



# **Universidad de La Habana**

## **Facultad de Física**

### **EFICIENCIA DE CONVERSIÓN EN LÁSERES DE AlGaAs DE MÚLTIPLES POZOS CUÁNTICOS**

**Tesis presentada en opción al grado científico de Maestro en Ciencias  
Físicas**

**Autor: Lic. Ihosvany Camps Rodríguez**

**Tutor: Dr. María Sánchez Colina**

**Ciudad de La Habana**

**1996**

## **Introducción.**

En la actualidad el uso de los láseres semiconductores ha devenido en un hecho cotidiano. Muestra de ello es su amplia aplicación en sistemas de audio, video y computación. Otra de sus aplicaciones de mayor actualidad, es su utilización como fuentes de bombeo de láseres de estado sólido como el Nd-YAG, aprovechando la alta eficiencia de estos dispositivos semiconductores.

Uno de los factores claves que ha permitido la comercialización de los láseres semiconductores es el desarrollo alcanzado por técnicas de crecimiento como la MBE (Epitaxia de haces moleculares) y la MOCVD (Deposición química a través de vapores de compuestos metal-orgánicos).

Los láseres semiconductores se han venido desarrollando progresivamente desde los primeros, con la zona activa volumétrica (espesor mayor de 300 Å para el GaAs); hasta los de hoy en día con zonas activas lo suficientemente finas para que en ellas tengan lugar fenómenos cuánticos.

El objetivo central de este trabajo es hacer un estudio del comportamiento de los principales parámetros de operación de los láseres semiconductores a pozos cuánticos múltiples en el sistema GaAs/AlGaAs.

La tesis se encuentra dividida en tres capítulos. En el primer capítulo se presentan los antecedentes de los láseres semiconductores a pozo cuántico, las ventajas que tienen los mismos respecto a sus similares convencionales así como los aspectos más relevantes de la física en los sistemas cuánticos.

En el segundo capítulo se presenta el modelo teórico utilizado para calcular la corriente umbral en estructuras con varios pozos cuánticos en la zona activa. El cálculo incluye los criterios más novedosos relacionados con la física de estos dispositivos. Así mismo se valora el aporte de mecanismos de pérdida como la recombinación en las intercaras de la estructura que juega un papel importante en dispositivos con pozos cuánticos múltiples.

En el tercer capítulo se comparan los resultados del modelo con datos experimentales tomados de la literatura obteniéndose en todos los casos muy buenos resultados, lo que da validez al modelo propuesto. En este capítulo también se presenta un análisis del comportamiento de las eficiencias: cuántica interna, cuántica externa y de conversión en función de la longitud del

diodo y el número de pozos en la zona activa. Cálculos de este tipo no aparecen reportados en la literatura con anterioridad a este trabajo.

## **CAPÍTULO I. LÁSERES A POZO CUÁNTICO.**

### **Objetivos.**

- Exponer cual ha sido el desarrollo alcanzado por los láseres semiconductores desde su surgimiento hasta la fecha.
- Hacer una comparación entre los láseres semiconductores convencionales y a pozo cuántico resaltando las ventajas de estos últimos.
- Exponer los principios físicos fundamentales asociados a los sistemas de pozos cuánticos.

## I.1. Antecedentes.

En los primeros láseres de homojunturas, típicamente la juntura  $p-n$  se creaba mediante difusión de un dopante tipo  $p$  en un substrato del mismo material (GaAs) tipo  $n$ . Este tipo de dispositivos tenían valores de corriente umbral muy elevados, siendo esta además muy sensible a incrementos de temperatura. La corriente umbral ( $I_{th}$ ) es el parámetro más importante de un láser semiconductor y representa el valor de corriente a partir del cual el dispositivo supera las pérdidas internas y se obtiene la generación láser. Un paso posterior en el desarrollo de los láseres semiconductores fue la introducción de las heterojunturas. Una heterojuntura consiste en la unión de dos materiales con energías de la banda prohibida (gap) diferentes. El más simple de estos láseres es el de heterojuntura simple. En estos láseres debido a las mejoras en cuanto al confinamiento de la luz y los portadores, respecto a los de homojunturas, la corriente umbral era menos dependiente de la temperatura. El confinamiento que se tenía en este tipo de láseres solo permitía la operación de los mismos en régimen de pulsos a temperatura ambiente.

El uso de la doble heterojuntura (DH) introducido por Alferov y colaboradores [1] constituyó un paso decisivo en la reducción de la corriente umbral. Este tipo de estructura usualmente consta de dos capas de  $Al_xGa_{1-x}As$  con conductividades opuestas que se crecen a ambos lados de una capa muy fina de GaAs. Esta estructura hizo posible la operación en régimen continuo a temperatura ambiente permitiendo la utilización de los láseres semiconductores en muchas aplicaciones comerciales.

Para superar el problema de confinamiento que todavía se tenía en los DH se introdujo la llamada estructura de confinamiento separado de electrones y fotones (SCH) [2]. Básicamente esta estructura es simétrica y consta de 5 capas. La zona activa está situada entre dos capas de  $Al_xGa_{1-x}As$  confinadoras de portadores (llamadas barreras) con índices de refracción menores que el de la zona activa, y estas dos a su vez están rodeadas por otras dos de  $Al_yGa_{1-y}As$  llamadas capas "cladding" con índices de refracción menor que el de las barreras. En el GaAs/AlGaAs esta configuración se logra aumentando el contenido de aluminio desde la zona activa hasta las cladding:  $y > x$ . La principal ventaja de la estructura SCH viene dada porque la zona activa puede crecerse con un espesor pequeño sin que aumente mucho la corriente umbral. En esta estructura los portadores se encuentran confinados en la zona activa por las barreras de energía que se forman entre las barreras y dicha capa, mientras que el campo óptico está confinado por el salto en el índice de refracción entre las capas cladding y las barreras.

Modificaciones de la SCH son ampliamente usadas en la actualidad, por ejemplo aumentando gradualmente el contenido de aluminio en las capas confinadoras con la distancia a la zona activa. Esta variante de las SCH se conoce como estructura gradada con confinamiento separado (GRIN-SCH). Estas estructuras tienen ventajas en cuanto a la colección de portadores en la zona activa.

Fue entonces natural tratar de modelar que pasaría si la capa de la zona activa se hacía lo suficientemente fina para obtener la cuantización espacial. El primer trabajo en esta dirección fue el de Esaki [3] en el año 1970.

Con la aparición de las técnicas de MBE y MOCVD se abrieron las posibilidades para el crecimiento de capas muy finas con un excelente control de sus parámetros, así en 1977 [4] se crecen los primeros láseres a pozo cuántico (QW). Si el espesor de la zona activa se reduce hasta valores menores que la longitud de recorrido libre medio de los portadores en el material, comienzan a manifestarse los efectos cuánticos. En GaAs esto ocurre para espesores de la zona activa menores que 300 Å. Estas dimensiones tan reducidas provocan que la densidad de estados sea cuasi bidimensional y escalonada a diferencia de la densidad de estados tridimensional y parabólica que tienen los láseres convencionales o volumétricos (con zonas activas de espesor mayor que 300 Å). El pequeño volumen de la zona activa reduce considerablemente la cantidad de portadores que es necesario inyectar para lograr la condición de transparencia o inversión de población, por lo que con estos dispositivos se han podido disminuir mucho los valores de corriente umbral. El valor más bajo logrado con estos dispositivos es de 0.35 mA [5].

Con el desarrollo alcanzado por las técnicas de crecimiento se hizo posible la construcción de láseres, no solo con un pozo cuántico en la zona activa, sino también con varios pozos cuánticos. Existen dos variantes de láseres con pozos cuánticos múltiples muy difundidas (ver Fig.I.1). La primera (a) es un láser tipo DH cuya zona activa esta formada por varios pozos cuánticos y es conocida como pozos cuánticos múltiples (MQW). La otra variante (b) consiste en una SCH con varios pozos en la zona activa y es conocida como pozos cuánticos múltiples modificados (MMQW). En esta segunda variante la guía de ondas pueden ser SCH solamente o SCH-GRIN. La introducción de pozos cuánticos múltiples mejora el confinamiento de portadores en la zona activa. Una de las ventajas que tienen los MQW y los MMQW es que en ellos pueden obtenerse corrientes umbrales muy pequeñas en láseres muy cortos (longitudes de

decenas de  $\mu\text{m}$ ) a diferencia de los QW [6] donde la  $I_{th}$  aumenta bruscamente cuando se disminuye la longitud de la cavidad resonante. Este aumento ha sido atribuido al incremento del aporte de mecanismos no radiativos que tiene lugar cuando se reduce la longitud del diodo.

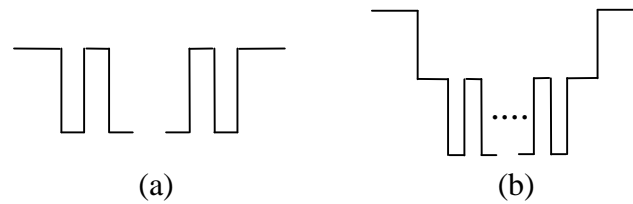


Figura I.1. Estructuras con varios pozos cuánticos. (a) MQW. (b) MMQW

Láseres con longitudes cortas del resonador son utilizados como fuente de luz en los circuitos optoelectrónicos integrados donde se requieren valores de corriente umbral muy pequeños. Otra de las ventajas de los láseres con varios pozos cuánticos es que en ellos se obtiene una buena estabilidad de la corriente umbral con la temperatura.

En los últimos años se ha tratado de introducir el confinamiento en más de una dimensión y se han logrado crecer los llamados alambres cuánticos QWR y las gotas cuánticas QD, también llamados cajas cuánticas QB. Con estos láseres se espera reducir en un orden los valores de corriente umbral. Debido a los altos valores de ganancia y el pequeño volumen de estos dispositivos se debe reducir mucho el valor de la corriente de transparencia (corriente necesaria para lograr la inversión de población). Sin embargo, el pequeño valor del factor de confinamiento provoca que la ganancia modal sea muy pequeña incrementándose la fracción de corriente requerida para compensar las pérdidas ópticas. Actualmente se han podido crecer estas estructuras, y el mejor resultado obtenido en cuanto a corriente umbral en un QWR es de 0.6 mA [7], por lo que aún no han podido estos nuevos láseres superar los excelentes resultados obtenidos en los QW.

Lo usual en el crecimiento de los láseres semiconductores que se comercializan en la actualidad (infrarrojos y rojos) es que los materiales de todas las capas de la estructura tengan la misma constante de la red. Esto limita el rango de longitudes de onda que pueden cubrirse debido a que hay un determinado número de materiales que cumplen este requisito. Gracias al desarrollo alcanzado por las técnicas de crecimiento se han crecido con éxito las llamadas capas tensionadas. Con la posibilidad de variar por separado la energía de la banda prohibida (que

define la longitud de onda de emisión) y la constante de la red es posible acceder a longitudes de onda que no serían alcanzables de otro modo.

Uno de los efectos que introduce la tensión es que se elimina la degeneración de la banda de valencia, por ejemplo subiendo la banda de huecos ligeros por encima de la de huecos pesados. Esto es muy beneficioso para la operación de los láseres semiconductores pues reduce el valor de concentración de portadores a inyectar para alcanzar la inversión de población con lo que se disminuye el valor de corriente umbral. Una disminución de la masa efectiva en la banda de valencia en conjunto con la menor concentración umbral reduce la probabilidad de mecanismos de recombinación no radiativa como la de Auger.

Un ejemplo de láseres tensionados que han sido obtenidos con éxito son los de GaInAs/GaAs con longitud de onda de emisión de 1  $\mu\text{m}$  [8]. Recientemente además se han obtenido láseres que emiten en la región verde azul del espectro en base a compuestos de los grupos II-VI con zonas activas tensionadas de CdZnSe.

## **I.2. Láseres a pozo cuántico y convencionales. Comparación.**

Entre las principales ventajas que tienen los láseres a pozo cuántico está la facilidad de variar la longitud de onda de emisión variando el ancho del pozo. Ahora bien, la ventaja fundamental que tienen los QW es que presentan una relación ganancia-portadores inyectados mayor que la de los láseres convencionales debido a las diferencias entre sus respectivas densidades de estados. Lo anterior implica que en los QW se obtienen menores valores de corriente umbral. Producto de que los portadores inyectados son, en gran medida, los responsables de las pérdidas internas el hecho de que en los láseres a pozo cuántico se requiera un menor nivel de inyección hace que estos sean más eficientes.

Otro aspecto importante es que la separación de las bandas de huecos pesados y ligeros que tiene lugar producto de la cuantización espacial permite obtener un mayor control sobre la polarización óptica que la que se obtiene en los dispositivos convencionales. La ganancia diferencial, ganancia por electrones inyectados, es mayor en los láseres en base a pozos cuánticos múltiples apropiadamente diseñados y conlleva a una mayor velocidad de operación que en el caso de los dispositivos convencionales.



Debido a todas estas ventajas, en la actualidad los láseres semiconductores que se producen son precisamente en base a pozos cuánticos. Otro parámetro que mejora apreciablemente en los QW es la temperatura característica  $T_0$ , quien representa la sensibilidad térmica de la  $I_{th}$ . Esto se debe a la dependencia lineal de la densidad de estados en los QW, en lugar de como  $T^{3/2}$  en los láseres convencionales. Mediciones experimentales de  $T_0$  para los QW han arrojado valores de  $T_0$  entre 250-400 K para el sistema GaAs/AlGaAs [9,10] siendo estos valores mayores que en el caso de los convencionales que tienen un  $T_0 \sim 100$  K.

### I.3. Estados electrónicos en el cristal.

Aunque la determinación de los estados electrónicos en el cristal esta descrito en textos clásicos [11,12] a continuación hacemos un breve resumen para lograr una mejor comprensión del trabajo.

Las funciones de onda para los electrones en la banda de conducción y banda de valencia son halladas a partir de la ecuación de Schrödinger, la que relaciona el Hamiltoniano del sistema  $\hat{H}_o$  de la red cristalina con la energía  $E$  de los electrones. Este puede ser escrito como:

$$\hat{H}_o \Psi = \left[ \frac{\hat{p}^2}{2 \cdot m_o} + V(\vec{r}) \right] \cdot \Psi = E \cdot \Psi \quad (I.1)$$

Donde  $\hat{p}$  es el operador del momento,  $\vec{r}$  es el vector de posición,  $m_o$  es la masa del electrón y  $V(\vec{r})$  es el potencial creado por la red cristalina. Producto de la periodicidad de  $V(\vec{r})$  las soluciones de la ecuación anterior están dadas por las ondas de Bloch [12] de la forma:

$$\Psi = e^{i \cdot \vec{k} \cdot \vec{r}} \cdot u(\vec{k}, \vec{r}) \quad (I.2)$$

Donde  $\vec{k}$  es el vector de onda de los electrones, y  $u$  es la función de onda de Bloch con la propiedad de tener la periodicidad de la red cristalina y que además se repite en sí misma en cada celda unitaria del cristal.

En la definición de soluciones localizadas de (I.1), como es el caso de los pozos cuánticos, es útil considerar combinaciones lineales de las soluciones en ondas de Bloch en (I.2). Usando

una base arbitraria de coeficientes de expansión  $A(k)$ , la función de onda espacialmente localizada puede expresarse según:

$$\Psi = \int A(k) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} u(\vec{k}, \vec{r}) d^3\vec{k} \approx u(0, \vec{r}) \int A(k) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} d^3\vec{k} \equiv F(\vec{r}) \cdot u(\vec{r}) \quad (I.3)$$

La representación anterior de los estados localizados se conoce como aproximación de la función envolvente [13]. En el procedimiento anterior se asume que dentro de una banda de energía, la función de Bloch no varía fuertemente con  $\vec{k}$  (al menos en las proximidades al borde de la banda) y la misma puede ser representada por la función de Bloch en el borde de la banda ( $\vec{k} = 0$ );  $u(0, \vec{r}) = u(\vec{r})$ . Esto nos lleva a sacarla fuera de la expresión y definir la función envolvente  $F(\vec{r})$ . Por tanto nuestra solución aproximada generalizada para una banda de una energía dada, está dada por dos componentes: la función de Bloch para el borde de la banda multiplicada por una función envolvente que varía suavemente.

