (1977). *Quantum mechanics*. Wiley.
- Deng, Z., Jiang, Y., Wang, W., Cheng, L., Li, W., Lu, W., ... Chen, H. (2014).

- Indium segregation measured in InGaN quantum well layer. *Scientific Reports*, 4, 6734. <https://doi.org/10.1038/srep06734>
- Dickey, S. A., Majerfeld, A., Sánchez-Rojas, J. L., Sacedón, A., Muñoz, E., Sanz-Hervás, A., ... Kim, B. W. (1998). Direct determination of the piezoelectric field in (111) strained InGaAs/GaAs multiple quantum well p-i-n structures by photorefectance. *Microelectronic Engineering*, 43–44, 171–177. [https://doi.org/10.1016/S0167-9317\(98\)00160-9](https://doi.org/10.1016/S0167-9317(98)00160-9)
- Dong, H., Sun, J., Ma, S., Liang, J., Lu, T., Liu, X., & Xu, B. (2016). Influence of substrate misorientation on the photoluminescence and structural properties of InGaAs/GaAsP multiple quantum wells. *Nanoscale*, 8(11), 6043–6056. <https://doi.org/10.1039/C5NR07938A>
- G. Gonzalez de la Cruz. (2004). The Influence of surface segregation on the optical properties of semiconductor quantum wells. *JOURNAL OF APPLIED PHYSICS*, 96(7), 3752–3755. <https://doi.org/DOI: 10.1063/1.1789628>
- Gasiorowicz, S. (2003). *Quantum physics*. Wiley.
- González-Fernández, J. V. (2015). Espectroscopías ópticas y su aplicación para el estudio de nanoestructuras semiconductoras, (AUGUST), 1–120. <https://doi.org/10.13140/RG.2.1.3991.7288>
- Gonzalez De La Cruz, G., Arenas, A. C., & Herrera, H. (2005). Internal electric-field and segregation effects on luminescence properties of quantum wells. *Journal of Applied Physics*, 98(2). <https://doi.org/10.1063/1.1954889>
- Hess, K. (2000). *Advanced theory of semiconductor devices*. IEEE Press.
- Hiyamizu, S., Ohno, Y., Higashiwaki, M., & Shimomura, S. (1999). In/sub 0.15/Ga/sub 0.85/As/GaAs quantum wire structures grown on (553)B GaAs substrates by molecular beam epitaxy. *Journal of Crystal Growth*, 201(202), 824–827.
- Kente, T., & Mhlanga, S. D. (2016). Gallium nitride nanostructures: Synthesis, characterization and applications. *Journal of Crystal Growth*, 444, 55–72. <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2016.03.033>
- Loykaew, A., Usher, B. F., Jones, R. T., & Pigram, P. J. (2013). A Novel Sample Structure for the Measurement of Indium Segregation Profiles in

- GaAs/InGaAs/GaAs Heterostructures. *International Journal of Applied Physics and Mathematics*, 3(3), 191–197. <https://doi.org/10.7763/IJAPM.2013.V3.204>
- Martini, S., Manzoli, J. E., & Quivy, A. A. (2010). Study of the influence of indium segregation on the optical properties of InGaAs/GaAs quantum wells via split-operator method. *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, 28(2), 277–283. <https://doi.org/10.1116/1.3301612>
- Massabuau, F. C.-P., Rhode, S. L., Horton, M. K., O'Hanlon, T. J., Kovács, A., Zielinski, M. S., ... Oliver, R. A. (2017). Dislocations in AlGaIn: Core Structure, Atom Segregation, and Optical Properties. *Nano Letters*, 17(8), 4846–4852. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.7b01697>
- Mehrtens, T., Müller, K., Schowalter, M., Hu, D., Schaadt, D. M., & Rosenauer, A. (2013). Measurement of indium concentration profiles and segregation efficiencies from high-angle annular dark field-scanning transmission electron microscopy images. *Ultramicroscopy*, 131, 1–9. <https://doi.org/10.1016/J.ULTRAMIC.2013.03.018>
- Muraki, K., Fukatsu, S., & Shiraki, Y. (1992). Surface segregation of In atoms during molecular beam epitaxy and its influence on the energy levels in InGaAs/GaAs quantum wells. *Applied Physics Letters*, 61(5), 10.1063/1.107835.
- Muraki, K., Fukatsu, S., Shiraki, Y., & Ito, R. (1992). Surface segregation of In atoms during molecular beam epitaxy and its influence on the energy levels in InGaAs/GaAs quantum wells. *Applied Physics Letters*, 61(5), 557–559. <https://doi.org/10.1063/1.107835>
- Pelá, R. R., Teles, L. K., Marques, M., & Martini, S. (2013). Theoretical study of the indium incorporation into III-V compounds revisited: The role of indium segregation and desorption. *Journal of Applied Physics*, 113(3). <https://doi.org/10.1063/1.4776741>
- Rojas-Ramírez, J. S., Goldhahn, R., Moser, P., Huerta-Ruelas, J., Hernández-Rosas, J., & López-López, M. (2008). Temperature dependence of the photoluminescence emission from In_xGa_{1-x}As quantum wells on GaAs(311)