### I.3.1. Banda de conducción en el pozo cuántico.

Para el cálculo de los niveles electrónicos en la banda de conducción tomaremos en primera aproximación que dicha banda es parabólica para todas las energías. En realidad esto no es así sobre todo para valores altos de energía en el material volumétrico. Con el confinamiento cuántico este efecto es aún más pronunciado [14]. Este tipo de aproximación es comúnmente utilizado para simplificar el cálculo matemático.

Para una banda de energía no degenerada (excluyendo al spin) fue demostrado [13] que se puede obtener una ecuación con masa reducida o tipo Schrödinger para la función envolvente  $F_c$  tal y como fue definida en (I.3). La misma viene dada por:

$$\left( \hat{H}_c + V \right) \cdot F_c = E_c \cdot F_c \quad (I.4)$$

Donde el Hamiltoniano para la banda de conducción viene dado según:

$$\hat{H}_c = -\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_c} \nabla^2 \quad (I.5)$$

El potencial  $V$  es la variación del borde de la banda y la energía total  $E_c$  se mide a partir del fondo de la banda de conducción. El efecto de la periodicidad del potencial de la red viene incluido implícitamente en el valor de la masa efectiva  $m_c$ .

Para un potencial unidimensional que varía a lo largo de la dirección  $z$  de forma que  $V=V(z)$  como muestra la Figura I.2 se puede asumir una función de onda envolvente de la forma:

$$F_c = F_z(z) \cdot e^{i(k_x \cdot x + k_y \cdot y)} \quad (\text{I.6})$$

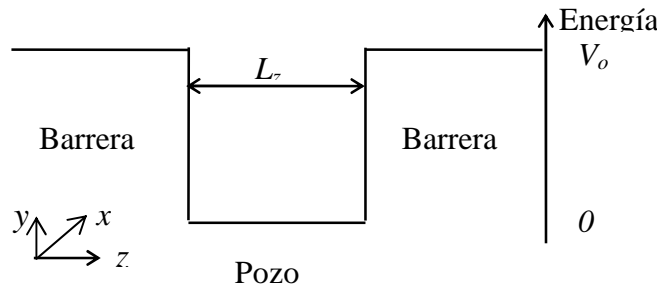


Figura I.2. Diagrama energético para la banda de conducción.

Al sustituir (I.6) en (I.4) tenemos:

$$-\frac{\hbar^2}{2 \cdot m_i} \frac{d^2 F_z}{dz^2} + (V_i) F_z = E_c \cdot F_z \quad (\text{I.7})$$

Donde el índice  $i$  indica la barrera y el pozo. A partir de las soluciones de esta ecuación y las condiciones de frontera para la función de onda envolvente [14], se obtienen las ecuaciones características. Estas ecuaciones características permiten determinar numérica o gráficamente las bandas o niveles de energía. Dichas ecuaciones son de la siguiente forma:

$$\begin{aligned} \tan\left(k_z \cdot \frac{L_z}{2}\right) &= \frac{m_w}{m_b} \frac{\alpha_z}{k_z} & \alpha_z &= \sqrt{\frac{2 \cdot m_b}{\hbar^2} (V_o - E_c)} \\ \text{ctg}\left(k_z \cdot \frac{L_z}{2}\right) &= -\frac{m_w}{m_b} \frac{\alpha_z}{k_z} & k_z &= \sqrt{\frac{2 \cdot m_w}{\hbar^2} E_c} \end{aligned} \quad (\text{I.8})$$

Donde  $m_w$  y  $m_b$  son las masa efectivas de los electrones en el pozo y en la barrera respectivamente. Estas ecuaciones solo pueden ser satisfechas por un número discreto de valores de  $E_c$  que junto a sus correspondientes funciones envolventes  $F_{zn}$  representan las soluciones localizadas del pozo cuántico.

### I.3.2. Banda de valencia en el pozo cuántico.

La banda de valencia, a diferencia de la banda de conducción, está degenerada en energía. Debido a esto, la ecuación de masa efectiva (I.4) debe ser modificada de forma tal que contenga explícitamente la degeneración producto de la interacción entre las bandas de huecos pesados y ligeros. Esto ha sido tratado en [13] donde se obtuvo una ecuación de masa efectiva para cada banda con la inclusión de un término de acople entre ambas ecuaciones. Dichas ecuaciones son las siguientes:

$$\begin{aligned}(\hat{H}_h + V) \cdot F_h + \hat{W}F_l &= E_v \cdot F_h \\(\hat{H}_l + V) \cdot F_l + \hat{W}^+ F_h &= E_v \cdot F_l\end{aligned}\tag{I.9}$$

Donde  $F_{h,l}$  son las funciones envolventes correspondientes a cada banda ( $F_h$  banda de huecos pesados y  $F_l$  banda de huecos ligeros),  $\hat{W}$  es el término de acople y  $\hat{W}^+$  su conjugada Hermítica.

Para el caso de energías cercanas al borde de la banda ( $\vec{k} = 0$ ), que es el que nos interesa, el término de acople desaparece y se tienen dos ecuaciones independientes similares a (I.4).

Por todo lo anterior, tenemos que para el cálculo de los niveles energéticos relacionados a las bandas de los huecos pesados y ligeros se obtienen dos pares de ecuaciones similares a (I.8) en las cuales aparecerán los correspondientes valores de masa efectiva y altura energética de la barrera para cada banda. En los cálculos fueron utilizadas las siguientes relaciones para las masas efectivas en función del contenido de aluminio  $x$ :

$$\begin{aligned}m_c(x) &= (0.0665 + 0.083 \cdot x) \cdot m_o \\m_{hh}(x) &= (0.34 + 0.45 \cdot x) \cdot m_o \\m_{lh}(x) &= (0.094 + 0.086 \cdot x) \cdot m_o\end{aligned}\tag{I.10}$$

La altura de la barreras se define como:

$$\begin{aligned}
\Delta E_c(x) &= Qc \cdot (E_g(x_b) - E_g(x_w)) \\
\Delta E_v(x) &= Qv \cdot (E_g(x_b) - E_g(x_w)) \\
E_g(x) &= (1.4228 + 1.31804 \cdot x) \cdot eV
\end{aligned}
\tag{I.11}$$

Donde  $E_g$  es la energía del mínimo  $\Gamma$  del  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [15],  $x_w$  y  $x_b$  son los contenidos de aluminio de la zona activa (pozo) y de la barrera respectivamente.  $Qc$  ( $Qv$ ) es la fracción de la diferencia entre los gap de las capas de la zona activa y de la barrera correspondiente a la banda de conducción (valencia). Aunque en la literatura existe divergencia en cuanto a ambos valores, en nuestros cálculos tomamos los valores 0.6 y 0.4 para  $Qc$  y  $Qv$  respectivamente, que son los más aceptados actualmente [16].

#### I.4. Densidad de estados.

El pozo cuántico constituye un sistema cuasi bidimensional para el confinamiento de los portadores de carga. En el plano  $(x,y)$  del pozo, el movimiento se mantiene sin restricción alguna; en la dirección  $z$  (ver Figura I.2) dicho movimiento se encuentra confinado. La densidad de estados en tal sistema se obtiene a partir de los niveles energéticos  $E_{n'}$  ( $n'=1,2,3\dots$ ) para la dimensión cuantizada  $z$ , cada uno de ellos formando una sub-banda  $n'$  con respecto a las direcciones del movimiento libre  $x,y$ . La densidad de estados para el caso bidimensional  $D(E')$ ; o sea, los estados posibles por unidad de área y unidad de energía, puede ser escrita como la suma sobre funciones densidad de estado escalonadas para cada sub-banda [17]:

$$D(E') = \sum_{n'} \frac{m_{n'}}{2\pi\hbar^2} \cdot H(E' - E_{n'})
\tag{I.12}$$

Donde  $H$  es la función escalón de Heaviside,  $m_{n'}$  es la masa efectiva de la  $n'$ -ésima sub-banda,  $\hbar$  es la constante de Planck/ $2\pi$ . La energía  $E'$  se mide a partir del borde de la banda del semiconductor volumétrico hacia el interior de la misma (en esta expresión no se tuvo en cuenta la degeneración debido al spin, lo cual se hará más adelante). En la Figura I.3. se muestra la densidad de estados para la banda de conducción correspondiente a un pozo de  $75 \text{ \AA}$

con  $x_w = 0$  y  $x_b = 0.35$ . En dicha gráfica se señalan los niveles energéticos  $E_n$  calculados según el procedimiento descrito anteriormente.

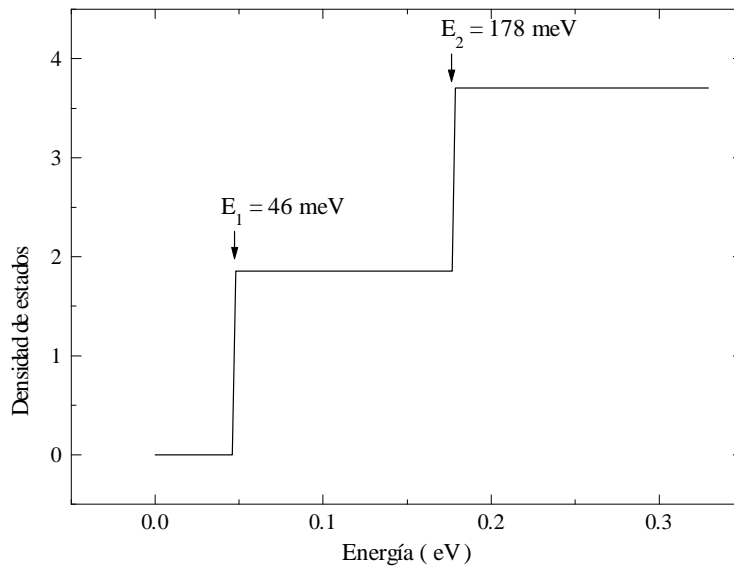


Figura I.3. Densidad de estados ( $\times 10^{25} \text{ eV}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ) para la banda de conducción.

### I.5. Conclusiones.

En este capítulo

- Se presenta un breve resumen de la evolución que han tenido los láseres semiconductores desde su surgimiento; destacándose las tendencias actuales en este tipo de dispositivo.
- Se hace una comparación entre los láseres convencionales y a pozo cuántico en cuanto a sus principales parámetros de operación, resaltándose las ventajas de estos últimos.
- En los Epígrafes I.3, I.3.1, I.3.2 y I.4 se expone brevemente el método de obtención de los niveles electrónicos y la densidad de estados en los QW.

## **CAPÍTULO II. MODELO TEÓRICO.**

*La naturaleza, en su sencilla verdad, es más grande y hermosa que cualquier creación de las manos humanas, que todas las ilusiones del espíritu creado.*

*Robert Mayer*

### **Objetivos.**

- Desarrollar las expresiones matemáticas que permiten calcular los espectros de ganancia en láseres con uno o varios pozos cuánticos. Considerar el ensanchamiento de la ganancia debido a la dispersión así como la modificación que introduce la amplificación del modo transversal eléctrico (TE).
- Confeccionar un programa que permita calcular los principales parámetros de operación en láseres semiconductores a pozo cuántico teniendo en cuenta la influencia de varios mecanismos de pérdida.

## II.1. Corriente umbral.

En nuestro laboratorio durante varios años se ha venido trabajando en la temática de los láseres semiconductores. Sin embargo hasta el momento no se contaba con un programa que permitiera evaluar rigurosamente los parámetros de operación de los láseres a varios pozos cuánticos. Para el cálculo de parámetros como la eficiencia cuántica interna  $\eta_i$  o la eficiencia de conversión  $\eta_c$  es necesario conocer el valor de la corriente umbral de los dispositivos. Por otra parte la variación de  $\eta_i$  y  $\eta_c$  con parámetros de diseño tales como el largo del diodo y el número de pozos en la zona activa está determinada en gran medida por la dependencia de la corriente umbral con los mismos. Todo esto hace imprescindible comenzar los cálculos precisamente por este parámetro.

### II.1.1. Corriente radiativa.

Una de las componentes de la corriente umbral es la corriente radiativa. La corriente radiativa viene dada por la siguiente expresión:

$$I_r(L, N) = \frac{eL_z}{\tau_r} n_{th}(L) N W_s L \quad (\text{II.1})$$

Donde  $L_z$  es el ancho del pozo;  $n_{th}$  es la concentración umbral de un solo pozo;  $N$ , el número de pozos;  $W_s$ , es el ancho del contacto de franja (stripe);  $L$  la longitud de la cavidad resonante y  $\tau_r$  es el tiempo de recombinación radiativa que es del orden de algunos ns.

La  $n_{th}$  representa la cantidad de portadores necesaria para alcanzar la inversión de población y superar las pérdidas ópticas. Las pérdidas ópticas en el dispositivo dependen de las pérdidas internas ( $\alpha_i$ ), la longitud de la cavidad resonante ( $L$ ) y del coeficiente de reflexión de los espejos ( $R$ ). La concentración umbral se determina igualando la ganancia modal  $g_{mod}$  a las pérdidas ópticas:

$$g_{mod}(n) = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (\text{II.2})$$



La ganancia modal es el valor máximo de la ganancia ( $g_{\max}$ ) multiplicado por el factor de confinamiento  $\Gamma^1$ .

Para determinar el máximo de la ganancia hay que calcular el espectro de ganancia en función de la energía para diferentes concentraciones de portadores inyectados. De estos espectros se determinan los valores  $g_{\max}$  para cada concentración.

## II.2. Cálculo de la ganancia máxima.

En el presente modelo se calcula la ganancia láser considerando solamente transiciones banda-banda. Está demostrado que dichas transiciones predominan sobre la recombinación excitónica a temperatura ambiente y altas concentraciones de portadores inyectados [18].

En los cálculos se hacen varias aproximaciones. Para las transiciones entre los estados cuantizados se asumió la conservación del vector de onda ( $\Delta\vec{k}_{(x,y)} = 0$ ) en el plano (x,y) producto de la simetría de traslación en dicho plano. Debido a que las funciones de onda cuantizadas en la dirección vertical  $z$  (dirección de crecimiento) son ortogonales entre sí, el número cuántico vertical  $n'$  se conserva ( $\Delta n' = 0$ ).

Lo asumido anteriormente es razonable ya que los láseres a pozo cuántico son operados a altos niveles de inyección y por lo tanto se pueden despreciar las colas de banda y se conserva la simetría de traslación [19]; los efectos de interacción entre las bandas [20] que violan la regla de selección  $\Delta n' = 0$  no fueron tenidos en cuenta.

El nivel de inyección puede ser representado por los cuasi niveles de Fermi de los electrones y huecos si asumimos que los portadores relajan en sus respectivas bandas inmediatamente después de ser inyectados para alcanzar una distribución de Fermi-Dirac. Esto implica que los tiempos de relajación de los portadores (alrededor de 0.1 ps) son pequeños comparados con los tiempos de recombinación (del orden de los ns) y por lo tanto no hay portadores calientes.

---

<sup>1</sup>Fracción de la intensidad luminosa en la zona activa.

Las capas que conforman la zona activa no se encuentran dopadas, lo que permite imponer la condición de neutralidad eléctrica a través de la cual quedan relacionados los cuasi niveles de Fermi para los electrones y huecos.

Como resultado de la conservación del vector de onda en el plano (x,y) y del número cuántico  $n'$  durante la transición de los electrones desde la banda de conducción hacia la banda de valencia, las densidades de estado de las dos bandas con igual  $n'$  pueden combinarse para formar la densidad de estados reducida. La densidad de estado reducida  $D_r(E)$  describe los dipolos de energía  $E=\hbar\omega$  entre un electrón y su respectivo hueco [14]. Esta densidad de estados viene dada por una expresión similar a I.12 donde se sustituye  $m_n$  por la masa efectiva reducida que viene dada por:

$$m_{r,j} = \frac{m_c \cdot m_{v,j}}{m_c + m_{v,j}} \quad (\text{II.3})$$

Entonces la densidad de estados reducida queda:

$$D_r(E) = \sum_{j,n'} \frac{m_{r,j}}{2\pi\hbar^2} \cdot H(E - E_{g,jn'}) \quad j = h, l \quad n' = 1, 2, \dots \quad (\text{a}) \quad (\text{II.4})$$

$$E_{g,jn'} = E_g + E_{c,n'} + E_{v,jn'} \quad (\text{b})$$

donde el índice  $j$  representa los huecos pesados ( $h$ ) y ligeros ( $l$ );  $E_{g,jn'}$  es la diferencia energética entre los pares de sub-bandas  $en'-hjn'$  (ver Figura II.1).  $E_{c,n'}$  son los niveles energéticos para la banda de conducción y  $E_{v,jn'}$  son los respectivos a la banda de valencia ( $E_{v,hn'}$  para los huecos pesados y  $E_{v,ln'}$  para los huecos ligeros). La densidad de estados volumétrica se obtiene dividiendo la expresión (II.4 (a)) por el ancho del pozo  $L_z$ :

$$\rho_r(E) = \frac{D_r(E)}{L_z} = \sum_{j,n'} \rho_{r,jn'} = \sum_{j,n'} \frac{m_{r,j}}{2\pi\hbar^2 L_z} \cdot H(E - E_{g,jn'}) \quad (\text{II.5})$$

Teniendo en cuenta todos los pares de sub-bandas  $en'-hjn'$  sumando sobre  $j$  y  $n'$ , el espectro de ganancia puede ser calculado a partir de la siguiente expresión [21]:

$$g(E, n) = g_o(E) |M_b|^2 \left| \sum_{j,n'} \rho_{r,jn'}(E) [f_c(n) - f_v(n)] \right|_{E, jn'} \quad (\text{II.6})$$

$$g_o(E) = \frac{\pi\hbar e^2}{m_o^2 n_{eq} E c \epsilon_o}$$

$M_b$  es el elemento matricial promedio del dipolo de las transiciones (independiente de la energía) en el semiconductor volumétrico (aquí incluimos la degeneración del spin). Teniendo en cuenta [22] resulta:

$$|M_b|^2 = 2\xi m_o E_g \tag{II.7}$$

Los parámetros que aparecen en las expresiones (II.6) y (II.7) son:  $n$ , la concentración de portadores inyectados;  $e$ , es la carga de electrón;  $c$  la velocidad de la luz en el vacío;  $\epsilon_o$  la permitividad del vacío;  $n_{eq}$  es el índice de refracción equivalente del modo óptico que se propaga e igual a 3.6 en este caso [23];  $\xi$  es un factor que se introduce para simplificar [22] que en el GaAs es igual a 2.66.

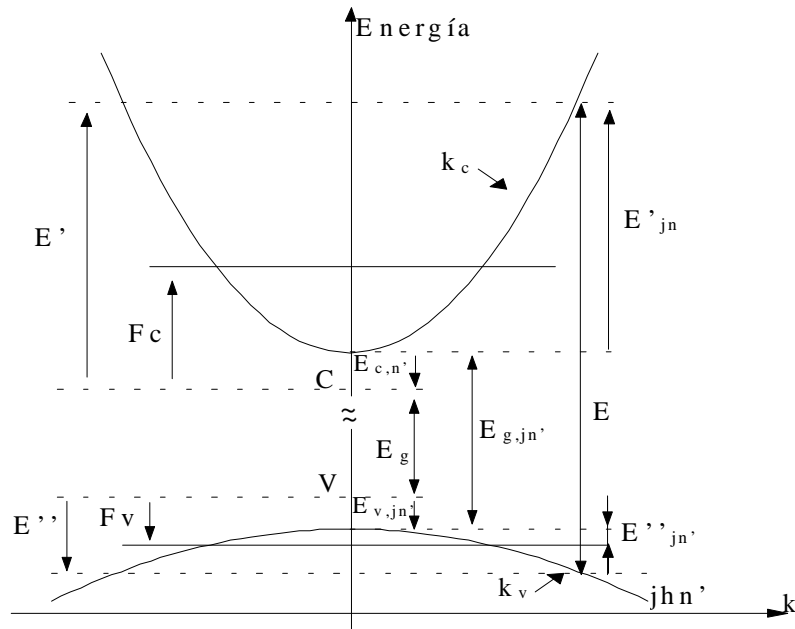


Figura II.1. Diagrama de energía para un par de sub-bandas  $n'$  en la aproximación de banda parabólica.

Las funciones de Fermi-Dirac  $f_c(n)$  y  $f_v(n)$  tienen que ser evaluadas para la combinación de sub-bandas (conducción-valencia) apropiadas a una energía de separación  $E$  bajo la condición de igual  $k_{(x,y)}$ :

$$k_c(E'_{jn'}) = k_v(E''_{jv}) \tag{regla de selección para k} \tag{II.8}$$

con los respectivos cuasi niveles de Fermi fijos producto de la concentración inyectada. El procedimiento está representado en la Figura II.1. Las energías:

$$\begin{aligned} E'_{jn'} &= (E - E_{g,jn'}) \cdot \frac{m_{r,j}}{m_c} \\ E''_{jn'} &= (E - E_{g,jn'}) \cdot \frac{m_{r,j}}{m_{v,j}} \end{aligned} \quad (\text{II.9})$$

están medidas positivas hacia el interior de las bandas de conducción y de valencia respectivamente y por conservación de la energía satisfacen la siguiente relación:

$$E = E_{g,jn'} + E'_{jn'} + E''_{jn'} \quad (\text{II.10})$$

De este modo:

$$\begin{aligned} f_c(n)|_{E,jn'} &= \left( 1 + \text{Exp} \left( \frac{E'_{jn'} + E_{c,n'} - F_c}{k_B T} \right) \right)^{-1} \\ f_v(n)|_{E,jn'} &= \left( 1 + \text{Exp} \left( -\frac{E''_{jn'} + E_{v,jn'} - F_v}{k_B T} \right) \right)^{-1} \end{aligned} \quad (\text{II.11})$$

donde  $F_c$  y  $F_v$  son los cuasi niveles de Fermi medidos positivos hacia el interior de las bandas;  $k_B$  es la contante de Boltzmann ;  $T$  es la temperatura y  $E_{c,n'}$ ,  $E_{v,jn'}$  son los niveles energéticos para la banda de conducción y la banda de valencia respectivamente ( $j=h$  huecos pesados,  $j=l$  huecos ligeros).

### II.3. Determinación de la posición de los cuasi niveles de Fermi.

Para determinar la posición de los cuasi niveles de Fermi en la zona activa se tuvo en cuenta la contribución de cada uno de los mínimos de la banda de conducción así como las dos bandas de huecos. Se consideraron cuantizados el mínimo  $\Gamma$  y las dos bandas de huecos. La concentración en el mínimo  $\Gamma$  viene dada por:

$$n_\Gamma = \frac{m_\Gamma k_B T}{\pi \hbar^2 L_z} \sum_{n'} \ln \left\{ 1 + \text{Exp} \left( -\frac{E_{c,n'} - F_c}{k_B T} \right) \right\} \quad (\text{II.12})$$

Para los huecos las expresiones para  $p_h$  y  $p_l$  son similares a (II.12). En el caso de los mínimos X y L (no cuantizados) la expresión para determinar la concentración es:

$$n_i = 2 \left[ \frac{2\pi m_i k_B T}{h^2} \right]^{3/2} \mathfrak{F}_{1/2}(\eta) \quad \text{donde} \quad \eta = \frac{F_c - E_i}{k_B T} \quad (\text{II.13})$$

donde el subíndice  $i$  representa al mínimo X o al L y  $\mathfrak{F}_{1/2}(\eta)$  es la integral de Fermi de orden  $1/2$ . Para calcular  $\mathfrak{F}_{1/2}(\eta)$  se utilizaron las aproximaciones para los casos degenerados y no degenerado que aparecen en [24]. Ambas aproximaciones se muestran a continuación con sus respectivos errores:

Caso no degenerado:

$$\mathfrak{F}_{1/2}(\eta) \approx \frac{e^\eta}{1 + 0.27e^\eta} \quad \eta < 1.3 \quad e_r = \pm 3 \% \quad (\text{II.14})$$

Caso degenerado:

$$\mathfrak{F}_{1/2}(\eta) \approx \frac{4}{3\pi^{1/2}} \eta^{3/2} \left[ 1 + \frac{\pi^2}{8} \eta^{-2} \right] \quad \eta > 1.3 \quad e_r = \pm 2 \%$$

Imponiendo la condición de neutralidad eléctrica:

$$n = n_T + n_L + n_X = p_h + p_l = p \quad (\text{II.15})$$

podemos por inversión numérica, determinar la posición energética de los cuasi niveles de Fermi en función de la concentración de portadores inyectados.

#### II.4. Ensanchamiento de la ganancia.

La conservación del vector de onda  $k$  prohíbe la emisión espontánea para energías menores que el gap, este resultado es inconsistente con lo que se observa experimentalmente. Para explicar la aparición de colas de bajas energías en los espectros de emisión, han sido propuestos dos modelos: El primero es el modelo de cola de banda [19] el cual asume la existencia de una distribución continua de estados localizados por debajo del gap ocasionando una violación de la conservación del vector de onda. Las bases de este modelo son los apantallamientos causados por impurezas y huecos en la zona activa así como también los efectos excitónicos. El segundo modelo es el de relajación intrabanda de los portadores [25] el cual plantea la

existencia de un ensanchamiento en los estados energéticos debido a la dispersión que sufren los portadores. Dicho modelo considera la dispersión electrón-electrón, electrón-fonón y electrón-impureza. Puesto que la velocidad de dispersión es muy alta (tiempos de dispersión  $< 1$  ps) el modelo asume que los portadores son indistinguibles y que están caracterizados por un tiempo característico ( $\tau_{in}$ ) denominado tiempo de dispersión intrabanda o de relajación. Este tiempo es igual para todos los portadores de ahí que se asuma un ensanchamiento homogéneo. Haciendo uso de las relaciones de incertidumbre podemos determinar el ensanchamiento energético provocado por tales fenómenos de dispersión a través de la expresión:  $\delta E_{in} = \frac{\hbar}{\tau_{in}}$

Dicho modelo explica muy bien los efectos de ensanchamiento en los láseres QW por lo cual es el más usado en los cálculos de ganancia [26,27] y es el que usaremos en nuestros cálculos.

En este modelo el ensanchamiento está descrito por una forma de línea Lorentziana:

$$L(E - \hat{E}) = \frac{\delta E_{in} / \pi}{\left( (E - \hat{E})^2 + \delta E_{in}^2 \right)^2} \quad (\delta E_{in} \ll E) \quad (II.16)$$

Entonces para tener en cuenta la dispersión que sufren los portadores, al calcular el espectro de ganancia es necesario hacer una convolución de la ganancia. Es decir, multiplicar la expresión (II.6) por el factor de ensanchamiento Lorentziano e integrar desde  $-\infty$  a  $\infty$ . En realidad la integración se realiza entre límites prácticos (desde el gap de cada sub-banda hasta el gap de la barrera):

$$g(E, n) = |M_b|^2 \sum_{j, n'} \int_{E_{g, jn'}}^{E_{g, b}} g_o(\hat{E}) \rho_{r, jn'}(\hat{E}) [f_c(n) - f_v(n)]_{\hat{E}, jn'} L(E - \hat{E}) d\hat{E} \quad (II.17)$$

Un punto de interés a señalar es que el hecho de usar un tiempo de dispersión promedio para modelar los procesos de relajación provoca que la ganancia calculada sea negativa en la zona de bajas energías cercanas al gap. Esta ganancia negativa o región de absorción, obviamente no natural, ha sido atribuida a la débil convergencia del factor Lorentziano [28] con las inherentes dificultades en la integración de la expresión (II.17).

Para evitar la débil convergencia de la integral hay autores que proponen usar un tiempo de relajación dependiente de la energía [28] y de la concentración [29] y otros proponen usar un

factor de línea de tipo Gaussiano [30]. En nuestro caso hicimos uso de la propuesta hecha por Bastard [31] de tomar una función aproximada de la densidad de estados que contenga implícitamente los efectos de dispersión (densidad de estados continua):

$$\rho_{r,jn'}^c(E) = \frac{m_{r,j}}{2\pi\hbar^2 L_z} \cdot \left\{ \frac{1}{\pi} \left( \frac{\pi}{2} + \text{atan} \left( \frac{E - E_{g,jn'}}{\delta E_{in}} \right) \right) \right\} \quad (\text{II.18})$$

En la Figura II.2 se comparan las densidades de estado dadas por las expresiones (II.5) (curva escalonada) y la (II.18), esta última graficada para varios valores de  $\tau_{in}$  ( $\infty$ , 1 ps, 0.5 ps y 0.1 ps). La expresión (II.18) evaluada en  $\tau_{in}=\infty$  o sea, cuando no se considera la dispersión y la (II.5) coinciden por lo que solo se observa una curva escalonada en la figura. En dicha figura se observa como el hecho de tener en cuenta los fenómenos de relajación hace menos abruptas las transiciones de una energía de emisión a otra. Se muestra además la posición energética de las transiciones.

Al hacer uso de la densidad de estados continua en la expresión (II.6) no es necesario hacer la convolución de la ganancia lo que simplifica grandemente los cálculos. El valor del tiempo de relajación usado en nuestros cálculos fue de 0.1 ps, valor generalmente aceptado para el GaAs [14]. Es importante señalar que esta forma de resolver el problema da resultados similares al del cálculo a través de la Lorentziana. Por ejemplo, el cálculo del máximo de ganancia (para un pozo igual al que se muestra en la Figura II.2 y una concentración de  $3.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ( $\sim 200 \text{ A/cm}^2$ )) usando la expresión (II.17) dio  $1395 \text{ cm}^{-1}$  y según la expresión (II.18) dio  $1294 \text{ cm}^{-1}$  lo que implica una diferencia menor que un 10 %, mientras que el máximo se corrió solo 5 meV hacia energías mayores.

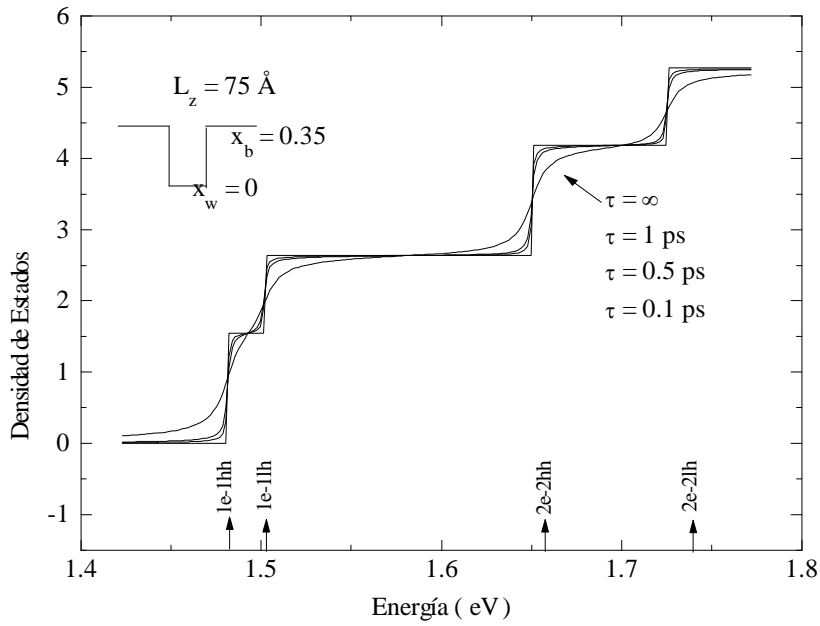


Figura II.2. Densidad de estados reducida ( $\times 10^{25} \text{ eV}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ) usando las expresiones (II.5) y (II.18) para diferentes tiempos de relajación.