- substrates. *Journal of Applied Physics*, 104(12), 1–6.
<https://doi.org/10.1063/1.3043578>
- Schowalter, M., Rosenauer, A., & Gerthsen, D. (2006). Influence of surface segregation on the optical properties of semiconductor quantum wells. *Applied Physics Letters*, 88(11), 111906. <https://doi.org/10.1063/1.2184907>
- Shan, R., Liu, Y., Guo, J., Wang, G., & Xu, Y. (2016). Growth and characterization of high strain InGaAs/GaAs quantum well by molecular beam epitaxy (Vol. 10157, p. 101573F). International Society for Optics and Photonics. <https://doi.org/10.1117/12.2247398>
- Smith, D. L., & Mailhot, C. (1988). Piezoelectric effects in strained-layer superlattices. *Journal of Applied Physics*, 63(8), 2717–2719. <https://doi.org/10.1063/1.340965>
- Song, K.-M., Kim, J.-M., Kang, B.-K., Yoon, D.-H., Kang, S., Lee, S.-W., & Lee, S.-N. (2012). Characteristics of indium incorporation in InGaN/GaN multiple quantum wells grown on a-plane and c-plane GaN. *Applied Physics Letters*, 100(21), 212103. <https://doi.org/10.1063/1.4720507>
- Srinivasan, T., Muralidharan, R., Mehta, S. K., Jain, B. P., Singh, S. N., Jain, R. K., & Kumar, V. (2001). Characterisation of molecular beam epitaxy-grown InGaAs multilayer structures using photoluminescence. *Vacuum*, 60(4), 425–429. [https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(00\)00223-2](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(00)00223-2)
- Sun, D., & Towe, E. (1994). Strain-Generated Internal Fields in Pseudomorphic (In, Ga)As/GaAs Quantum Well Structures on {111} GaAs Substrates. *Japanese Journal of Applied Physics*, 33(Part 1, No. 1B), 702–708. <https://doi.org/10.1143/JJAP.33.702>
- Tse, G., Pal, J., Monteverde, U., Garg, R., Haxha, V., Migliorato, M. A., & Tomić, S. (2013). Non-linear piezoelectricity in zinc blende GaAs and InAs semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 114(7), 73515. <https://doi.org/10.1063/1.4818798>
- Vurgaftman, I., & Meyer, J. R. (2003). Band parameters for nitrogen-containing semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 94(6), 3675–3696. <https://doi.org/10.1063/1.1600519>

- Vurgaftman, I., Meyer, J. R., & Ram-Mohan, L. R. (2001). Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89(11 I), 5815–5875. <https://doi.org/10.1063/1.1368156>
- Wu, S., Huang, Z., Liu, Y., Huang, Q., Guo, W., & Cao, Y. (2009a). The effects of indium segregation on exciton binding energy and oscillator strength in GaInAs/GaAs quantum wells. *Superlattices and Microstructures*, 46(4), 618–626. <https://doi.org/10.1016/J.SPMI.2009.06.001>
- Wu, S., Huang, Z., Liu, Y., Huang, Q., Guo, W., & Cao, Y. (2009b). The effects of indium segregation on the valence band structure and optical gain of GaInAs/GaAs quantum wells. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, 41(9), 1656–1660. <https://doi.org/10.1016/J.PHYSE.2009.05.019>
- Yildirim, H., & Tomak, M. (2006). Optical absorption of a quantum well with an adjustable asymmetry. *The European Physical Journal B*, 50(4), 559–564. <https://doi.org/10.1140/epjb/e2006-00182-1>

6. PARTICIPACIÓN EN EVENTOS

El trabajo de investigación realizado, ha dado lugar, hasta la fecha, a la difusión de sus resultados a través de la siguiente participación en congresos científicos:

- XXVII Congreso Nacional de Física llevado a cabo en la Ciudad de Cartagena los días 3, 4, 5, 6 de Octubre de 2017 con la presentación del trabajo: Influencia de la segregación en las propiedades ópticas de pozos cuánticos semiconductores. Modalidad POSTER

 Universidad del Tolima	PROCEDIMIENTO DE FORMACIÓN DE USUARIOS AUTORIZACIÓN DE PUBLICACIÓN EN EL REPOSITORIO INSTITUCIONAL	Página 1 de 3
		Código: GB-P04-F03
		Versión: 03
		Fecha Aprobación: 15 de Febrero de 2017