En la Figura II.3 se presentan los espectros de ganancia para distintos valores de concentración de portadores  $n$ . Para cada  $n$  se grafican los espectros obtenidos utilizando las densidades de estados dadas por las expresiones (II.5) y (II.18) con  $\tau_{in} = 0.1 \text{ ps}$ . Como se ve, el hecho de tener en cuenta los efectos de relajación a través de un  $\tau_{in}$  reduce el valor máximo de la ganancia ensanchándose el espectro. Por otra parte la inclusión de un  $\tau_{in}$  provoca un corrimiento del máximo de ganancia hacia energías mayores cuando aumenta la concentración de portadores inyectados.

En dicha figura también se muestran las energías correspondientes a las transiciones desde la banda de conducción (e) hacia las bandas de huecos (hh huecos pesados, lh huecos ligeros). Como se observa, para una concentración de  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  la transición que predomina es la transición del primer nivel de los electrones al primer nivel de los huecos pesados (1e-1hh), ya para una concentración igual al doble de la anterior la transición que predomina es la 1e-1lh. No es sino hasta valores de concentración del orden de  $21 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  que comienzan a predominar las transiciones desde el segundo nivel (2e-2hh).



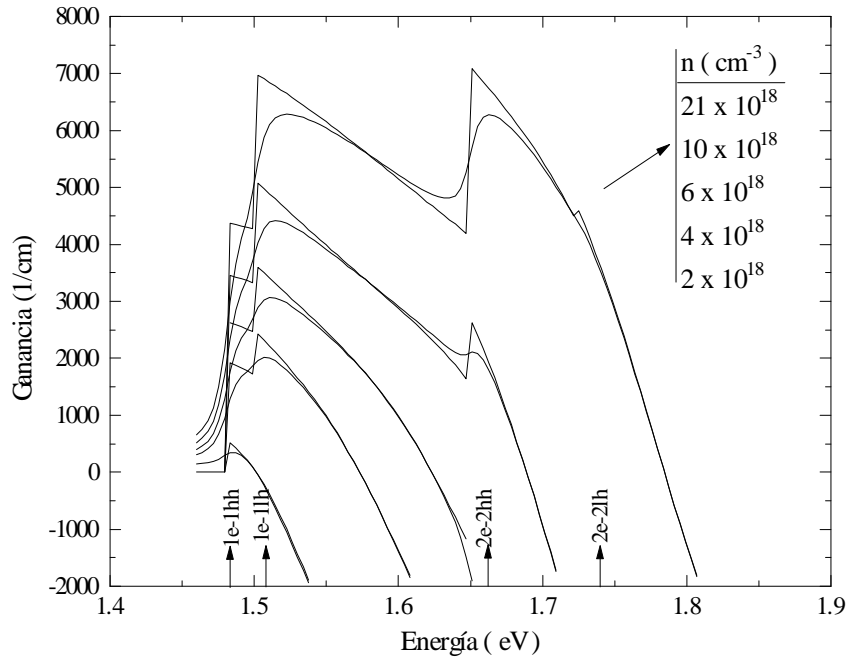


Figura II.3. Espectros de ganancia vs energía de los fotones emitidos.

## II.5. Amplificación del modo TE del elemento matricial.

La consideración de ondas planas para las funciones envolventes conlleva a que las transiciones ópticas estimuladas dependan de la polarización de la onda electromagnética que se propaga en la zona activa [14]. Esto implica una modificación al elemento matricial de la transición, el cual pasa a depender de la energía de las transiciones. Este nuevo elemento de la matriz de transición del QW puede ser relacionado con el elemento matricial del material volumétrico a través de la siguiente relación [14]:

$$\left| M_{jn'}(E) \right|^2 = \mu_{jn'}(E) \cdot \left| M_b \right|^2 \quad (\text{II.19})$$

donde  $\mu_{jn'}(E)$  es el factor de anisotropía para cada par de sub-bandas  $en'-hjn'$  dependiente de la polarización. Como la condición de retroalimentación para que ocurra el efecto láser selecciona el modo TE sobre el TM [23] en (II.19) hemos tomado el factor de anisotropía que produce una amplificación de la fortaleza del oscilador para la polarización TE. Por lo tanto la polarización

TM no será considerada en nuestros cálculos. Los factores de anisotropía para la polarización TE para las transiciones e-hh y e-lh son [14]:

$$\mu_{jn'}(E) = \begin{cases} \frac{3}{4} \left[ 1 + \frac{E_{c,n'} + E_{v,hn'}}{E - E_g} \right] & j = h \\ \frac{1}{4} \left[ 5 - 3 \frac{E_{c,n'} + E_{v,ln'}}{E - E_g} \right] & j = l \end{cases} \quad (\text{II.20})$$

La ganancia teniendo en cuenta la modificación realizada al elemento matricial dado por (II.19) y las expresiones (II.6) y (II.18) finalmente queda:

$$g(E, n) = |M_b|^2 \sum_{j,n'} g_o(E) \mu_{jn'}(E) \rho_{jn'}^c(E) [f_c(n) - f_v(n)]_{E, jn'} \quad (\text{II.21})$$

En la Figura II.4 se muestran los espectros calculados para los 3 casos: a) sin tener en cuenta el ensanchamiento ni la amplificación TE, b) teniendo en cuenta solamente el ensanchamiento y c) teniendo en cuenta ambos fenómenos. Como se puede observar, la reducción del máximo de la ganancia debido al ensanchamiento homogéneo es compensada por la amplificación del modo TE. Esto demuestra que un cálculo riguroso de la ganancia debe hacerse teniendo en cuenta ambos fenómenos.

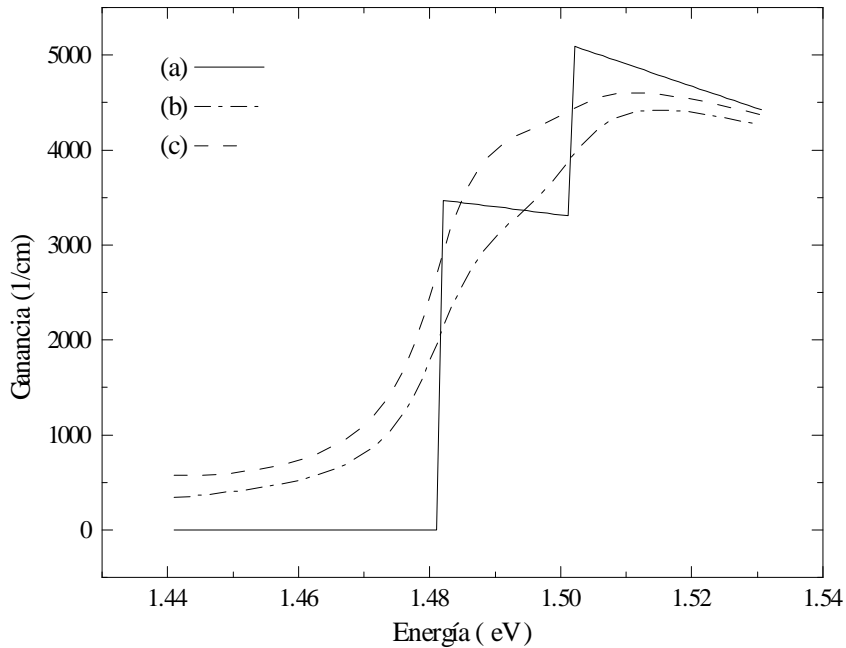


Figura II.4. Espectro de ganancia en función de la energía de los fotones emitidos.

Todo el análisis anterior fue desarrollado para el caso de una estructura con un solo pozo. En el caso de que la zona activa este compuesta por varios pozos cuánticos hay que tener en cuenta en los cálculos la altura y el espesor de las barreras. Si las barreras son suficientemente finas o su altura no es muy alta, ocurre un acoplamiento entre los pozos. Por el contrario, si las barreras son anchas o lo suficientemente altas no existirá acoplamiento entre los pozos. Si bien el acoplamiento favorece una inyección homogénea en todos los pozos, cuando este efecto es muy fuerte conlleva a la disminución del carácter bidimensional del sistema. Por otro lado si los pozos permanecen desacoplados se necesita un mayor nivel de inyección para lograr un llenado de todos los pozos. Por todo esto existe un compromiso entre el ancho del pozo, el ancho de las barreras y la altura de las mismas para obtener el efecto deseado. En el caso de los láseres lo que se desea es tener los menores valores de corriente umbral posibles. Experimentalmente se tiene que en el sistema GaAs/AlGaAs [32] los valores óptimos para obtener menores corrientes umbral corresponden a pozos con espesores  $\geq 100 \text{ \AA}$  y  $\geq 30 \text{ \AA}$  para las barreras, mientras que el valor óptimo de la altura de las barreras se corresponde con un contenido de aluminio en la misma de  $x \sim 0.19$ .

En nuestros cálculos consideraremos que el acoplamiento de los pozos es débil, de forma tal que no exista modificación alguna a la densidad de estados y se puedan tratar como pozos independientes.

En la Figura II.5 se presenta un gráfico de ganancia modal en función del nivel de concentración inyectado para un pozo como el de la Figura II.2. El factor de confinamiento está afectado por el número de pozos ( $N$ ) de la zona activa. En el caso de la estructura con varios pozos cuánticos con  $N < 20$  se tiene que  $\Gamma(N) = \Gamma_w N$ , donde  $\Gamma_w$  es el factor de confinamiento de la estructura con un solo pozo [33].

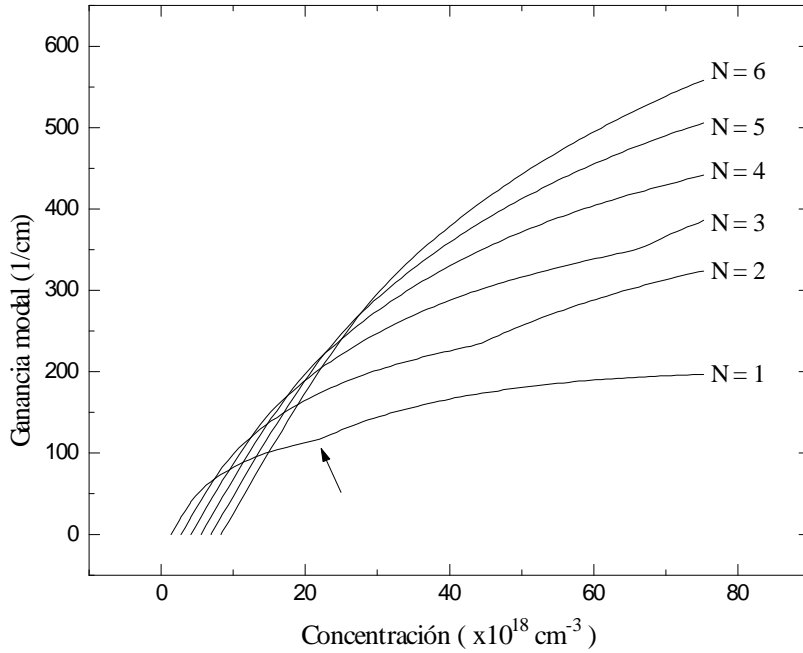


Figura II.5. Ganancia modal vs concentración para diferentes números de pozos.

En la Figura II.5 se puede apreciar que el comportamiento de la ganancia con la concentración de portadores responde a una relación logarítmica [34] aunque se puede aproximar a una recta, en cierto intervalo de concentraciones, a medida que se aumenta el número de pozos. Otro aspecto a señalar es el cambio en la pendiente de la ganancia modal (señalado con un flecha) para una concentración de alrededor de  $21 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  lo que se corresponde con el cambio de las transiciones al segundo nivel visto anteriormente.

Después de calcular la ganancia modal (Fig. II.5) y con la condición (II.2) se obtiene la concentración umbral a partir de la cual se calcula la corriente radiativa. En la Figura II.6 se muestra la corriente radiativa en función de la longitud del diodo ( $L$ ). Los cálculos fueron hechos para un MMQW con  $L_z = 105 \text{ \AA}$ ,  $L_b = 50 \text{ \AA}$ ,  $x_w = 0$ ,  $x_b = 0.2$ ,  $x_c = 0.5$ ,  $\alpha = 5 \text{ cm}^{-1}$  y  $\Gamma_w = 0.03$ . En la figura se comparan los resultados para 1, 3 y 6 pozos en la zona activa.

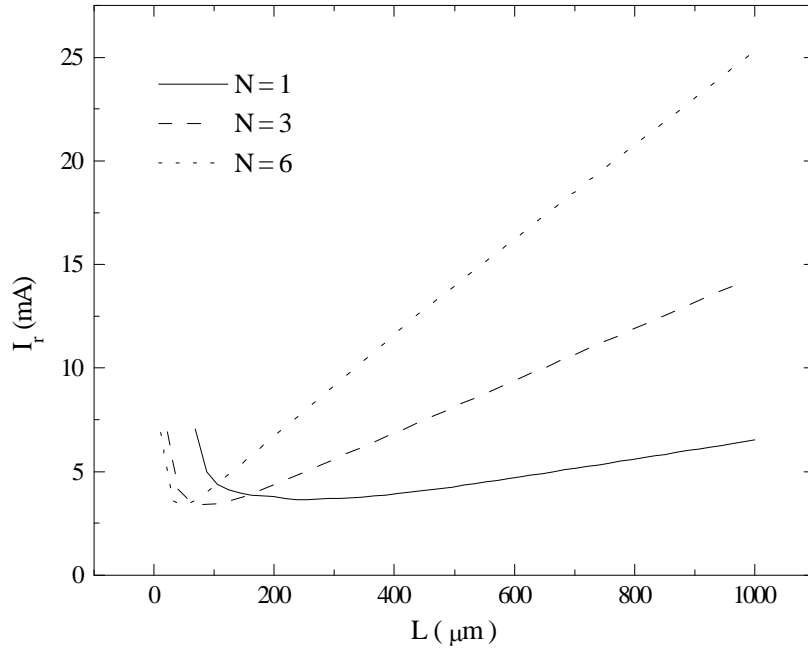


Figura II.6. Corriente radiativa vs longitud de la cavidad.

Como se observa en la figura, para valores de  $L$  mayores que  $200 \mu\text{m}$  la corriente radiativa es menor para la estructura con  $N = 1$ . Por debajo de las  $200 \mu\text{m}$  la  $I_{rad}$  disminuye ligeramente con el aumento del número de pozos. Este resultado coincide con lo reportado en este tipo de estructuras [14].

## II.6 Cálculo de las corrientes debidas a procesos de recombinación no radiativos.

Además de la corriente radiativa (II.1) existen mecanismos de pérdida que contribuyen al valor total de la corriente umbral. En este trabajo, basados en cálculos previamente realizados para este tipo de estructuras [9,35], consideraremos 4 de estos mecanismos: la corriente debida a la recombinación no radiativa desde los mínimos X y L de la banda de conducción, la corriente debida a la recombinación no radiativa en las intercaras, la corriente de fuga y la corriente debida a la recombinación no radiativa de Auger. Todos los cálculos se hicieron para un MMQW con  $L_z = 105 \text{ \AA}$ ,  $L_b = 50 \text{ \AA}$ ,  $x_w = 0$ ,  $x_b = 0.2$ ,  $x_c = 0.5$ ,  $\alpha = 5 \text{ cm}^{-1}$  y  $\Gamma_w = 0.03$ .

### II.6.1. Corriente debida a la recombinación no radiativa desde los mínimos X y L de la banda de conducción.

Aquí vamos a considerar la corriente adicional originada por la recombinación no radiativa de los portadores que se encuentran en los mínimos X y L de la banda de conducción del material de la zona activa. En el caso de  $N$  pozos esta corriente se calcula por la siguiente relación:

$$I_{nr}(L, N) = I_r(L, 1) \frac{n_X + n_L}{n_\Gamma} N \quad (\text{II.22})$$

donde  $I_r(L, 1)$  es la corriente radiativa de un solo pozo y  $n_X$ ,  $n_L$ ,  $n_\Gamma$  son las concentraciones en los mínimos X, L y  $\Gamma$  respectivamente. Las concentraciones se calculan a partir de las expresiones (II.12) y (II.13).

En la Figura II.7 se presenta la  $I_{nr}$  en función de  $L$ . Al igual que en el epígrafe anterior se comparan los resultados para distintos números de pozos en la zona activa.

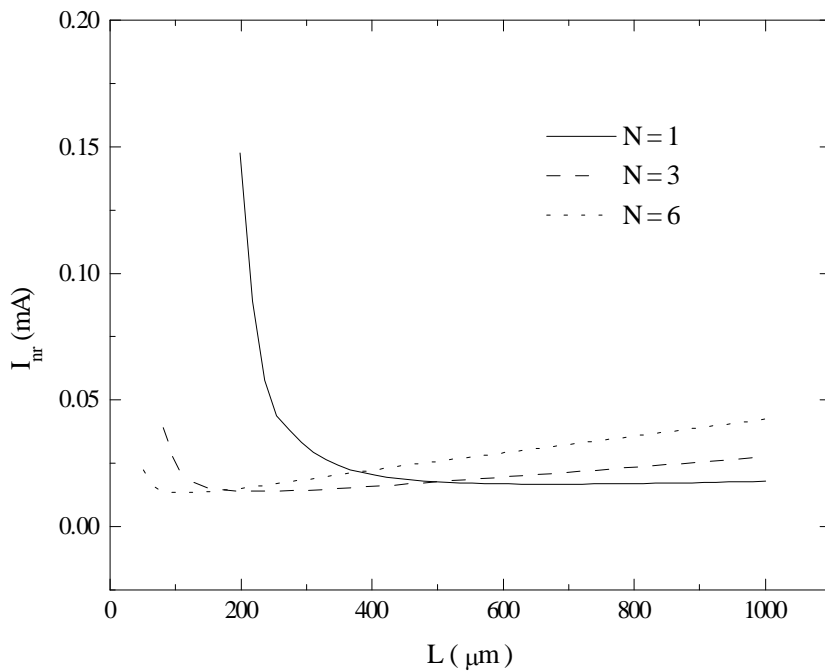


Figura II.7. Corriente no radiativa vs longitud de la cavidad.

En el caso de un solo pozo se observa un brusco incremento de esta corriente para longitudes menores que  $300 \mu\text{m}$ . Este efecto es mucho menor a medida que se aumenta el número de

pozos. Sin embargo como se observa del eje de la corriente esta es despreciable en todos los casos si se compara con la corriente radiativa.

### II.6.2. Corriente debida a la recombinación no radiativa de Auger.

La corriente producto a la recombinación no radiativa de Auger, o simplemente corriente Auger, representa a los portadores que participan en el efecto Auger. En el efecto Auger, la energía liberada por el electrón que recombina es absorbida por otro electrón (o hueco) el cual la disipa a través de la emisión de fonones. Así, esta interacción entre tres partículas resulta en la no emisión de fotones. La corriente asociada a este tipo de recombinación viene dada por [36]:

$$I_a(L, N) = NL_z e C_a n_{th}(L)^3 W_s L \quad (II.23)$$

$$C_a = 4.22 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1} \quad (T = 300K)$$

Es necesario aclarar que como el coeficiente  $C_a$  es el promedio de la contribución de los diferentes mecanismos Auger [37], este cálculo representa solo un estimado de esta corriente.

La Figura II.8 muestra los cálculos para la corriente de Auger para láseres con varios pozos.

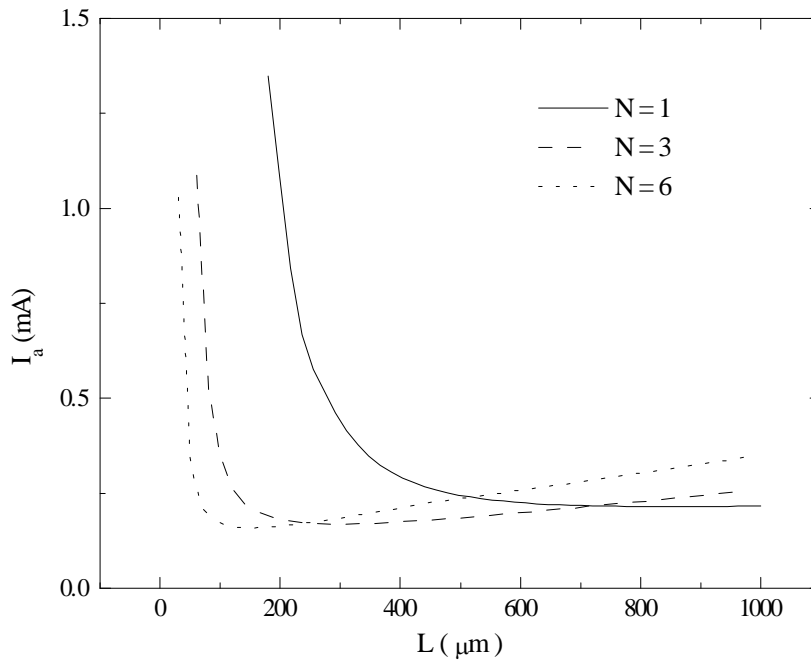


Figura II.8. Corriente Auger vs longitud del diodo.

Como se observa de la figura, la corriente Auger también tiene una fuerte dependencia con la longitud del diodo para  $L$  menores que  $300 \mu\text{m}$  independientemente del número de pozos de la estructura. Al igual que en los casos anteriores la longitud a la que se obtiene la menor corriente Auger disminuye a medida que aumenta el número de pozos.

### II.6.3. Corriente debida a la recombinación no radiativa en las intercaras.

La recombinación no radiativa en el QW debida a la existencia de defectos puede ser significativa inclusive a bajos niveles de inyección, dependiendo del número de centros de recombinación no radiativa (defectos) que pueden ser generados durante el proceso de crecimiento. Estos defectos se concentran fundamentalmente en las intercaras de la estructura, por lo que vamos a caracterizar a estos procesos a través de una velocidad de recombinación en las intercaras  $v_s$ . Dicha velocidad representa la cantidad de defectos presentes en las intercaras, tiene dimensiones de  $\text{cm/s}$  y se determina a partir de mediciones de fotoluminiscencia resuelta en el tiempo. Hay que señalar que en el caso de los láseres con varios pozos cuánticos producto



a las múltiples intercaras, este fenómeno es de gran importancia por lo que es de sumo interés lograr heteroestructuras con un valor de  $v_s$  lo menor posible.

Usualmente el cálculo de la corriente asociada a este mecanismo se hace tomando un valor de velocidad de recombinación que se mide experimentalmente y que para las intercaras GaAs/AlGaAs toma valores entre 30 cm/s y 300 cm/s [38]. En nuestros cálculos  $v_s$  fue tomada como parámetro de ajuste. Asumiendo iguales velocidades de recombinación en todas las intercaras la corriente debido a este mecanismo viene dada por:

$$I_{rs}(L, N) = 2Nen_{th}(L)v_sW_sL \quad (\text{II.24})$$

En la Figura II.9 se muestra el cálculo de la corriente producto a la recombinación en las intercaras según la expresión (II.24). En este cálculo se tomó una velocidad de recombinación típica de 100 cm/s. Como era de esperar el aporte de esta corriente es mayor a medida que aumenta el número de pozos en la estructura.

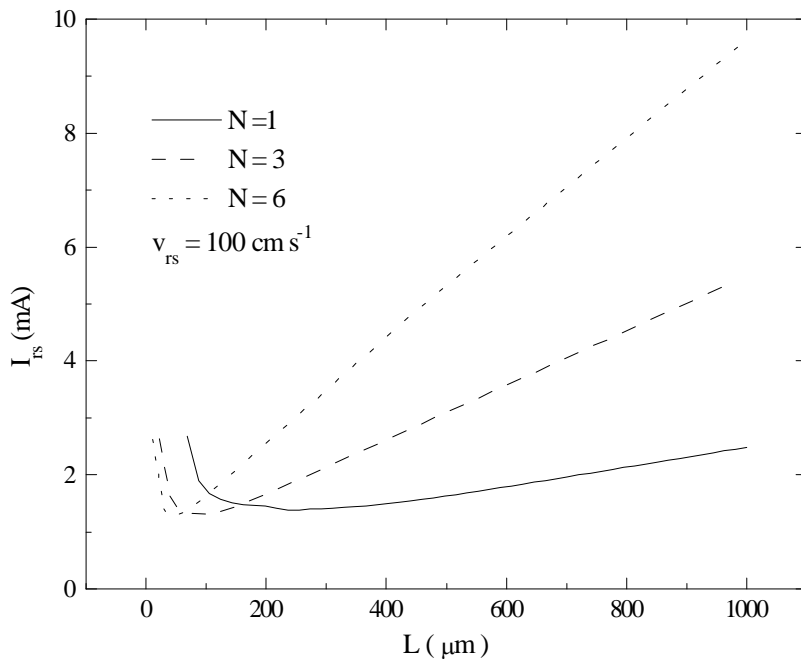


Figura II.9. Corriente de recombinación superficial vs longitud del diodo.

#### II.6.4. Corriente de fuga.

La corriente de fuga (o difusión) representa la cantidad de portadores no confinados por las barreras de potencial que se fugan o escapan de la zona activa hacia las capas “cladding”. La corriente de fuga de electrones fue calculada de la misma manera que en la Ref. 23. La concentración de portadores en la capa “cladding” se asume en equilibrio térmico con los portadores en el pozo. Para calcular la concentración de los portadores que se fugan se asumió que el cuasi nivel de Fermi para las bandas de la “cladding” era igual al del pozo. La corriente de fuga viene dada por:

$$I_{lk}(L, N) = \sum_i \frac{n_i^+(L, N) e D_n}{L_n \tanh\left(\frac{s}{L_n}\right)} W_s L \quad (\text{II.25})$$

Donde el subíndice  $i$  toma en cuenta los tres mínimos de la banda de conducción de la capa “cladding”;  $n_i^+$  representa la concentración de portadores que se fugan hacia cada uno de los mínimos respectivamente;  $D_n$  y  $L_n$  son el coeficiente de difusión y la longitud de difusión de los electrones en la “cladding” y  $s$  es la distancia de la zona activa a la capa de contacto tipo  $p$ .

En la Figura II.10 se presenta la corriente de fuga calculada en función de la longitud para varios pozos.

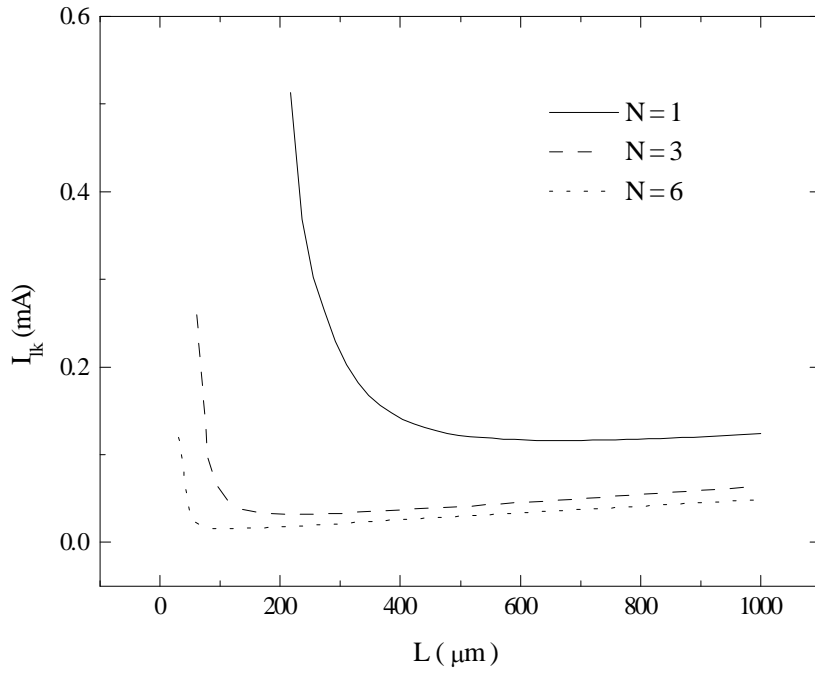


Figura II.10. Corriente de fuga vs longitud de la cavidad.

A diferencia de lo observado en los gráficos anteriores, la corriente de fuga disminuye a medida que aumenta el número de pozos en la zona activa. Esto se cumple en todo el rango de longitud del diodo y constituye una de las principales ventajas de los láseres a pozos cuánticos múltiples.

La corriente total en el dispositivo viene dada por la suma de cada uno de los mecanismos analizados anteriormente:

$$I_{th}(L, N) = I_r(L, N) + I_{nr}(L, N) + I_a(L, N) + I_{rs}(L, N) + I_{lk}(L) \quad (\text{II.26})$$

La corriente total calculada se presenta en la Figura II.11.

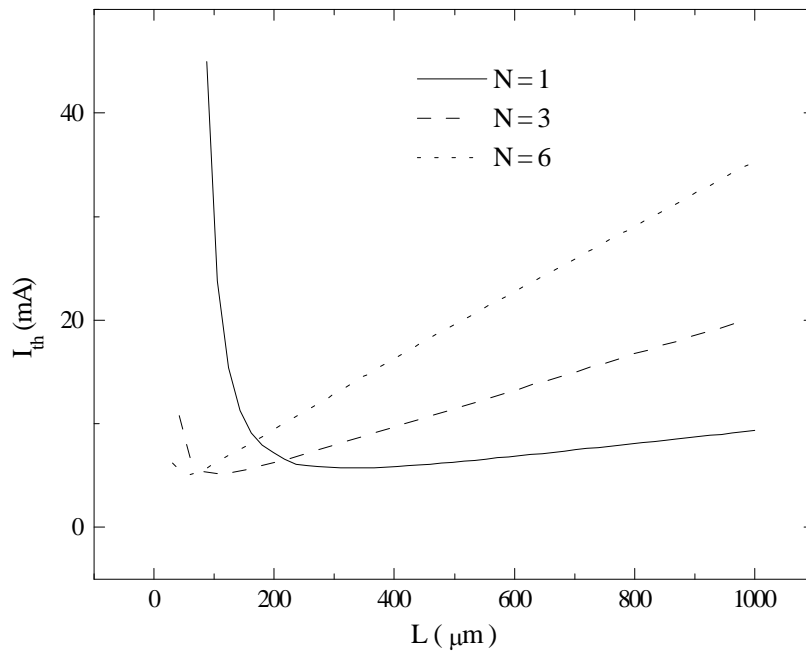


Figura II.11. Corriente umbral vs longitud del diodo.

En la figura se observa que la corriente umbral en el caso de  $N = 1$ , aumenta bruscamente con la disminución de la longitud lo que coincide con lo reportado en [6]. Con el aumento del número de pozos se logran reducir los valores de corriente umbral para diodos cortos, obteniéndose valores comparables con los que se alcanzan para diodos largos con  $N = 1$ . En el caso de  $N = 3$  el valor de corriente umbral mínima es de 5.2 mA para una longitud de 100  $\mu\text{m}$  mientras que para  $N = 6$   $I_{th}$  es igual a 5 mA para una longitud de 50  $\mu\text{m}$ .

En el Apéndice A se anexa el programa desarrollado en el MathCad 5.0 para llevar a cabo los cálculos.

## **II.7. Conclusiones.**

- Se calcularon los espectros de ganancia teniendo en cuenta la amplificación del modo TE y el ensanchamiento debido a la dispersión.
- Se elaboró un programa que permite calcular la corriente umbral del láser en función de la longitud del dispositivo y el número de pozos en la zona activa.
- Se analiza el aporte que sobre la corriente umbral tienen los mecanismos de pérdidas presentes en estas estructuras.