Los suscritos:

Huberney Celemín Sánchez	con C.C N°	93391479
_____	con C.C N°	_____
_____	con C.C N°	_____
_____	con C.C N°	_____
_____	con C.C N°	_____

Manifiesto (an) la voluntad de:

Autorizar

☒

No Autorizar

☐

Motivo:

La consulta en físico y la virtualización de **mi OBRA**, con el fin de incluirlo en el repositorio institucional de la Universidad del Tolima. Esta autorización se hace sin ánimo de lucro, con fines académicos y no implica una cesión de derechos patrimoniales de autor.

Manifestamos que se trata de una OBRA original y como de la autoría de LA OBRA y en relación a la misma, declara que la UNIVERSIDAD DEL TOLIMA, se encuentra, en todo caso, libre de todo tipo de responsabilidad, sea civil, administrativa o penal (incluido el reclamo por plagio).

Por su parte la UNIVERSIDAD DEL TOLIMA se compromete a imponer las medidas necesarias que garanticen la conservación y custodia de la obra tanto en espacios físico como virtual, ajustándose para dicho fin a las normas fijadas en el Reglamento de Propiedad Intelectual de la Universidad, en la Ley 23 de 1982 y demás normas concordantes.

La publicación de:

Trabajo de grado	☒	Artículo	☐	Proyecto de Investigación	☐
Libro	☐	Parte de libro	☐	Documento de conferencia	☐
Patente	☐	Informe técnico	☐		
Otro: (fotografía, mapa, radiografía, película, video, entre otros)					☐

Producto de la actividad académica/científica/cultural en la Universidad del Tolima, para que con fines académicos e investigativos, muestre al mundo la producción intelectual de la Universidad del

 Universidad del Tolima	PROCEDIMIENTO DE FORMACIÓN DE USUARIOS AUTORIZACIÓN DE PUBLICACIÓN EN EL REPOSITORIO INSTITUCIONAL	Página 2 de 3
		Código: GB-P04-F03
		Versión: 03
		Fecha Aprobación: 15 de Febrero de 2017

Tolima. Con todo, en mi condición de autor me reservo los derechos morales de la obra antes citada con arreglo al artículo 30 de la Ley 23 de 1982. En concordancia suscribo este documento en el momento mismo que hago entrega del trabajo final a la Biblioteca Rafael Parga Cortes de la Universidad del Tolima.

De conformidad con lo establecido en la Ley 23 de 1982 en los artículos 30 “**...Derechos Morales. El autor tendrá sobre su obra un derecho perpetuo, inalienable e irrenunciable**” y 37 “**...Es lícita la reproducción por cualquier medio, de una obra literaria o científica, ordenada u obtenida por el interesado en un solo ejemplar para su uso privado y sin fines de lucro**”. El artículo 11 de la Decisión Andina 351 de 1993, “**los derechos morales sobre el trabajo son propiedad de los autores**” y en su artículo 61 de la Constitución Política de Colombia.

- Identificación del documento:

Título completo: **CALCULO DEL ESTADO BASE DE UN POZO CUÁNTICO SEMICONDUCTOR DE TIPO CAUCHY EN PRESENCIA DE UN CAMPO ELÉCTRICO**

- Trabajo de grado presentado para optar al título de:

MAESTRO EN CIENCIAS FÍSICA

- Proyecto de Investigación correspondiente al Programa (No diligenciar si es opción de grado “Trabajo de Grado”):

- Informe Técnico correspondiente al Programa (No diligenciar si es opción de grado “Trabajo de Grado”):

- Artículo publicado en revista:

- Capítulo publicado en libro:

- Conferencia a la que se presentó:

 Universidad del Tolima	PROCEDIMIENTO DE FORMACIÓN DE USUARIOS AUTORIZACIÓN DE PUBLICACIÓN EN EL REPOSITORIO INSTITUCIONAL	Página 3 de 3
		Código: GB-P04-F03
		Versión: 03
		Fecha Aprobación: 15 de Febrero de 2017

Quienes a continuación autentican con su firma la autorización para la digitalización e inclusión en el repositorio digital de la Universidad del Tolima, el:

Día: **07** Mes: **Noviembre** Año: **2019**

Autores:

Firma

Nombre:	Huberney Celemín Sánchez		C.C.	93391479
Nombre:	_____	_____	C.C.	_____
Nombre:	_____	_____	C.C.	_____
Nombre:	_____	_____	C.C.	_____

El autor y/o autores certifican que conocen las derivadas jurídicas que se generan en aplicación de los principios del derecho de autor.