## **CAPÍTULO III. COMPARACIÓN CON EL EXPERIMENTO.**

*La aspiración a la verdad es más valiosa que su posesión.*

*Lessing*

### **Objetivos.**

- Dar validez a los cálculos realizados a partir de su comparación con resultados experimentales reportados en la literatura.
- Calcular la dependencia de la eficiencia cuántica interna, la eficiencia cuántica externa y la eficiencia de conversión con la longitud del dispositivo para estructuras con diferentes números de pozos en la zona activa.

### III.1. Comparación con el experimento.

Para validar el modelo desarrollado en el capítulo anterior es necesaria su comparación con resultados experimentales. En nuestro caso, no disponíamos de dispositivos con varios pozos cuánticos por lo que los datos experimentales utilizados fueron tomados de la literatura. Las estructuras son del tipo MMQW compuestas por varios pozos en la zona activa (ver Fig. I.1.). Los pozos son de GaAs con barreras de  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Todas las estructuras fueron crecidas por la técnica de MBE.

En la Figura III.1 se muestra el cálculo de la corriente umbral en función de la longitud de la cavidad del resonador para las estructuras de la referencia 39. Las estructuras fueron crecidas por MBE y constan de pozos de GaAs con un ancho  $L_z = 75 \text{ \AA}$ ; barreras con ancho  $L_b = 80 \text{ \AA}$  y contenido de aluminio  $x_b = 0.35$ . En las capas cladding el contenido de aluminio era  $x_c = 0.55$ . El factor de confinamiento por pozo es  $\Gamma_w = 0.023$ , el coeficiente de pérdidas internas  $\alpha_i = 5 \text{ cm}^{-1}$  y el coeficiente de reflexión de los espejos  $R = 0.3$ . Las estructuras constan de 1, 3 y 6 pozos respectivamente con un stripe tipo “mesa” de ancho  $W_s$  igual a  $50 \text{ \mu m}$ .

Como se observa en la figura en los tres casos el modelo reproduce muy bien el comportamiento experimental. La corriente umbral es menor para la estructura de un solo pozo en el caso de  $L$  grandes. Según disminuye  $L$  la  $I_{th}$  decrece y pasa a través de un valor mínimo para un valor de longitud óptima que varía con el número de pozos de la estructura. La corriente umbral mínima se obtiene para la estructura con el mayor número de pozos siendo la longitud óptima la menor de las tres estructuras.

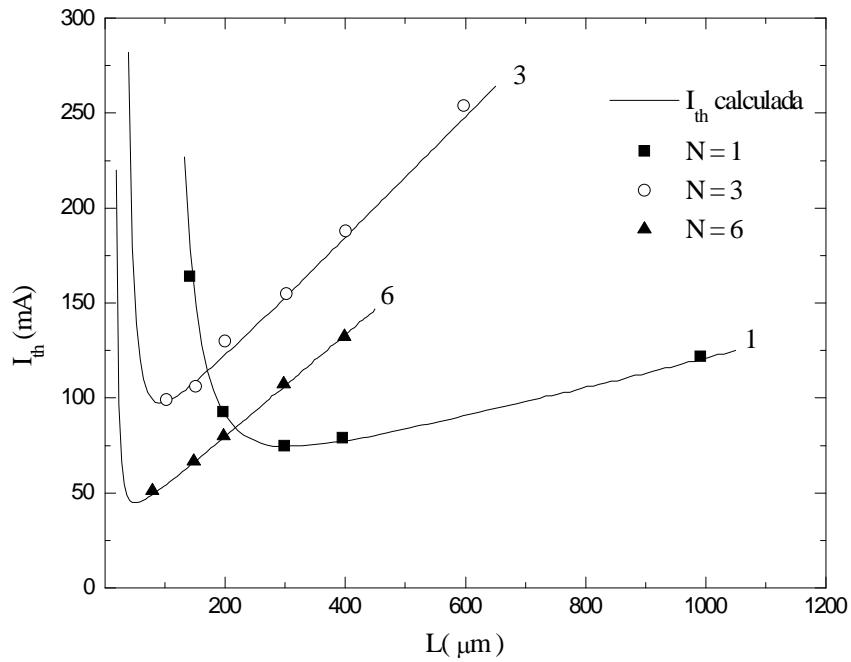


Figura III.1. Dependencia de la corriente umbral con la longitud. Las  $v_{rs}$  (cm/s) utilizadas en los cálculos son 100, 250 y 20 para 1, 3 y 6 pozos respectivamente.

En la Figura III.2 se presentan los cálculos para otros dispositivos [40]. En este caso los parámetros de la estructura, crecida por MOCVD, son:  $L_z = 70 \text{ \AA}$ ,  $L_b = 50 \text{ \AA}$ ,  $x_w = 0$ ,  $x_b = 0.22$ ,  $x_c = 0.8$ . El factor de confinamiento por pozo es  $\Gamma_w = 0.035$ ,  $\alpha_i = 47 \text{ cm}^{-1}$  y  $R = 0.3$ . El stripe es de tipo “ridge”. Como parámetro de ajuste se utilizó la velocidad de recombinación superficial tomada igual a 230, 130 y 110 cm/s para las estructuras con 1, 2 y 3 pozos respectivamente.



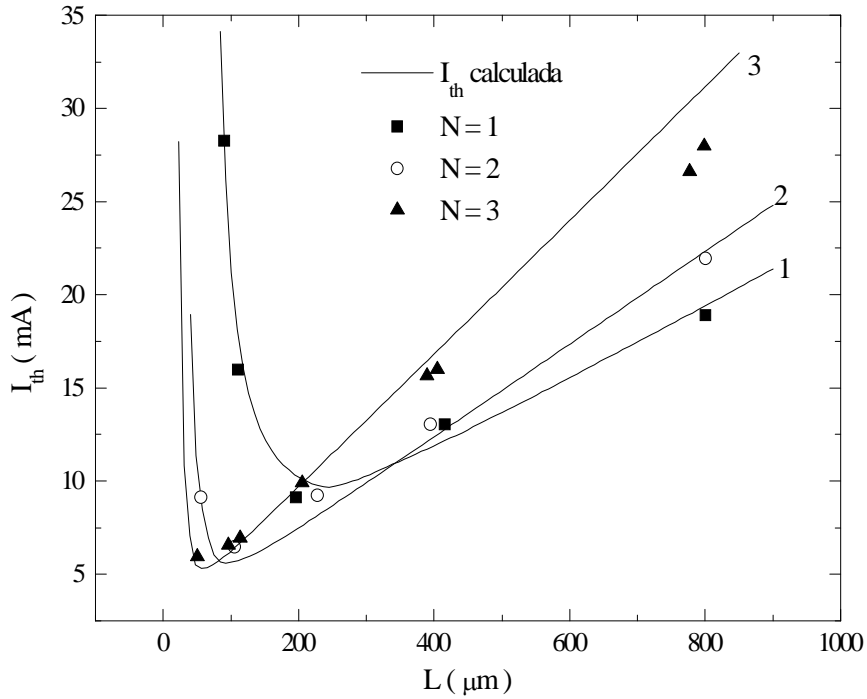


Figura III.2.  $I_{th}$  vs  $L$ . El ancho del stripe es de 4, 4.5 y 3.5  $\mu\text{m}$  para las estructuras de 1, 2 y 3 pozos respectivamente.

Los resultados en este caso aunque similares a los de la figura anterior tienen la particularidad de que en las tres estructuras se obtienen valores de corriente umbral mucho menores que con las estructuras de la referencia 39. Sin embargo la dependencia de  $I_{th}$  con  $L$  es más pronunciada que en el caso anterior. Esto se observa por el cambio en la pendiente de la curva  $I_{th}$  vs  $L$  que aumenta cuando se aumenta el número de pozos siendo mayor en los MMQW que en los QW.

Por último se muestra en la Figura III.3 el comportamiento de la corriente umbral con la longitud para un MMQW crecido por MBE con 4 pozos en su zona activa [41]. Los parámetros son:  $L_z = 100 \text{ \AA}$ ,  $L_b = 50 \text{ \AA}$ ,  $x_w = 0$ ,  $x_b = 0.2$ ,  $x_c = 0.5$ ,  $\Gamma_w = 0.03$ ,  $\alpha_i = 7 \text{ cm}^{-1}$  y  $R = 0.3$ . El stripe es de tipo “ridge” e igual a 3.5  $\mu\text{m}$ . La velocidad de recombinación superficial utilizada fue de 300 cm/s.

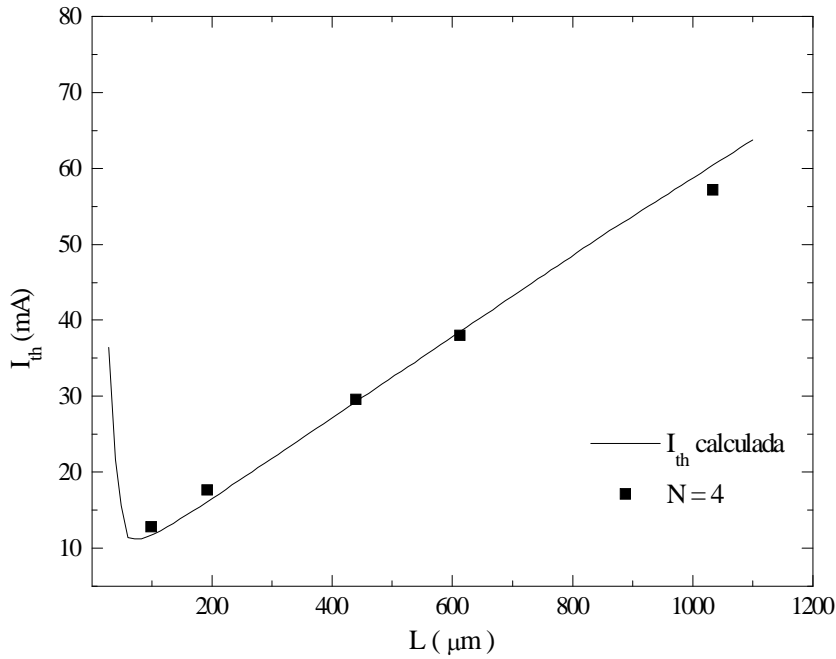


Figura III.3.  $I_{th}$  vs  $L$  para un MMQW con  $N=4$ .

Las figuras III.1, III.2 y III.3 donde se compara los resultados experimentales para diferentes estructuras con la corriente umbral calculada según nuestro modelo, validan el mismo. Se observa además que con el aumento del número de pozos se logra disminuir la longitud óptima a la cual se alcanza la mínima corriente umbral. Esto es muy importante para aplicaciones donde se requieran valores de corriente umbral extremadamente bajos como en la óptica integrada donde se necesitan dispositivos de bajas dimensiones y bajo consumo energético.

Es importante destacar que para optimizar una estructura de este tipo hay que tener en cuenta numerosos factores lo que hacen de esto un problema complejo. En general si lo que se requiere son dispositivos con longitudes inferiores a las 100  $\mu\text{m}$  es necesario realizar un buen diseño de la estructura, lo que se traduce en aumentar el número de pozos de la zona activa. Sí por el contrario se desean láseres largos lo más eficiente es tener estructuras conformadas por un solo pozo.

### III.2. Eficiencia.

Hasta ahora nos hemos referido a un parámetro de operación de los láseres semiconductores, su corriente umbral. Sin embargo la eficiencia es otro de los parámetros más importantes a tener en cuenta a la hora de realizar el diseño de las estructuras.

Para la caracterización de los láseres semiconductores se definen varias eficiencias: la eficiencia cuántica interna de la emisión estimulada, la eficiencia cuántica diferencial y la eficiencia de conversión, siendo esta última la de mayor importancia. En este epígrafe se hace un análisis de la dependencia de la eficiencia de los dispositivos con la longitud y el número de pozos.

### III.2.1. Eficiencia cuántica interna.

La eficiencia cuántica interna para la emisión estimulada  $\eta_i$  (o eficiencia cuántica interna, como usualmente se denomina) se define como la razón entre la fracción de portadores que recombinan radiativamente y el número total de portadores inyectados al dispositivo. Cuando el dispositivo se encuentra en régimen láser se utiliza para caracterizar la eficiencia del proceso de recombinación. Tradicionalmente se ha considerado que la eficiencia cuántica interna es una característica de la estructura y no de un dispositivo en particular, sin embargo recientemente [35,42,43] se ha reportado que si bien  $\eta_i$  es prácticamente constante para dispositivos con valores de  $L$  grandes, este parámetro varía grandemente para dispositivos con valores de  $L$  pequeños. La dependencia de  $\eta_i$  con la longitud la tomamos igual que en [41]:

$$\eta_i(L, N) = \frac{I_r(L, N)}{I_{th}(L, N)} \quad (\text{III.1})$$

Aquí la dependencia de la eficiencia con el número de pozos está contenida en la corriente umbral como se expuso en el capítulo anterior.

En la Figura III.4 se muestran los cálculos hechos para una estructura MMQW similar a la de la referencia 41. Los parámetros usados son:  $L_z = 105 \text{ \AA}$ ,  $L_b = 50 \text{ \AA}$ ,  $x_w = 0$ ,  $x_b = 0.2$ ,  $x_c = 0.5$ ,  $\Gamma = 0.03$ ,  $\alpha_i = 5 \text{ cm}^{-1}$ . Como se puede observar la eficiencia cuántica interna tiene una fuerte variación con la longitud a medida que esta disminuye, esto se debe al fuerte incremento que experimentan los mecanismos de pérdidas con la disminución de la longitud del dispositivo. Esto puede observarse en las figuras de la II.7 a la II.10. Otro aspecto a señalar es el hecho de

que la  $\eta_i$  aumenta cuando aumenta el número de pozos lo que es de esperar ya que con el aumento de  $N$  se aumenta el confinamiento de los portadores en la zona activa.

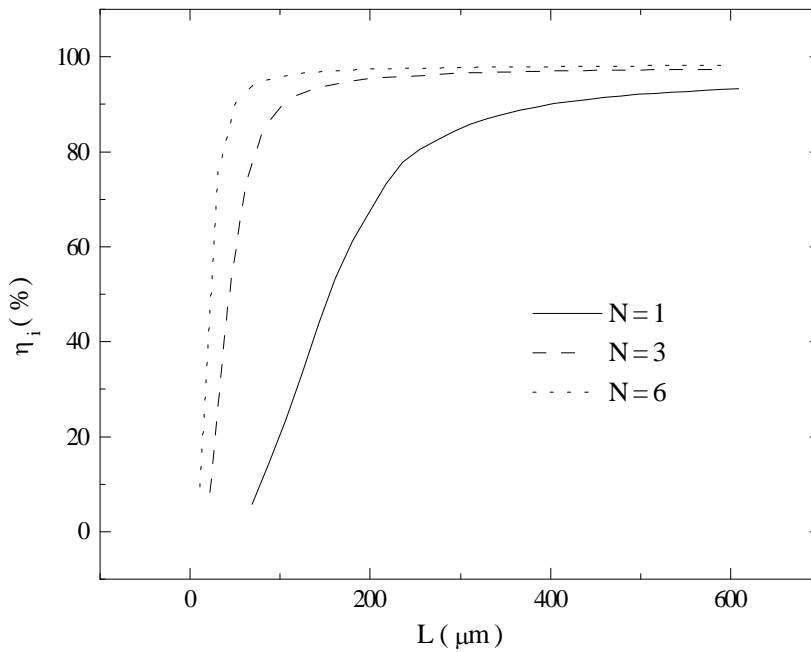


Figura III.4. Eficiencia cuántica interna en función de la longitud para 1, 3 y 6 pozos.

### III.2.2. Eficiencia cuántica diferencial.

La eficiencia cuántica diferencial, o eficiencia cuántica externa está relacionada con el proceso de extracción de luz del dispositivo, y se define [23] como el cambio diferencial de la potencia de emisión  $P_s$  con la corriente de alimentación  $I$ . Su dependencia con la longitud se calcula a través de la siguiente expresión [23]:

$$\eta_D(L, N) = \frac{\eta_i(L, N)}{1 + \frac{\alpha_i \cdot L}{\ln(1/R)}} \quad (\text{III.2})$$

En la Figura III.5 se muestra la dependencia de la eficiencia cuántica externa con la longitud del diodo para diferentes números de pozo. Los cálculos se hicieron con los mismos parámetros utilizados en el epígrafe anterior.

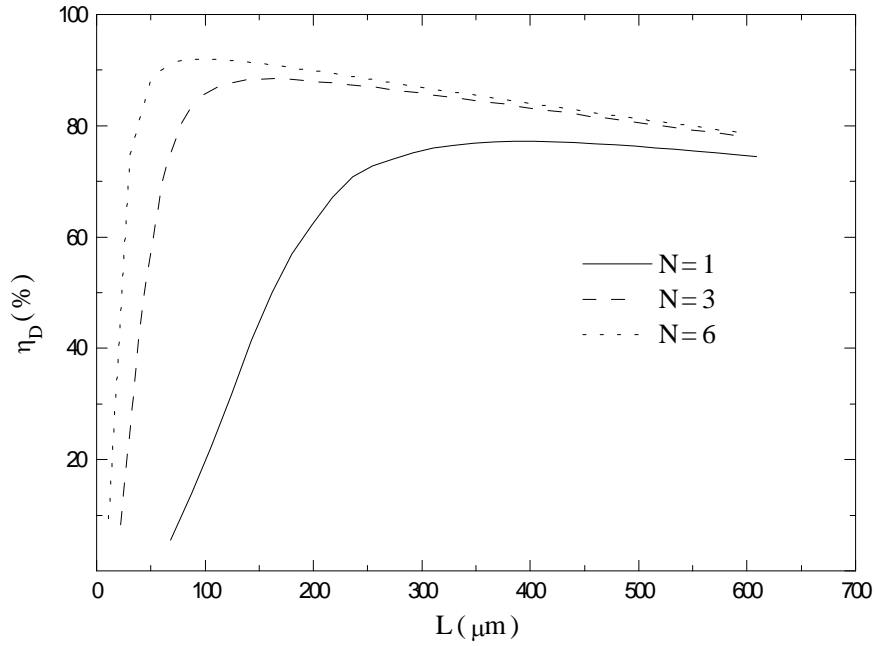


Figura III.5. Eficiencia cuántica externa vs longitud para diferentes  $N$ .

Al igual que en el caso de la eficiencia cuántica interna la eficiencia cuántica externa aumenta con el número de pozos en todo el rango de longitudes del diodo.

### III.2.3. Eficiencia de conversión.

La eficiencia de conversión se define como el cociente entre la potencia óptica emitida  $P_s$  y la potencia de alimentación  $P_a$ . La dependencia de la eficiencia de conversión máxima con la corriente umbral viene dada según la siguiente expresión [35]:

$$\eta_c^{máx} = \eta_D \cdot \frac{h \cdot \nu}{q \cdot V_o} \cdot \frac{x}{(1 + \sqrt{1+x})^2} \quad (\text{III.3})$$

Donde  $h\nu$  es la energía de los fotones emitidos,  $q$  es la carga de electrón,  $\eta_D$  es la eficiencia cuántica externa,  $V_o$  es el voltaje de codo y  $x = \frac{V_o}{I_{th} \cdot R_s}$  es un parámetro adimensional.

Experimentalmente se ha encontrado [35] que  $\eta_c^{máx}$  tiene una fuerte dependencia con la longitud del diodo, y alcanza su valor máximo para una determinada longitud. Para valores

grandes de  $L$ , debido al incremento de la corriente umbral que viene dado según (II.26)  $\eta_c^{\text{máx}}$  disminuye, influyendo en esto la disminución que experimenta la  $\eta_D$  a medida que aumenta  $L$  (expresión (III.2)). Para estudiar el comportamiento de  $\eta_c^{\text{máx}}$  con la longitud del diodo y con el número de pozos sustituimos en la expresión (III.3) la dependencia con  $L$  y con  $N$  de cada uno de los parámetros que ahí aparecen.

La dependencia de la resistencia serie  $R_s$  con  $L$  viene dada a través de:

$$R_s(L) = \frac{\rho_s}{W_s \cdot L} \quad (\text{III.4})$$

Donde  $\rho_s$  en  $\Omega \text{ cm}^2$  es la resistividad laminar que incluye las contribuciones de las resistividades tanto de los contactos como de los materiales de las diferentes capas de la estructura. En los cálculos se tomó  $\rho = 5 \cdot 10^{-4} \Omega \text{ cm}^2$ .

En la Figura III.6 se muestra la dependencia de la  $\eta_c^{\text{máx}}$  calculada para dispositivos con varios pozos en la zona activa. En este caso, el comportamiento es diferente a lo observado para  $\eta_i$  y  $\eta_D$ . En la figura se observa como para longitudes del dispositivo menores que  $100 \mu\text{m}$  los valores máximos de eficiencia de conversión se obtienen para la estructura con  $N = 6$ . Para longitudes del diodo entre  $100$  y  $300 \mu\text{m}$  la estructura óptima es la de  $N = 3$  y a partir de longitudes mayores que  $300 \mu\text{m}$  el número de pozos óptimo es uno. Este resultado esta en correspondencia con lo observado en la Figura II.11 para la corriente umbral.

La diferencia entre el comportamiento de  $\eta_c^{\text{máx}}$  con  $L$  comparada con lo observado para  $\eta_i$  y  $\eta_D$  se debe a que en la expresión (III.9), a parte de incluirse la dependencia de la corriente umbral con  $L$  a través de  $\eta_D$  (y esta a su vez a través de  $\eta_i$ ), aparece explícitamente la corriente umbral en el término  $x$ .

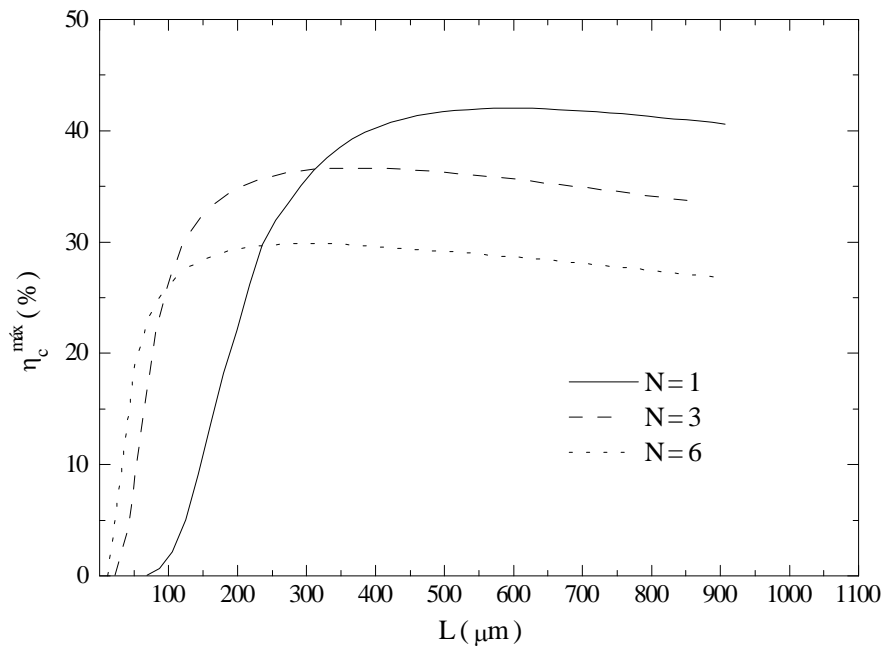


Figura III.6. Eficiencia de conversión vs longitud de la cavidad para distintos  $N$ .

De los resultados obtenidos podemos concluir que si se desean dispositivos con valores altos de eficiencia de conversión en el rango de longitudes cortas del diodo es necesario utilizar estructuras con varios pozos cuánticos. En la literatura no aparecen reportes de mediciones de eficiencia de conversión en función de la longitud del diodo en estructuras con varios pozos cuánticos por lo que nuestros resultados constituyen un primer reporte en este sentido.

### III.3. Conclusiones

- Se compararon los resultados del modelo propuesto con datos experimentales tomados de la literatura para diferentes estructuras. En todos los casos el modelo fue capaz de reproducir el comportamiento experimental, corroborándose así la validez del mismo.
- Se presenta por primera vez un cálculo de la dependencia de la eficiencia de conversión con la longitud del diodo para estructuras con varios pozos en la zona activa. Como resultado del mismo se predice la superioridad de este tipo de estructura en el régimen de longitudes del diodo muy cortas.

## **CONCLUSIONES GENERALES.**

- En el trabajo se hace un resumen de la evolución que han tenido los láseres semiconductores desde su surgimiento, destacándose las tendencias más actuales en este tipo de dispositivo.
- Se presenta una comparación entre el comportamiento de los láseres convencionales y a pozo cuántico en cuanto a sus principales parámetros de operación, resaltándose las ventajas de estos últimos.
- Se elaboró un programa que permite calcular la corriente umbral del láser en función de la longitud del dispositivo y el número de pozos en la zona activa. El cálculo se hizo teniendo en cuenta los criterios más actuales relacionado con la física de estos dispositivos.
- Se analiza el aporte a la corriente umbral de distintos mecanismos de pérdidas como la recombinación no radiativa desde los mínimos X y L, la recombinación no radiativa Auger, la recombinación en las intercaras, y la fuga de portadores no confinados por las barreras de potencial.
- Los resultados del modelo propuesto se compararon con datos experimentales tomados de la literatura para diferentes estructuras. En todos los casos el modelo fue capaz de reproducir el comportamiento experimental, corroborándose así la validez del mismo.
- Se presenta por primera vez un cálculo de la dependencia de la eficiencia de conversión con la longitud del diodo para estructuras con varios pozos en la zona activa. Como resultado del mismo se predice la superioridad de este tipo de estructura en el régimen de longitudes del diodo muy cortas.



## REFERENCIAS.

- [1] Alferov.Zh.I, Andreev.V.M, Kordkov.V.I, Portnoi.E.L, Tretyakov.D.N. *Sov. Phys. Semicond.* **2** 843 (1969)
- [2] Thompson.G.H.B, Kirby.P.A, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-9** 311 (1973)
- [3] Esaki.L, Tsu.R, *IBM J. Res. Dev.* **14** 61 (1970)
- [4] Resek.E.A, Holonyak.N, Voyak.B.A, Stillman.G.E, Rossi.J.A, Keune.D.L, Fairing.J.D, *Appl. Phys. Lett.* **31** 288 (1977)
- [5] Kapon.E, Simhony.S, Harbison.J.P, Florez.L.T, Worland.P, *Appl. Phys. Lett.* **56** 1825 (1990)
- [6] Reisinger.A.R, Zory.P.S, Waters.R.G, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23** 993 (1987)
- [7] Simhony.S, Kapon.E, Colas.E, Hwang.D.M, Staffel.N.G, Worland.P, *Appl. Phys. Lett.* **49** 2225 (1991)
- [8] Keef.O, Schaff.W.J, *IEEE Phot. Tech. Lett.* **5** 738 (1993)
- [9] Sánchez.M, Díaz.P, Torres.G, González.J.C, *J. Appl. Phys.* **77** 4259 (1995)
- [10] Tagahi.T, Iga.K, *IEEE Phot. Tech. Lett.* **4** 1322 (1992)
- [11] Anselm.A.I, *Introduction to semiconductor theory.* Moscow Mir Publisher (1981)
- [12] Liboff.R.L, *Introductory quantum mechanics.* Holden-Day. Oakland (1980)
- [13] Luttinger.J.M, Kohn.W, *Phys. Rev* **97** 869 (1955)
- [14] Zory.P.S, *Quantum well lasers.* Academic Press. San Diego. California (1993)
- [15] Sánchez.M, Díaz.P, González.J.C, Prutskij.T, Marin.E, *Rev. Mex. Fis.* **41** 739 (1995)
- [16] Duggan.G. *J. Vac. Sci. Technol.* **B3** 1224 (1985)
- [17] Taylor.G.W, *J. Appl. Phys.* **70** 2508 (1991)
- [18] Bongiovanni.G, Stachli.J.L, *Phys. Rev.* **B46** 9861 (1992)
- [19] Stern.F, *Phys. Rev.* **B3** 2636 (1971)
- [20] Chen.P.A, Chang.C.Y, Juang.C, *J. Appl. Phys.* **76** 85 (1994)
- [21] Lasher.G, Stern.F, *Phys. Rev.* **133** A533 (1964)
- [22] Dutta.N.K, *J. Appl. Phys.* **53** 7211 (1982)
- [23] Casey.H.C, Panish.M.B, *Heterostructure lasers.* Academic Press. Orlando. Florida (1978)

- [24] Blakemore.J.S, *Semiconductor statistics*. Pergamon Press (1962)
- [25] Yamada.M, Suematsu.Y, *J. Appl. Phys.* **52** 2653 (1981)
- [26] Huang.J, Casperson.L.W, *Optical Quantum Electron.* **25** 369 (1993)
- [27] Chen.P.A, Chang.C.Y, Juang.C, *J. Appl. Phys.* **76** 85 (1994)
- [28] Nagarajan.R, Kamiya.T, Kurobe.A, *IEEE J. Quantum. Electron.* **QE-25** 1161 (1989)
- [29] Chen.P.A, Juang.C, Chang.C.Y, *IEEE J. Quantum. Electron.* **QE-29** 2607 (1993)
- [30] Stevens.P.J, Mukai.T, *IEEE J. Quantum. Electron.* **QE-26** 1910 (1990)
- [31] Bastard.G, *Wave mechanics applied to semiconductor heterostructure*. France: Les Editions de physique (1988)
- [32] Tsang.W.T, *Appl. Phys. Lett.* **39** 786 (1981)
- [33] Blood.P, Fletcher.E.D, Woodbrige.K, *Appl. Phys. Lett.* **47** 193 (1985)
- [34] De Temple.T.A, Herzinger.C.M, *IEEE J. Quantum. Electron.* **QE-29** 1246 (1993)
- [35] M.Sánchez, I.Camps, J.C.González, P.Díaz, T.Prutskij, *J. Appl. Phys.* **79** 3796 (1996)
- [36] Dutta.N.K, *J. Appl. Phys.* **54** 1236 (1983)
- [37] Takeshima.M, *J. Appl. Phys.* **49** 3846 (1985)
- [38] Sermage.B, Pereira.M.F, Alexandre.F, Beerens.J, Azoulay.R, Kobayashi.N, *In GaAs and related compounds 1987, Inst. of Phys. Conf. Series* **91** 605. Institute of Physics Bristol (1988)
- [39] Shieh.C, Engelmann.R, Mantz.J, Alavi.K, *Appl. Phys. Lett.* **54** 1089 (1989)
- [40] Kurobe.A, Furuyama.H, Naritsuka.S, Sugiyama.N, Kokubun.Y, Nakamura.M, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24** 635 (1988)
- [41] Jung.H, Schlosser.E, Deufel.R, *Appl. Phys. Lett.* **60** 401 (1992)
- [42] Claise.P.R, Taylor.G.W, *Electron. Letters* **28** 1991 (1992)
- [43] Sang-Bae.K, Young-Su.H, Man-Hee.D, *Electron. Letters* **29** 1971 (1993)

## APÉNDICE A

### Sistema Internacional de Unidades.

A := amp    mol := mole    F := farad    g := gm    H := henry    J := joule    N := newton    C := coul  
s := sec    V := volt    W := watt    Wb := weber    ns :=  $10^{-9}$ ·s    mW :=  $10^{-3}$ ·W  
eV :=  $1.6021773310^{-19}$ ·J    nm :=  $10^{-9}$ ·m    μm :=  $10^{-6}$ ·m    Å :=  $10^{-10}$ ·m    meV :=  $10^{-3}$ ·eV

### Constantes físicas fundamentales:

c := 299792458m·s<sup>-1</sup>                      **Velocidad de la luz en el vacío.**  
q := 1.6021773310<sup>-19</sup>·C                      **Carga del electrón.**  
h := 6.626075510<sup>-34</sup>·J·s                      **Const. Planck.**  
k := 1.38065810<sup>-23</sup>·J·K<sup>-1</sup>                      **Const. Boltzmann.**  
m<sub>0</sub> := 9.109389710<sup>-31</sup>·kg                      **Masa del electrón en reposo.**  
hc :=  $\frac{h}{2 \cdot \pi}$                                       **(Nota: Å=Ctrl+Alt+Shift+W)**

M := READPRN(Niv\_105)                      G := READPRN(Gain\_105)  
L<sub>Z</sub> := 105·Å                                      g := 0..78  
xw := 0    xb := 0.2    xc := 0.5    Qc := 0.6    Qv := 0.4  
T := 300 K    R := 0.3    α := 5·cm<sup>-1</sup>

$$m_e(x) := (0.0665 + 0.0835x) \cdot m_0$$

$$m_{lh}(x) := (0.094 + 0.086x) \cdot m_0$$

$$m_{hh}(x) := (0.34 + 0.45x) \cdot m_0$$

$$E_1(T, x) := \left[ 1.5428 + 1.31828x - 4 \cdot 10^{-4} \cdot (1 + 0.6x) \cdot \frac{T}{K} \right] \cdot eV$$

$$E_2(T, x) := \left[ 1.5428 + 1.247x + 1.147(x - 0.45)^2 - 4.2 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{T}{K} \right] \cdot eV$$

$$E_{\Gamma}(T, x) := \text{if}(x < 0.45, E_1(T, x), E_2(T, x))$$

$$E_X(T, x) := \left( 2.006 + 0.125x + 0.143x^2 - 3.6 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{T}{K} \right) \cdot eV$$

$$E_L(T, x) := \left( 1.86541 + 0.642x - 5.3 \cdot 10^{-4} \cdot \frac{T}{K} \right) \cdot eV$$

$$m_{\Gamma}(x) := m_e(x)$$

$$m_X(x) := (0.85 - 0.07x) \cdot m_0$$

$$m_L(x) := (0.55 + 0.12x) \cdot m_0$$

$$\Delta E_c(T) := Q_c \cdot (E_{\Gamma}(T, x_b) - E_{\Gamma}(T, x_w))$$

$$\Delta E_v(T) := Q_v \cdot (E_{\Gamma}(T, x_b) - E_{\Gamma}(T, x_w))$$

$$\text{NumNivCond}(T) := 1 + \text{floor} \left( \sqrt{\frac{2 \cdot m_e(x_w) \cdot \Delta E_c(T) \cdot L_z^2}{\pi^2 \cdot \hbar c^2}} \right)$$

$$\text{NumNivHH}(T) := 1 + \text{floor} \left( \sqrt{\frac{2 \cdot m_{hh}(x_w) \cdot \Delta E_v(T) \cdot L_z^2}{\pi^2 \cdot \hbar c^2}} \right)$$

$$\text{NumNivLH}(T) := 1 + \text{floor} \left( \sqrt{\frac{2 \cdot m_{lh}(x_w) \cdot \Delta E_v(T) \cdot L_z^2}{\pi^2 \cdot \hbar c^2}} \right)$$

$$\text{NivE}(T, i) := M_{i-1,0} \cdot eV$$

$$\text{NivLH}(T, i) := M_{i-1,1} \cdot eV$$

$$\text{NivHH}(T, i) := M_{i-1,2} \cdot eV$$

$$n_{\Gamma}(T, E_{fc}) := \frac{m_e(x_w) \cdot k \cdot T}{\pi \cdot \hbar c^2 \cdot L_z} \cdot \sum_{i=1}^{\text{NumNivCond}(T)} \ln \left( 1 + \exp \left( -\frac{\text{NivE}(T, i) - E_{fc}}{k \cdot T} \right) \right)$$

$$f1_X(T, E_{fc}) := \frac{\exp \left( \frac{E_{fc} - E_X(T, x_w) + E_{\Gamma}(T, x_w)}{k \cdot T} \right)}{1 + 0.27 \cdot \exp \left( \frac{E_{fc} - E_X(T, x_w) + E_{\Gamma}(T, x_w)}{k \cdot T} \right)}$$

$$f2_X(T, E_{fc}) := \frac{4}{3 \cdot \pi^{0.5}} \cdot \left( \frac{E_{fc} - E_X(T, x_w) + E_{\Gamma}(T, x_w)}{k \cdot T} \right)^{1.5} \cdot \left[ 1 + \frac{\pi^2}{8} \cdot \left( \frac{E_{fc} - E_X(T, x_w) + E_{\Gamma}(T, x_w)}{k \cdot T} \right)^{-2} \right]$$

$$E_{\text{MaxX}}(T) := 1.3 \cdot k \cdot T + E_X(T, x_w) - E_{\Gamma}(T, x_w)$$

$$n_X(T, E_{fc}) := 2 \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot m_X(x_w) \cdot k \cdot T}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \text{if} (E_{fc} \leq E_{\text{MaxX}}(T), f1_X(T, E_{fc}), f2_X(T, E_{fc}))$$

$$f1_L(T, E_{fc}) := \frac{\exp \left( \frac{E_{fc} - E_L(T, x_w) + E_{\Gamma}(T, x_w)}{k \cdot T} \right)}{1 + 0.27 \cdot \exp \left( \frac{E_{fc} - E_L(T, x_w) + E_{\Gamma}(T, x_w)}{k \cdot T} \right)}$$

$$f2_{\mathbf{L}}(T, E_{fc}) := \frac{4}{3 \cdot \pi^{0.5}} \cdot \left( \frac{E_{fc} - E_{\mathbf{L}}(T, xw) + E_{\Gamma}(T, xw)}{k \cdot T} \right)^{1.5} \cdot \left[ 1 + \frac{\pi^2}{8} \cdot \left( \frac{E_{fc} - E_{\mathbf{L}}(T, xw) + E_{\Gamma}(T, xw)}{k \cdot T} \right)^{-2} \right]$$

$$E_{\text{MaxL}}(T) := 1.3 \cdot k \cdot T + E_{\mathbf{L}}(T, xw) - E_{\Gamma}(T, xw)$$

$$n_{\mathbf{L}}(T, E_{fc}) := 2 \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot m_{\mathbf{L}}(xw) \cdot k \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \text{if}(E_{fc} \leq E_{\text{MaxL}}(T), f1_{\mathbf{L}}(T, E_{fc}), f2_{\mathbf{L}}(T, E_{fc}))$$

$$\text{ConcN}(T, E_{fc}) := n_{\Gamma}(T, E_{fc}) + n_{\mathbf{L}}(T, E_{fc}) + n_{\mathbf{X}}(T, E_{fc})$$

$$p_{\text{HH}}(T, E_{fv}) := \frac{m_{\text{hh}}(xw) \cdot k \cdot T}{\pi \cdot hc^2 \cdot L_z} \cdot \sum_{i=1}^{\text{NumNivHH}(T)} \ln \left( 1 + \exp \left( - \frac{\text{NivHH}(T, i) - E_{fv}}{k \cdot T} \right) \right)$$

$$p_{\text{LH}}(T, E_{fv}) := \frac{m_{\text{lh}}(xw) \cdot k \cdot T}{\pi \cdot hc^2 \cdot L_z} \cdot \sum_{i=1}^{\text{NumNivLH}(T)} \ln \left( 1 + \exp \left( - \frac{\text{NivLH}(T, i) - E_{fv}}{k \cdot T} \right) \right)$$

$$\text{ConcP}(T, E_{fv}) := p_{\text{HH}}(T, E_{fv}) + p_{\text{LH}}(T, E_{fv})$$

$$E_{fc} := 4 \cdot eV$$

$$\text{FermiN}(T, n) := \text{root} \left( \frac{\text{ConcN}(T, E_{fc})}{10^{20} \cdot \text{cm}^{-3}} - \frac{n}{10^{20} \cdot \text{cm}^{-3}}, E_{fc} \right)$$

$$E_{fv} := 10^{-3} \cdot \text{meV}$$

$$\text{FermiR}(T, n) := \text{root} \left( \frac{\text{ConcP}(T, E_{fv})}{10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}} - \frac{n}{10^{19} \cdot \text{cm}^{-3}}, E_{fv} \right)$$

$$nn_g := G_{g,0} \quad E_{\text{Max}_g} := G_{g,1} \quad \text{Gain}_{\text{peak}_g} := G_{g,2} \quad \Gamma(N_{\text{qw}}) := 0.03 N_{\text{qw}}$$

$$vx_g := \text{Gain}_{\text{peak}_g} \quad vy_g := nn_g \quad vs := \text{cspline}(vx, vy)$$

$$n_{\text{th}}(L, N_{\text{qw}}) := N_{\text{qw}} \cdot \text{interp} \left( vs, vx \cdot \Gamma(N_{\text{qw}}), vy, \frac{\alpha + L^{-1} \cdot \ln(R^{-1})}{\text{cm}^{-1}} \right) \cdot 10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}$$

$$vss := \text{cspline}(nn, \text{Gain}_{\text{peak}})$$

$$\text{Gain}(n, N_{\text{qw}}) := \Gamma(N_{\text{qw}}) \cdot \text{interp} \left[ vss, nn, \text{Gain}_{\text{peak}}, \frac{\frac{n}{N_{\text{qw}}}}{10^{18} \cdot \text{cm}^{-3}} \right]$$

### Cálculo de la corriente radiativa.

$$Jr(L, N_{qw}) := \frac{n_{th}(L, N_{qw}) \cdot q \cdot L_z}{\tau}$$

$$Ir(L, N_{qw}) := Jr(L, N_{qw}) \cdot L \cdot W_s$$

### Cálculo de la corriente debido a la recombinación no radiativa desde los mínimos X

$$Efc(L, N_{qw}) := \text{FermiN}\left(T, \frac{n_{th}(L, N_{qw})}{N_{qw}}\right)$$

$$Jnr_X(L, N_{qw}) := \frac{Jr(L, N_{qw})}{N_{qw}} \cdot \left( \frac{n_X(T, Efc(L, N_{qw}))}{n\Gamma(T, Efc(L, N_{qw}))} \right)$$

$$Jnr_L(L, N_{qw}) := \frac{Jr(L, N_{qw})}{N_{qw}} \cdot \left( \frac{n_L(T, Efc(L, N_{qw}))}{n\Gamma(T, Efc(L, N_{qw}))} \right)$$

$$Jnr(L, N_{qw}) := (Jnr_L(L, N_{qw}) + Jnr_X(L, N_{qw})) \cdot N_{qw}$$

$$Inr(L, N_{qw}) := Jnr(L, N_{qw}) \cdot L \cdot W_s$$

### Cálculo de la corriente Auger.

$$C_{300} := 4.22 \cdot 10^{-30} \cdot \text{cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$$

$$E_a := 0.0404 \text{ eV}$$

$$C_a(T) := \left( \frac{k \cdot T}{E_a} \right)^{0.5} \cdot C_{300} \exp\left[ 0.0404 \left( \frac{K}{T} - \frac{1}{300} \right) \right]$$

$$Ja(L, N_{qw}) := q \cdot L_z \cdot C_a(T) \cdot \left( \frac{n_{th}(L, N_{qw})}{N_{qw}} \right)^3 \cdot N_{qw}$$

$$Ia(L, N_{qw}) := Ja(L, N_{qw}) \cdot L \cdot W_s$$

### Cálculo de la corriente de fuga.

$$f(\eta) := \text{if} \left[ \eta < 1.3, \frac{\exp(\eta)}{1 + 0.27 \cdot \exp(\eta)}, \frac{4}{3 \cdot \pi^{0.5}} \cdot (\eta)^{1.5} \cdot \left[ 1 + \frac{\pi^2}{8} \cdot (\eta)^{-2} \right] \right]$$

$$\Delta Ev2(T) := 0.35 \cdot (E_X(T, xc) - E_\Gamma(T, xb)) + \Delta Ev(T)$$

$$\Delta EcX(T) := 0.65 \cdot (E_X(T, xc) - E_\Gamma(T, xb)) + \Delta Ec(T)$$

$$nc_X(T, E_{fc}) := 2 \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot m_X(xc) \cdot k \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot f \left( \frac{E_{fc} - \Delta E_{cX}(T)}{k \cdot T} \right)$$

$$\Delta E_{c\Gamma}(T) := E_{\Gamma}(T, xc) - \Delta E_{v2}(T) - E_{\Gamma}(T, xw)$$

$$nc_{\Gamma}(T, E_{fc}) := 2 \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot m_{\Gamma}(xc) \cdot k \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot f \left( \frac{E_{fc} - \Delta E_{c\Gamma}(T)}{k \cdot T} \right)$$

$$\Delta E_{cL}(T) := E_L(T, xc) - \Delta E_{v2}(T) - E_{\Gamma}(T, xw)$$

$$nc_L(T, E_{fc}) := 2 \cdot \left( \frac{2 \cdot \pi \cdot m_L(xc) \cdot k \cdot T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot f \left( \frac{E_{fc} - \Delta E_{cL}(T)}{k \cdot T} \right)$$

$$nc(L, N_{qw}) := nc_{\Gamma}(T, E_{fc}(L, N_{qw})) + nc_X(T, E_{fc}(L, N_{qw})) + nc_L(T, E_{fc}(L, N_{qw}))$$

$$\mu_n := 150 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \quad L_n := 1.5 \cdot \mu\text{m} \quad S := 1.6 \cdot \mu\text{m}$$

$$D(T, \mu_n) := \frac{\mu_n \cdot k \cdot T}{q}$$

$$J_d(L, N_{qw}) := \frac{D(T, \mu_n) \cdot nc(L, N_{qw}) \cdot q}{L_n \cdot \tanh\left(\frac{S}{L_n}\right)}$$

$$I_d(L, N_{qw}) := J_d(L, N_{qw}) \cdot L \cdot W_s$$

### Cálculo de la corriente de recombinación en las intercaras

$$v_{rs} := 100 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$$

$$J_{rs}(L, N_{qw}) := 2 \cdot q \cdot \frac{n_{th}(L, N_{qw})}{N_{qw}} \cdot v_{rs} \cdot N_{qw}$$

$$I_{rs}(L, N_{qw}) := J_{rs}(L, N_{qw}) \cdot L \cdot W_s$$

### Corriente total:

$$J(L, N_{qw}, v_{rs}) := J_r(L, N_{qw}) + J_a(L, N_{qw}) + J_{nr}(L, N_{qw}) + J_d(L, N_{qw}) + J_{rs}(L, N_{qw})$$

$$I_{th}(L, N_{qw}, v_{rs}) := I_r(L, N_{qw}) + I_a(L, N_{qw}) + I_{nr}(L, N_{qw}) + I_d(L, N_{qw}) + I_{rs}(L, N_{qw})$$

**Cálculo de la eficiencia cuántica interna.**

$$ni(L, N_{qw}) := \frac{Jr(L, N_{qw})}{J(L, N_{qw})} \cdot 100$$

**Cálculo de la eficiencia cuántica externa.**

$$ne(L, N_{qw}) := ni(L, N_{qw}) \cdot \frac{\ln\left(\frac{1}{R}\right)}{\ln\left(\frac{1}{R}\right) + L \cdot \alpha}$$

**Cálculo de la eficiencia de conversión.**

$$Rs(L) := \frac{\rho}{Ws \cdot L} \quad \rho := 5 \cdot 10^{-4} \cdot \Omega \cdot \text{cm}^2$$

$$X(L, N_{qw}) := \frac{\frac{E_{\Gamma}(T, xw)}{q}}{Ith\left(L, N_{qw}, 0 \cdot \frac{\text{cm}}{s}\right) \cdot Rs(L)}$$

$$nc(L, N_{qw}) := ne(L, N_{qw}) \cdot \frac{X(L, N_{qw})}{\left[1 + \sqrt{(1 + X(L, N_{qw}))}\right]^2}$$